SYNTROMETRISCHE MAXIMENTELEZENTRIK

TEIL C

SYNMETRONIK DER WELT

BAND I

BURKHARD HEIM

S Y N T R O M E T R I S C H E

M A X I M E N T E L E Z E N T R I K

T E I L C

S Y N M E T R O N I K D E R W E L T

B a n d I

C S Y N M E T R O N I K D E R W E L T B A N D I

I n h a l t

Phänomenologische Induktion 1

K a p i t e l I

D E D U K T I V E B A S I S

1) Kanonische Feldmechanik 3
2) Quanten 14
3) Makromare Wirkungsfelder 20
4) Quantendualismus und Zustandsoperatoren.....65
5) Quantisierte kanonische Feldmechanik 82
6) Evolution einer Population im variablen Biotop 89
7) Konsequenzen aus Deduktion 100

K a p i t e l II

H E U R I S T I K D E R G R A V I T A T I O N

1) Gravitative Feldquellen und approximierter Tensorfluß 102
2) Gravitative Feldstörungen 112
3) Das Mesofeld 119
4) Gravitative Mesofeldwechselwirkungen 124
5) Revisionen und Ansatzpunkte 129

K a p i t e l III

S Y N T H E S I S D E R S O M A W E L T

1) Das Relativitätsprinzip gravitativer Feldstörungen 132
2) Feldtensoren der Gravitation 138
3) Vergleich der Invarianten 143
4) Somasynthesis der Gruppen und Tensoren 159
5) Approximierte Mesofeldkorrelation und Feldkorrespondenzen....173

K a p i t e l IV

D I E M E S O B A R I S C H E S T R U K T U R S Y N T H E S I S

1) Der mesobarische Korrelationstensor 191
2) Korrelations- und Korrespondenzpotentiale 198
3) Mesobarische Statik stabiler Korrelationszustände 204
4) Korrespondenzdynamik und Matastatik 218

A n h a n g

Symmetronische Begriffsbildungen zu Band I 250

C SYNMETRONIK DER WELT

Phänomenologische Induktion

Nach den induktiven Untersuchungen des Teiles B gibt es nur einige wenige Grundsätze die als Basis einer umfassenden deduktiven Beschreibung verwendbar sind. Solche Grundsätze müssen den folgenden Bedingungen genügen:

a) Sie müssen unmittelbar einer möglichst universellen empiri - schen Bestätigung zugänglich sein und

b) , müssen diese Grundsätze als Ausgangspunkte von Deduktionen mit maximalem Aussagewert erscheinen , d. h. , es müssen sich mindestens die in B dargestellten Aussagen aus ihnen entwickeln lassen. Schließlich muß

c) die Zahl dieser Grundsätze ein Minimum sein. Die phänomenologische Induktion dieser empirischen Prinzipien kann dann zur Ent - wicklung einer deduktiven Basis verwendet werden, deren Aussagen heuristisch eindeutig zu kombinieren sind, und aus diesen Kombinationen muß indirekt zu ersehen sein, ob es noch universellere Grundsätze gibt, wie diese zu formulieren sind und wie eine syntrometrische Beschreibung zu erfolgen hat.

Die empirischen Aussagen des Teiles B können in drei Gruppen klassifiziert werden. Die erste dieser Gruppen umfaßt alle durch die Empirie notwendig gewordenen Definitionen, während die zweite Gruppe alle Aussagen mit phänomenologisch deskriptivem Charakter enthält. Die dritte Gruppe schließlich enthält Aussagen, die als empirische Grundprinzipien anzusprechen sind. Die Gleichungen aus B verteilen sich auf diese drei Gruppen: 5,5a, 10, 12, 16, 20, sowie die empirische Definition des lebenden Organismus als hierarchisch geschichtetes Wirkungsgefüge mit entelechaler Bewertung.

Zweite Gruppe: 4, 8, 9, 9a, 9b, 11, 11a, 11b, 13, 14, 18, 19, 21, 21a, 22, 24, 24a, 25, 25a, 26a, 27, 29a, 3o, 31, 31a, 32, 33, 34, 34a, 35, 36, 36a, 37, 38, 39, 4o, 41, 42, 43, 44.

Dritte Gruppe: 1, 2, 3, 6, 7, 7a, 15, 28, 17, 23, 26, 29, 45.

Nach diesen Grundprinzipien der dritten Gruppe gelten in einer Zusammenfassung die folgenden prinzipiellen Aussagen der anthropomorphen ästhetischen Empirik:

α) Das gesamte materielle Geschehen verläft in Raum und Zeit

(1, 2, 3) und zwar so, daß jede Aktion mit einer entsprechenden Reaktion identisch ist (6) , während Energie und Impuls eines konservativen System erhalten bleiben (7 , 7a) und das zeitliche Geschehen so orientiert ist, dass die Entropie des Systems nicht abnehmen kann (17).

β) Es gibt ein durchgehendes Prinzip der Quantisierung. Und zwar erstreckt sich dieses Quantenprinzip auf alle Wirkungen (29) sowie auf die Atomistik der Materie (15,28) und die Atomistik der elektrischen Ladung (23,26).

γ) Es gibt als Organismen definierte hierarchisch geschichtete Wirkungsgefüge mit entelechalen Bewertungen, die sich identisch reduplizieren und einer zeitlichen Evolution durch Mikromutationen unterworfen sind; während jede Typoklinencharakteristik grundsätzlich frei von Unendlichkeitsstellen nichtlinear verläuft.

Zu einer umfassenden Beschreibung liefern diese drei Grund - sätze noch keine Basis; denn hierzu müssen noch einige Eigenschaften (enthalten in der zweiten Gruppe) der beschriebenen Phänomene hinzugezogen werden. Nach B wird das gesamte Geschehen durch die Korrespondenz von Konfigurationsfeldelementen bestimmt, welche durch Wirkungsfelder vermittelt wird. Die makromaren Wirkungsfelder werden durch 8,25 und 25a beschrieben, welche in einem 4. Basisgrundsatz erscheinen müssen. Die Ausgangsbasis einer Deduktion kann aber nur vollständig sein, wenn noch eine empirische Aussage über die Quellen der Wirkungsfelder vorliegt. Wegen der atomistischen Struktur der Materie müßte es sich hierbei um eine atomare Aussage und zwar konkreter um eine solche der Nuklearstrukturen handeln. Es bieten sich zwei Aussagen an, nämlich die Proportionalität zwischen Bindungsenergie und Massendefekt zum einen und die konstante Dichte der Kernmaterie (41) zum anderen. Da das Energiematerieäquivalent wegen der beobachteten Paarbildung von Elementarkorpuskeln aus Photonen auch für Photonen gelten muß und diese bereits durch 25 und 29 beschrieben werden können, kommt als vervollständigende Aussage nur 41 in Betracht. Die drei Basisgrundsätze sind also zu ergänzen durch den deskriptiven Grundsatz:

δ) Die Massendichte der Nuklearstrukturen ist stets konstant (41). Von der Materie wird ein gravitatives makromares Wirkungsfeld (8) und von elektrischen Ladungen ein makromares elektromagnetisches Wirkungsfeld (25, 25a) emittiert.

Aus diesen vier Grundsätzen α bis δ muß nunmehr eine deduktive Basis entwickelt werden, von welcher eine quantitative deskriptive

Analyse auszugehen hat. Das Ziel dieser Untersuchungen muß es sein (in dieser Richtung ist die gesamte Deduktion anzulegen), über dem Quantitätsaspekt zu einer Formulierung zu kommen, welche das Übergangskriterium zur anthropomorphen Syntrometrie erfüllt.

K a p i t e l I

D E D U K T I V E B A S I S

1) K a n o n i s c h e F e l d m e c h a n i k .

Bewegt sich ein Massenpunkt m unter dem Einfluß einer Kraft $\bar{K}$ längs eines Weges $\bar{s}$ so gilt für die Bewegung $\bar{K} = m \ddot{\bar{s}}$. Diese Beziehung gilt nicht mehr, wenn die Bewegung unfrei ist; denn durch die Einschränkung der Freiheitsgrade muss es eine Richtung geben, in welcher $\bar{K}$ keine Beschleunigung verursacht. Wegen $W = \int \bar{K} \, d \, \bar{s}$ als von $\bar{K}$ verrichtete Arbeit, folgt im Falle einer Einschränkung der Freiheitsgrade, dass hinsichtlich $\bar{K}$ statisches Gleichgewicht herrscht, wenn $\bar{K}$ längs einer virtuellen Verschiebung keine positive Arbeit verrichtet, also $\bar{K} \cdot \delta \bar{s} \leqq o$ bleibt. Besteht das in α beschriebene energetische System aus n Massenpunkten m_h, welche in gegenseitigen energetischen Zusammenhängen stehen und ist die Bewegungsfreiheit dieser m_h eingeschränkt, so gilt für das statische Gleichgewicht gegen äußere Kräfte $\bar{K}_h$ die Bedingung $\sum_{h=1}^{n} \bar{K}_h \, \delta \, \bar{s}_h = o$. Da die virtuellen Wegvariationen sowohl in positiver als auch in negativer Richtung durchführbar sind, kann stets die Gleichheit verwendet werden. Wird das System der äußeren Kräfte als abgeschlossenes energetisches System aufgefaßt, so gilt $\sum_{h=1}^{n} \int \bar{K}_h \, d \, \bar{s}_h = \text{const.}$, wegen

$W_h = \int \bar{K}_h \, d \, \bar{s}_h$; und dies hat, wenn man zum totalen Differential übergeht und dieses zur Variation macht, die statische Bedingung

$$\sum_{h=1}^{n} \bar{K}_h \cdot \delta \, \bar{s}_h = o \quad \ldots\ldots\ldots\

zur Folge. Ist diese Bedingung nicht erfüllt, so erfährt das System der m_h eine Beschleunigung und die, von dieser verursachte Bewegung ist in ihren Freiheitsgraden eingeschränkt. Ist im Fall dieser Bewegung b_h die wirkliche Beschleunigung eines m_h, so entspricht $m_h \cdot \bar{b}_h$ einer freien Bewegung. Diese ist aber nicht direkt durch die insgesamt angreifende Kraft $\bar{K}_h$ gegeben doch gilt $m_h \cdot \bar{b}_h = \bar{K}_h + \bar{P}_h$, worin $\bar{P}_h$ eine fingierte Zusatzkomponente ist, welche von den Bedingungen abhängt, die den Freiheitsgrad einschränken. $\bar{P}_h$ muß mit einer verlorenen Kraft $\bar{V}_h$ gemäß $\bar{P}_h + \bar{V}_h = \bar{0}$ im Gleichgewicht stehen; denn $\bar{P}_h$ tritt als beschleunigende Ursache nicht in Erscheinung. Mit $\bar{V}_h$ kann aber die statische Bedingung 1 in der Form $\sum_{h=1}^{n} \bar{V}_h \, \delta \, \bar{s}_h = 0$ geschrieben werden. Andererseits ist $\bar{P}_h = - \bar{V}_h$ und $m_h \cdot \bar{b}_h = \bar{K}_h + \bar{P}_h = \bar{K}_h - \bar{V}_h$ oder $\bar{V}_h = \bar{K}_h - m_h \, \bar{b}_h$, was die Bedingung

$$\sum_{h=1}^{n} (\bar{K}_h - m_n \, \bar{b}_h) \, \delta \, \bar{s}_h = 0 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \text{1a}$$

für statisches und dynamisches Gleichgewicht zur Folge hat. Aus dieser Universalgleichung können die partikularen Bewegungsgleichungen bestimmt werden, wenn durch ein System aus q Beziehungen der $3n$ Koordinaten die Zahl der $3n$ Freiheitsgrade des völlig freien Systems auf $s = 3n - q$ Freiheitsgrade reduziert wird. Dies ist nicht nur für den vereinfachten Fall eines holonomen und skleronomen, sondern auch für den universellen Fall eines nicht holonomen und rheonomen Systems der q Bedingungsgleichungen möglich.

Bei den Entwicklungen der Gleichungen 1 und 1 a wurden virtuelle Verschiebungen aus einer Gleichgewichtslage vorgenommen, derart, daß die virtuelleverschobene Lage immer noch mit der Gleichgewichtsbedingung verträglich ist. Im allgemeineren Fall liegt ein dynamischer Prozeß vor, das heißt, der Schwerpunkt irgendeines Systems von Massenpunkten durchläuft irgendeine Bahn. Wie diese Bahn als Raumkurve auch immer beschaffen sein mag, muß, wenn die Bewegung überhaupt abläuft, während des Bewegungsablaufes dynamisches Gleichgewicht herrschen. Wird dieses dynamische Gleichgewicht gestört, so kann dies nur Einfluß auf die geometrische Form der Raumkurve haben, längs welcher die Bewegung abläuft, und diese neue

zur Folge. Ist diese Bedingung nicht erfüllt, so erfährt das System der m_h eine Beschleunigung und die, von dieser verursachte Bewegung ist in ihren Freiheitsgraden eingeschränkt. Ist im Fall dieser Bewegung b_h die wirkliche Beschleunigung eines m_h, so entspricht $m_h \cdot \bar{b}_h$ einer freien Bewegung. Diese ist aber nicht direkt durch die insgesamt angreifende Kraft $\bar{K}_h$ gegeben doch gilt $m_h \cdot \bar{b}_h = \bar{K}_h + \bar{P}_h$, worin $\bar{P}_h$ eine fingierte Zusatzkomponente ist, welche von den Bedingungen abhängt, die den Freiheitsgrad einschränken. $\bar{P}_h$ muß mit einer verlorenen Kraft $\bar{V}_h$ gemäß $\bar{P}_h + \bar{V}_h = \bar{0}$ im Gleichgewicht stehen; denn $\bar{P}_h$ tritt als beschleunigende Ursache nicht in Erscheinung. Mit $\bar{V}_h$ kann aber die statische Bedingung 1 in der Form $\sum_{h=1}^{n} \bar{V}_h \, \delta \, \bar{s}_h = 0$ geschrieben werden. Andererseits ist $\bar{P}_h = - \bar{V}_h$ und $m_h \cdot \bar{b}_h = \bar{K}_h + \bar{P}_h = \bar{K}_h - \bar{V}_h$ oder $\bar{V}_h = \bar{K}_h - m_h \bar{b}_h$, was die Bedingung

$$\sum_{h=1}^{n} (\bar{K}_h - m_n \bar{b}_h) \, \delta \, \bar{s}_h = 0 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \text{1a}$$

für statisches und dynamisches Gleichgewicht zur Folge hat. Aus dieser Universalgleichung können die partikularen Bewegungsgleichungen bestimmt werden, wenn durch ein System aus q Beziehungen der $3n$ Koordinaten die Zahl der $3n$ Freiheitsgrade des völlig freien Systems auf $s = 3n - q$ Freiheitsgrade reduziert wird. Dies ist nicht nur für den vereinfachten Fall eines holonomen und skleronomen, sondern auch für den universellen Fall eines nicht holonomen und rheonomen Systems der q Bedingungsgleichungen möglich.

Bei den Entwicklungen der Gleichungen 1 und 1 a wurden virtuelle Verschiebungen aus einer Gleichgewichtslage vorgenommen, derart, daß die virtuelleverschobene Lage immer noch mit der Gleichgewichtsbedingung verträglich ist. Im allgemeineren Fall liegt ein dynamischer Prozeß vor, das heißt, der Schwerpunkt irgendeines Systems von Massenpunkten durchläuft irgendeine Bahn. Wie diese Bahn als Raumkurve auch immer beschaffen sein mag, muß, wenn die Bewegung überhaupt abläuft, während des Bewegungsablaufes dynamisches Gleichgewicht herrschen. Wird dieses dynamische Gleichgewicht gestört, so kann dies nur Einfluß auf die geometrische Form der Raumkurve haben, längs welcher die Bewegung abläuft, und diese neue

Kurve wiederum, kann nur geometrisch so beschaffen sein, daß auch auf ihr dynamisches Gleichgewicht herrscht. Im Folgenden soll eine solche Bahnvariation durchgeführt werden, wobei zur Vereinfachung angenommen werden soll, daß die Zeit nicht mitvariiert. Ist also die Strecke $\overrightarrow{AB}$ ein Linienelement der ursprünglichen Kurve und $\overrightarrow{A'B'}$ ein solches der Variierten, so sollen beide Elemente während des Zeitelementes dt durchlaufen werden. Die Grenzpunkte A und B, sowie A' und B' sollen die Koordinaten A $(x_i)_1'$, sowie B $(x_{i2})_1'$, ferner A' $(x_{i3})_1'$ und B' $(x_{i4})_1'$ haben. Es muß möglich sein, alle diese Koordinaten durch diejenigen von A auszudrücken. Es gilt zunächst $x_{i2} = x_i + \dot{x}_i \cdot dt$ und $x_{i3} = x_i + \delta x_i$. Entsprechend gilt $x_{i4} = x_{i3} + \dot{x}_{i3} \cdot dt =$

$= x_i + \delta x_i + \dot{x}_i \cdot dt + \partial/\partial t \ (\delta x_i)\, dt$. Andererseits ist

$x_{i4} = x_{i2} + \delta x_{i2} = x_i + \dot{x}_i\, dt + \delta x_i + \delta \dot{x}_i\, dt$.

Werden beide Ausdrücke verglichen, so folgt $\partial/\partial t \ (\delta x_i) = \delta \dot{x}_i$, weil die Zeit nicht mitvariieren soll. Mit diesem Ausdruck kann Gleichung 1a umgeformt werden. Wegen $\bar{b}_h = \ddot{\bar{s}}_h$ wird nach der Produktregel $\ddot{\bar{s}}_h \cdot \delta \bar{s}_h = \frac{\partial \dot{\bar{s}}_h}{\partial t} \delta \bar{s}_h$. Andererseits ist

$\partial/\partial t \ (\dot{\bar{s}}_h \cdot \delta \bar{s}_h) = \ddot{\bar{s}}_h \delta \bar{s}_h + \dot{\bar{s}}_h \ \partial/\partial t \ (\delta \bar{s}_h) =$

$= \ddot{\bar{s}}_h \delta \bar{s}_h + \dot{\bar{s}}_h \delta \dot{\bar{s}}_h = \ddot{\bar{s}}_h \delta \bar{s}_h + \delta (\dot{\bar{s}}_h^2/2)$ oder

$\ddot{\bar{s}}_h \delta \bar{s}_h = \partial/\partial t \ (\dot{\bar{s}}_h \delta \bar{s}_h) - \delta (1/2 \ \dot{\bar{s}}_h^2)$. In Gleichung 1a eingesetzt ergibt dies $0 = \sum_{h=1}^{n} (\bar{K}_h - m_h \ddot{\bar{s}}_h) \delta \bar{s}_h =$

$= \sum_{h=1}^{n} \bar{K}_h \cdot \delta \bar{s}_h + \sum_{h=1}^{n} m_h \cdot \delta (1/2 \ \dot{\bar{s}}_h^2) -$

$- \sum_{h=1}^{n} m_h \cdot \partial/\partial t \ (\dot{\bar{s}}_h \delta \bar{s}_h)$ oder $\sum_{h=1}^{n} (\bar{K}_h \cdot \delta \bar{s}_h +$

$+ m_h \delta (1/2 \ \dot{\bar{s}}_h^2)) = \partial/\partial t \sum_{h=1}^{n} m_h \dot{\bar{s}}_h \cdot \delta \bar{s}_h \cdot$

Im allgemeinen kann $\bar{K}_h$ stets als Gradient aufgefaßt werden, weil Wechselwirkungsenergie immer durch Energieniveaus, also negative Potentiale V beschrieben werden können. Mithin gilt $\bar{K}_h = - (\text{grad})_h ; V$, und nach den Regeln der Variationsrech -

nung $\sum_{h=1}^{n} \bar{K}_h \, \delta \, \bar{s}_h = - \sum_{h=1}^{n} (\text{grad})_h \; ; \; V \cdot \delta \, \bar{s}_h = - \delta \; V,$ weil stets grad $\varphi \cdot d \, \bar{s} = d \, \varphi$ ist. Andererseits ist die kine - tische Energie eines Massenpunktes m_h gegeben durch

$E_{Kh} = 1/2 \; m_h \cdot \dot{\bar{s}}_h$, also $\sum_{h=1}^{n} m_h \; \delta \; (1/2 \; \dot{\bar{s}}_h^2) = \sum_{h=1}^{n} \delta \; E_{Kh} =$ $= \delta \; E_K$, wenn E_K die gesamte kinetische Energie des Systems ist für dessen potentielle Energie V gilt. Berücksichtigt man $\delta \; a + \delta \; b = \delta \; (a+b)$ und setzt man die Energievariationen in die umgeformte Grundgleichung 1 so folgt

$\delta \; L = \partial / \partial t \sum_{h=1}^{n} m_h \; \dot{\bar{s}}_h \cdot \delta \; \bar{s}_h$, wenn $L = E_K - V$ als kinetisches Potential des Systems definiert wird. Wenn im Punkt A die Zeit t_1 gilt und im Punkt B die Zeit $t_2 > t_1$, und wenn weiter die Wegvariationen $\delta \; \bar{s}_h \; (t_1) = \delta \; \bar{s}_h \; (t_2) = \bar{0}$ sind, so folgt nach Integration

$$\int_{t_1}^{t_2} \delta \; L \; d \; t = \int_{t_1}^{t_2} \partial / \partial t \sum_{h=1}^{n} m_h \; \dot{\bar{s}}_h \; \delta \; \bar{s}_h \; d \; t =$$

$$= \int_{\delta \bar{s}_h(t_1)}^{\delta \bar{s}_h(t_2)} d \sum_{h=1}^{n} m_h \; \dot{\bar{s}}_h \, \delta \bar{s}_h = \sum_{h=1}^{n} m_h \; (\dot{\bar{s}}_h \; (t_2) \cdot \delta \; \bar{s}_h \; (t_2)$$

$- \dot{\bar{s}}_h \; (t_1) \cdot \delta \; \bar{s}_h \; (t_1)) = 0$. Außerdem gilt nach den Regeln der Variationsrechnung $\int \delta \; \varphi \cdot d \; u = \delta \int \varphi \; d \; u$ und dies liefer

$$\delta \int_{t_1}^{t_2} L \cdot d \; t = 0, \; L = E_K - V \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \; 2$$

Diese Beziehung sagt aus, daß von allen möglichen Bewegungsvorgän- gen sich nur derjenige wirklich abspielen kann, dessen Aktion ein Minimum ist. Denn , wenn die Variation eines bestimmten Integrals verschwindet, bildet der Integrand einen Extremwert, das heißt, im Falle $E_K = 0$ wird $\delta \; V = 0$, was labiles Gleichgewicht für $V = V_{max}$, stabiles Gleichgewicht für $V = V_{min}$ und indifferentes Gleichgewicht zur Folge hat, wenn die Verschiebungen nicht mehr virtuell bleiben und trotzdem Gleichung 1 erfüllt ist. Im Falle eines Potentials liegen die stabilen Zustände in Termen mit energe tischen Niveauminima. Auf den Fall $E_K > 0$ übertragen bedeutet dies, daß sich ein Prozeß stets so abspielt, daß die durch das kin tische Potential L ausgedrückte Aktion ein Minimum wird. Auf

Gleichung 2 kann ein ähnlicher Prozeß angewendet werden wie derjenige , der aus Gleichung 1a die partikularen Bewegungsgleichungen entstehen läßt, zumal in Gleichung 2 keine Vektoren vorkommen und auch Größen, die an irgendein spezielles Koordinatensystem gebunden sind, nicht existieren. Aus diesem Grunde ist es möglich, den s Freiheitsgraden des Systems entsprechend $1 \leq i, k \leq s$ generalisierte Koordinaten q_i einzuführen, derart, daß die 3 n Systemkoordinaten $x_{1h} = x_{1h}\,(q_i)_1^s$ mit $1 \leq 1 \leq 3$ und $1 \leq h \leq n$ als Funktionen dieser generalisierten Koordinaten erscheinen. Diese q_i können beliebige Dimensionierungen haben, die untereinander auch nicht gleich zu sein brauchen. Für die zeitlichen Änderungen der x_{1h} gilt

$$\dot{x}_{1h} = \sum_{i=1}^{s} \frac{\partial x_{1h}}{\partial q_i} \cdot \dot{q}_i \text{ , also } \dot{x}_{1h}^2 = \sum_{i,k=1}^{s} \frac{\partial x_{1h}}{\partial q_i} \cdot$$

$$\cdot \frac{\partial x_{1h}}{\partial q_k} \cdot \dot{q}_i \cdot \dot{q}_k \text{ , also } \dot{s}_h^2 = \sum_{i,k=1}^{s} \dot{q}_i \dot{q}_k \sum_{1=1}^{3} \cdot$$

$$\cdot \frac{\partial x_{1h}}{\partial q_i} \cdot \frac{\partial x_{1h}}{\partial q_k} \text{ . Dies liefert für } E_k = \sum_{h=1}^{n} 1/2\ m_h\ \dot{s}_h^2 =$$

$$= \sum_{i,k=1}^{s} \dot{q}_i\ \dot{q}_k \sum_{h=1}^{n} \frac{m_h}{2} \sum_{1=1}^{3} \frac{\partial x_{1h}}{\partial q_i} \cdot \frac{\partial x_{1h}}{\partial q_k} =$$

$$= \sum_{i,k=1}^{s} \dot{q}_i\ \dot{q}_k \cdot C_{i,k} \text{ , worin } C_{i,k} \text{ nicht mehr zeitlich}$$

variabel ist und nur noch von den generalisierten Koordinaten abhängt. Es ist also $E_k = E_k\,(q_i , \dot{q}_i)_1^s$, also

$$\delta E_k = \sum_{i=1}^{s} \left(\frac{\partial E_k}{\partial q_i} \delta q_i + \frac{\partial E_k}{\partial \dot{q}_i} \cdot \delta \dot{q}_i \right) \text{ , während}$$

während $V = V\,(q_i)_1^s$ nur von den q_i abhängen kann, so daß

$$\delta V = \sum_{i=1}^{s} \frac{\partial V}{\partial q_i} \cdot \delta q_i \text{ wird. In Gleichung 2 eingesetzt}$$

wird $0 = \delta \int_{t_1}^{t_2} L \cdot dt = \int_{t_1}^{t_2} (\delta E_k - \delta V)\, dt =$

$$= \sum_{i=1}^{s} \int_{t_1}^{t_2} \left(\left(\frac{E_k}{q_i} - \frac{\partial V}{\partial q_i} \right) \cdot \delta q_i + \frac{\partial E_k}{\partial \dot{q}_i} \cdot \delta \dot{q}_i \right) dt .$$

Der letzte Summand dieses Integranden läßt sich partiell integrieren. Zunächst gilt

$$\frac{E_k}{\dot{q}_i} \dot{q}_i = / t \left(\frac{\partial E_k}{\partial \dot{q}_i} \delta q_i \right) - q_i \cdot \partial / \partial t \left(\frac{\partial E_k}{\partial \dot{q}_i} \right)$$

wegen $\partial / \partial t \ (\delta q_i) = \delta \dot{q}_i$, also $\int_{t_1}^{t_2} \frac{\partial E_k}{\partial \dot{q}_i} \delta \dot{q}_i \, dt =$

$$= \frac{\partial E_k}{\partial \dot{q}_i} \delta q_i \Big|_{t_1}^{t_2} - \int_{t_1}^{t_2} \partial / \partial t \left(\frac{\partial E_k}{\partial \dot{q}_i} \right) \delta q_i \, dt =$$

$$= - \int_{t_1}^{t_2} \frac{\partial^2 E_k}{\partial \dot{q}_i \partial t} \cdot \delta q_i \cdot dt \text{ , was eingesetzt}$$

$$\sum_{i=1}^{s} \int_{t_1}^{t_2} \left(\frac{\partial E_k}{\partial q_i} - \frac{\partial V}{\partial q_i} - \frac{\partial^2 E_k}{\partial \dot{q}_i \partial t} \right) \delta q_i \, dt = 0$$

$$\text{oder} \sum_{i=1}^{s} \int_{t_1}^{t_2} \left(\partial L / \partial q_i - \frac{\partial \dot{E}_k}{\partial \dot{q}_i} \right) \delta q_i \cdot dt = 0$$

liefert. Dies ist aber nur möglich , weil bei der partiellen Integration $\frac{\partial E_k}{\partial \dot{q}_i} \cdot \delta q_i \Big|_{t_1}^{t_2} = 0$ gesetzt wurde . Es ist dies aber immer zulässig, weil auch für die generalisierten Koordinaten für die Grenzen der Variation $\delta q_i \ (t_1) = \delta q_i \ (t_2) = 0$ gefordert werden darf. Auch ist das Vorzeichen der Variationen beliebig, so daß im Integral stets ein positiver Integrand erreichbar ist, das heißt ,

$$\sum_{i=1}^{s} \int_{t_1}^{t_2} \left(\partial L / \partial q_i - \frac{\partial \dot{E}_k}{\partial \dot{q}_i} \right) \cdot \delta q_i \cdot dt = 0 \text{ kann nur}$$

erfüllt werden, wenn der Integrand verschwindet, also wenn

$$\sum_{i=1}^{s} \left(\partial L / \partial q_i - \partial / \partial t \left(\frac{\partial E_k}{\partial \dot{q}_i} \right) \right) \delta q_i = 0 \text{ ist. In die-}$$

sen s Gleichungen, welche die generalisierten Bewegungsgleichungen sind, ist $-\partial V / \partial q_i$ eine generalisierte Kraft , welche keine Kraftdimensionierung zu haben braucht. Wesentlich ist nur, daß das Integral längs der zugehörigen generalisierten Koordinate eine Energiedimensionierung hat. Entsprechend ist $\partial E_k / \partial \dot{q}_i = p_i$ ein generalisierter Impuls, so daß das System der generalisierten Bewegungs-

gleichungen zu $\sum_{i=1}^{s} (\partial L/\partial q_i - \dot{p}_i)\,\delta q_i = 0$ wird. Da stets $\delta q_i \neq 0$ ist, kann nur

$$\partial L/\partial q_i - \dot{p}_i = 0 \quad \ldots\ldots\ldots\

$$= \sum_{i=1}^{s} (\partial/\partial q_i \ (E_k + V) + \dot{p}_i) = \sum_{i=1}^{s} (\dot{p}_i + \partial H/\partial q_i) ,$$

wenn für den gesamten Energieinhalt die Funktion $H = E_k + V$ eingeführt wird. H setzt sich aus generalisierten Energien zusammen und ist daher selbst ein generalisierter Energieinhalt. Wegen $E_k = G$ wird auch $H = G\,(p_i , q_i)_1^s + V(q_i)_1^s$, also $\frac{\partial H}{\partial p_i} = \frac{\partial G}{\partial p_i}$, so daß sich aus der zweiten Nullbeziehung

$\frac{\partial H}{\partial p_i} - \dot{q}_i = 0$ ergibt. Damit werden die kanonischen Bewegungsgleichungen zu

$$\dot{p}_i + \frac{\partial H}{\partial q_i} = 0, \ \dot{q}_i - \frac{\partial H}{\partial p_i} = 0 ,$$

$$H = G + V , \ G = E_k \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 3a$$

Die Verteilung der n Massenpunkte kann auch als eine Verteilung von n diskreten Wirkungszentren und somit als eine diskontinuierliche Feldverteilung dieser Wirkungszentren aufgefaßt werden. Eine solche diskontinuierliche Verteilung $n < \infty$ dürfte als der allgemeinste Fall eines Feldes aufzufassen sein, denn erst für $n \to \infty$ entsteht das Feldkontinuum als Grenzwert. Der allgemeine Formalismus eines realen diskontinuierlichen Feldes, welches in Raum und Zeit definiert ist, und somit ein Geschehen verursacht oder die Wirkung eines anderen Geschehens ist, muß dem allgemeinen, auch in generalisierten Koordinaten gültigen Gesetz des physikalischen Geschehens $\delta \int_{t_1}^{t_2} \underline{L}\ d\,t = 0$ mit $\underline{L} = \int L\ d\,V$ und

$d\,V = d\,x_1 \cdot d\,x_2 \cdot d\,x_3$ genügen, wobei $L = \frac{d\,\underline{L}}{d\,V}$ als Raumdichte des kinetischen Potentials aufzufassen ist. Entsprechend sei in $\underline{H} = \int H\ d\,V$ der Differentialquotient $H = \frac{d\underline{H}}{dV}$ die Raumdichte des generalisierten Energieinhaltes aus Gleichung 3 a. Das aus $1 \leqq h \leqq n$ Wirkungszentren bestehende Feld muß durch n Zustandsfunktionen ψ_h beschreibbar sein, von denen jede einzelne einem Wirkungszentrum entspricht. Auch muß $\psi_h = \psi_h\ (x_i , t)_1^s$ sein; denn jedes Feld ist eine Zustands-

funktion, welche dem jeweiligen Raumzeitpunkt des vom Feld verursachten Geschehens den Wert einer Zustandsgröße zuordnet, die das Feld charakterisiert; das heißt, die irgent ein Wirkungszentrum h beschreibende Funktion ψ_h muß von den drei Koordinaten des physischen Raumes und der Zeit abhängen. Der Gesamtzustand des Feldes wird offenbar durch $\underline{L}$ und die räumliche Zustandsdichte durch L beschrieben. Andererseits müssen aber für $n < \infty$ die Gesetze der Vielpunktmechanik gelten, das heißt, L muß als Zustandsfunktion des Feldes von den ψ_h, sowie von deren ersten partiellen Ableitungen nach den drei Raumkoordinaten und der Zeit abhängen. Es

ist also $L = L\left(\psi_h, \frac{\partial \psi_h}{\partial x_1}, \frac{\partial \psi_h}{\partial x_2}, \frac{\partial \psi_h}{\partial x_3}, \dot{\psi}_h\right)_1^n$

und $\delta \int_{t_1}^{t_2} \underline{L}\, d\,t = 0$ wird nach den Regeln der Variationsrechnung zu $0 = \delta \int_{t_1}^{t_2} \int L\, d\,V\, d\,t = \int_{t_1}^{t_2} \int \delta\, L\, d\,V\, d\,t$. Hierin

ist $\delta\, L = \sum_{h=1}^{n} \left(\frac{\partial L}{\partial \psi_h} \cdot \delta\, \psi_h + \sum_{k=1}^{3} \frac{\partial L}{\partial\, \mathrm{grad}_k \psi_h} \right.$.

$\left. \cdot\, \delta\, \mathrm{grad}_k\, \psi_h + \frac{\partial L}{\partial \dot{\psi}_h} \cdot \delta\, \dot{\psi}_h \right) = \sum_{h=1} \delta\, \psi_h$.

$\cdot \left(\frac{\partial L}{\partial \psi_h} - \sum_{k=1}^{3} \mathrm{grad}_k \frac{\partial L}{\partial\, \mathrm{grad}_k \psi_h} - \frac{\partial^2 L}{\partial \dot{\psi}_h \partial t} \right)$, weil die

ψ_h gemäß $\psi_h + \delta\, \psi_h$ so zu variieren sind, daß $\delta\, L$ an den raumzeitlichen Grenzen des Integrationsbereiches verschwindet.

Die Beziehung $\int_{t_1}^{t_2} \int \delta\, L\, d\, V\, d\, t = 0$ kann aber nur erfüllt sein, wenn auch $\delta\, L = 0$ ist und in

$$\sum_{h=1}^{n} \left(\frac{\partial L}{\partial \psi_h} - \sum_{k=1}^{3} \mathrm{grad}_k \frac{\partial L}{\partial\, \mathrm{grad}_k \psi_h} - \frac{\partial^2 L}{\partial t\, \partial \dot{\psi}_h} \right) \cdot$$

$\cdot\, \delta\, \psi_h = 0$ sind entweder die $\delta\, \psi_h > 0$ oder $\delta\, \psi_h < 0$, so daß die Bedingung nur dann erfüllbar ist, wenn vor jeder Variation der Faktor für sich verschwindet, denn alle $\delta\, \psi_h \neq 0$ sind voneinander linear unabhängig. Auf diese Weise entstehen n Feldgleichungen

$$K_h \; ; \; L = 0, \; K_h = \frac{\partial}{\partial \psi_h} - \sum_{k=1}^{3} \operatorname{grad}_k \frac{\partial}{\partial \operatorname{grad}_k \psi_h} - \frac{\partial^2}{\partial t \, \partial \dot{\psi}_h} \, , \; L\left(\psi_h , \frac{\partial \psi_h}{\partial x_k} , \dot{\psi}_h \right)_{k,h=1}^{3,n} = \frac{d \, \mathfrak{L}}{d \, V} \; \ldots\ldots$$

$$\ldots\ldots\ldots

ehemalige Wirkungszentrum $\psi_h\ (x_{k,t})_1'$ über den ganzen Zelleninhalt $\delta V_{(s)}$ in räumlicher Konstanz verteilt ist. Entsprechend kann auch $\underline{L} = \int L\ d\,V$ im Zellenbild in der Form $\underline{L} = \sum_s L_{(s)}\ \delta V_{(s)}$ gebildet werden und muß daher, wie $L_{(s)}$ von den q_j und $\dot{q}_j$ abhängen. Hieraus kann $\int_{t_1}^{t_2} \underline{L}\ d\,t$ gebildet werden, was gemäß $\delta \int_{t_1}^{t_2} \underline{L}\ d\,t = 0$ dann extremal wird, wenn $\delta \underline{L} = 0$ ist, das heißt, wenn die q_j gemäß $q_j + \delta q_j$ variieren und wenn die δq_j für die Grenzen des Zeitintegrals verschwinden, aber auch in Zellen, welche außerhalb des Bereiches V liegen und somit kein Wirkungszentrum enthalten. Da nun der räumliche Bereich V beliebig wählbar ist, entspricht tatsächlich der Limes $n \to \infty$ dem Übergang von der diskreten Verteilung der Wirkungszentren zum Feldkontinuum. Kanonische Feldgleichungen können aus Gleichung 4 entwickelt werden, wenn man, dem kanonischen Formalismus entsprechend, die kanonisch konjungierten Impulse $p_j = \partial \underline{L} / \partial \dot{q}_j$ einführt. Mit $\underline{L} = \sum_{s'} L_{(s')}\ \delta V_{(s')}$ und $q_j \equiv \psi_{(s')h}$ wird $p_j = \delta V_{(s)} \cdot \dfrac{\partial L_{(s)}}{\partial \dot{\psi}_{(s)h}}$; denn in der Summe $\underline{L}$ ist $\dot{\psi}_{(s)h}$ nur im Summanden $s' = s$ vorhanden. Nach Gleichung 4 muß es in V eine Stelle x_i geben und dazugehörig ψ_h derart, daß an diesem Ort L nur noch von den $\dot{\psi}_h$, nicht aber von den $\dfrac{\partial \psi_h}{\partial x_i}$ abhängt. Die raumzeitliche Funktion $\dfrac{\partial L}{\partial \dot{\psi}_h} = \pi_h$ wird als das zum Feld ψ_h kanonisch konjugierte Feld π_h bezeichnet. Hiermit werden die Gleichungen K_h ; $L = 0$ zu

$$\dot{\pi}_h = \frac{\partial L}{\partial \psi_h} - \sum_{k=1}^{3} \frac{\partial}{\partial x_k} \frac{\partial L}{\partial \operatorname{grad}_k \psi_h} \quad ,$$

$$\pi_h = \frac{\partial L}{\partial \dot{\psi}_h} \qquad \text{.....4a.}$$

Im Zellenbild $\delta V_{(s)}$ steht nun offenbar auch der kanonisch konjugierte Impuls p_j mit dem kanonisch konjugierten Feld im Zusammenhang, denn es gilt

$p_j = \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_j} = \int V_{(s)} \frac{\partial L}{\partial \dot{\psi}_{(s)h}} = \int V_{(s)} \cdot \pi_{(s)h}$, so daß das kanonisch konjugierte Feld in $\int V_{(s)}$ als Raumdichte des kanonischen Impulses in dieser Zelle aufgefaßt werden kann und zwar in generalisierten Koordinaten. Mit diesen Größen kann im Bild $\int V_{(s)}$ auch die Funktion $\underline{H}$ dargestellt werden. Nach dem mechanischen Formalismus in generalisierten Koordinaten gilt $\underline{H} = \sum_j p_j \dot{q}_j - \underline{L}$, also im Zellenbild

$\underline{H} = \sum_s \int V_{(s)} \left(\sum_{h=1}^{n} \pi_{(s)h} \dot{\psi}_{(s)h} - L_{(s)} \right)$ oder wenn man im Limes zum Kontinuum $\underline{H} = \int H \, d\, V$ übergeht $\underline{H} = \lim_{s\to\infty} \sum_s \int V_{(s)} \cdot \left(\sum_{h=1}^{n} \pi_{(s)h} \cdot \dot{\psi}_{(s)h} - L_{(s)} \right) = \int \left(\sum_{h=1}^{n} \pi_h \cdot \dot{\psi}_h - L \right) dV$

oder mit $\underline{H} = \int H \, d\, V$ verglichen und räumlich differenziert.

$$H \left(\psi_h , \frac{\partial \psi_h}{\partial x_k} , \pi_h \right)_{k,h=1}^{3,n} = \sum_{h=1}^{n} \pi_h \cdot \dot{\psi}_h - L \quad \ldots\ldots 5$$

liefert. Mit dieser Beziehung kann Gleichung 4 in eine kanonisch konjugierte Form gebracht werden, welche ein feldmechanisches Analogon zu den Beziehungen 3 a der kanonischen Punktmechanik bildet.

2. Q u a n t e n

Nach der Aussage β der phänomenologischen Induktion ist jede Materieverteilung ein diskontinuierliches Feld aus elementaren Materiefeldquanten, von denen jedes einzelne mit den übrigen in Wechselbeziehungen stehen muß, da erfahrungsgemäß jede Materievertei - lung einen mechanischen Zusammenhalt hat. Der Mikrozustand aller dieser Materiefeldquanten bestimmt also statistisch den jeweiligen Makrozustand der makromaren Materieverteilung, welche das Kompositum einer großen Zahl von Materiefeldquanten darstellt. Wegen dieser großen Zahl kann ein und derselbe Makrozustand stets durch sehr viele verschiedene Mikrozustände realisiert werden. Die Zahl W dieser Mikrozustände, die ein und denselben Makrozustand ermöglichen, wird als thermodynamische Wahrscheinlichkeit des Makrozustandes bezeichnet. Sind zwei Makrozustände A und B gegeben zu denen die thermodynamischen Wahrscheinlichkeiten W_A und W_B gehören, so

ist B wahrscheinlicher als A , wenn $W_B > W_A$ ist. Offenbar muß es möglich sein W aus der kombinatorischen Zahl der Vertauschungs - möglichkeiten zu ermitteln, welche zwischen den Materiefeldquanten besteht. Ist das System aus N solcher Einzelindividuen zusammenge - setzt so gibt es N ! Austauschmöglichkeiten. Verteilen sich von diesen N Individuen N_a und N_b auf zwei gleichgroße Räume a und b, so daß $N = N_a + N_b$ ist, so gibt es in diesen Räumen die Austauschmöglichkeiten $N_a !$ und $N_b !$. Nach den Regeln der Kombinatorik gibt es insgesamt $Z = N!/N_a!N_b!$ Vertauschungsmöglichkeiten. Führen die ein Materievolumen aufbauenden Materiefeldquanten eine statistisch ungeordnete Bewegung aus, so kann es zu diesen Austauschvorgängen der Zahl Z kommen. Der Mikrozustand des Systems ändert sich infolge dieser statistischen Bewegung zeitlich und für den durch W gekennzeichneten Makrozustand gibt es die Möglichkeiten $W = \text{const}\ (t)$ oder $W\ (t)$. Im ersten Fall liefern alle zeitlich durchlaufenden Mikrozustände stets den gleichen Makrozustand, das heißt für W = const sind nur Mikrozustände der Anzahl möglich, welche durch W ausgedrückt wird. Ist dagegen $W = W\ (t)$ zeitabhängig und sind $t_1 < t_2$ zwei Zeitgrenzen, so gibt es die beiden Möglichkeiten $W\ (t_2) < W\ (t_1)$ und $W\ (t_2) > W\ (t_1)$. Im ersten Fall liegt ein Abfall von W vor, der aber nach den Gesetzen der Statistik nur möglich wird, wenn äußere Einflüsse auf das System einwirken, während im zweiten Fall W ansteigt, das heißt, wenn das System ohne äußere Einflüsse sich selbst überlassen bleibt, kann W nicht abnehmen, so daß für die thermodynamische Wahrscheinlichkeit einer statistischen Verteilung von Materiefeldquanten immer $\dot{W} \geq 0$ und $\ddot{W} \leq 0$ gilt, wenn auf die Verteilung keine äußeren Einflüsse wirken. Nach der Aussage α der phänomenologischen Induktion kann aber die Entropie S eines Systems ohne äußere Einflüsse nicht abnehmen, so daß wegen $\dot{S} \geq 0$ und $\ddot{S} \leq 0$ und der analogen Aussage $\dot{W} \geq 0$, $\ddot{W} \leq 0$ eine statistische Interpretation der Entropie denkbar ist und ein Zusammenhang $S = f\ (W)$ vermutet werden kann. Es käme darauf an, f zu ermitteln. Sind zwei Feldquantenverteilungen in Form von zwei Systemen a und b gegeben, welche ein Gesamtsystem aufbauen, so kommt es nach den Gesetzen der Thermodynamik in diesem Gesamtsystem zunächst zu einer Addition der Entropien S_a und S_b der Teilsysteme zur Entropie. $S = S_a + S_b$ des Gesamtsystems, da sich nach diesen Gesetzen die Entropien von Teilsystemen addieren. Nach den Gesetzen der Wahrscheinlichkeits - theorie gilt dagegen für die Wahrscheinlichkeiten W_a und W_b das

Multiplikationsgesetz $W = W_a \cdot W_b$, also mit $S = f(W)$ die Funktionalbeziehung $f(W_a \cdot W_b) = f(W_a) + f(W_b)$. Partielle Differentiation nach W_a liefert $W_b \cdot \partial/\partial W_a \; f(W_a \cdot W_b) = \partial/\partial W_a \; f(W_a)$ und nach nochmaliger partieller Differentiation nach W_b schließlich

$$\frac{}{W_a} \; f(W_a \cdot W_b) + W_b \, \frac{\partial^2}{\partial W_a \cdot \partial W_b} \; f(W_a \cdot W_b) = 0$$

mit $W = W_a \cdot W_b$ und $f = f(W)$ wird dieser partielle Differentialgleichung zur totalen Differentialgleichung, nämlich

$$W \frac{d^2 f}{dW^2} + \frac{df}{dW} = 0,$$ deren allgemeine Lösung $f = k \ln W + C$ ist, worin k und C Integrationskonstanten sind. Einsetzen in $f(W_a \cdot W_b) = f(W_a) + f(W_b)$ liefert $C = 0$, so daß $f = k \ln W$ verwendet werden kann. Damit gilt auch $S = k \cdot \ln W$ für den vermuteten Zusammenhang zwischen S und W. Hierin ist nur noch die Integrationskonstante k zu ermitteln. Zur Bestimmung von k werde angenommen, daß sich ein k mol , also $L \approx 6 \cdot 10^{26}$ Materiefeldquanten in einem Volumen V_2 befinden, welches ein Teilvolumen von $V_1 > V_2$ ist, derart, daß das Restvolumen $V_1 - V_2 > 0$ völlig leer bleibt. Dieser Zustand habe die Entropie S_2 , doch kann er nicht stabil sein, vielmehr wird er irrevers ablaufend zu einer Verteilung aller Materiefeldquanten in V_1 führen. Dieser Prozeß ist eine irreverse Drosselung und die Entropie wächst dabei auf den Wert $S_1 > S_2$. Ist R die Gaskonstante, so wird dieser irreverse Drosselungsvorgang durch $S_1 - S_2 = R \ln (V_1/V_2)$ beschrieben. Die Volumina V_1 und V_2 werden jetzt in Zellen aufgeteilt, derart, daß V_1 aus n Zellen besteht. Die Wahrscheinlichkeit dafür, γ Individuen in V_1 vorzufinden, ist dann

$W_1(\gamma) = n^\gamma$ und diejenige, die γ Individuen in V_2 vorzufinden,

$W_2(\gamma) = n^\gamma \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^\gamma < n^\gamma$, weil $V_2 < V_1$ ist. Diese Aussagen folgen unmittelbar aus den Gesetzen der Wahrscheinlichkeitstheorie. Für $\gamma = L$ werden mit $S = k \ln W$ in $S_1 - S_2 = R \ln (V_1/V_2)$ die Teilentropien zu $S_1 = k \ln W_1 = k L \ln n$ und $S_2 = k \ln W_2 = k L \ln n (V_2/V_1)$, also $R \ln (V_1/V_2) = S_1 - S_2 = k L \left[\ln n - \ln n (V_2/V_1)\right] = k L \ln (V_1/V_2)$; also $k L = R$, womit sich die

Integrationskonstante k im Fall ahsterieller Quanten als universelle Gaskonstante erweist. Die statistische Deutung der Entropie wird mithin durch

$$S = k \ln W,\ k L = R \quad \ldots\ldots\ldots\

Kantenlänge η aufgeteilt, so daß $m \cdot \eta^3 = P$ ist. Für die Zahl Z' der Verteilungsmöglichkeiten auf die $1 \leq \mu \leq m$ Zellen des Impulsraumes gilt dann analog wie im Ortsraum $Z' \cdot \prod_{\mu=1}^{m} N_\mu ! = N !$, wo jetzt allerdings $N = \sum_{\mu=1}^{m} N_\mu$ gilt. Für die $W_{(o)}(N)$ entsprechendenImpulsraumwahrscheinlichkeit $W_{(p)}(N)$ folgt dann, nach dem Kombinationsprinzip der Wahrscheinlichkeiten, wenn $m \cdot \eta^3 = P$ berücksichtigt wird, $W_{(P)}(N) = m^N = (P/\eta^3)^N$, was mit $W_{(o)}$ zur Gesamtwahrscheinlichkeit $W(N) = W_{(o)} \cdot W_{(P)} = \left(\frac{PV}{(\varepsilon\eta)^3}\right)^N$ kombiniert. Andererseits kann W in der Form $W = (n \cdot m)^N = q^N$ mit der ganzen Zahl $q = n \cdot m$ dargestellt werden, wobei q mit der Zellenzahl eines sechsdimensionalen Phasenraumes zusammenhängt. Die Koordinaten dieses Raumes sind die drei Ortskoordinaten und die drei Impulskoordinaten. Wegen $S = k \ln W = k N \ln q$ wird ersichtlich, daß S von der offenbar willkürlichen Feinheit des Phasenraumrasters abhängt. Wird nämlich ein anderes Raster $q' = C q$ mit $C \neq 0$ gewwählt, so folgt $S' = k N \ln q' = k N (\ln q + \ln C) = S + c$, also $S' - S = c$, worin alle Zahlen $-\ c\ +$ eine Zellenaufteilung des Phasenraumes kennzeichnen, während $c \to \pm \infty$ aussagt, daß die Zellengröße unter jede vorgebbare Schranke sinkt, also der Phasenraum zum Kontinuum wird. Es wäre zu untersuchen, ob es für c irgendeinen endlichen Grenzwert gibt oder ob c divergieren kann. Gibt es eine endliche Schranke für c, so bedeutet dies, daß es auch eine endliche Schranke der Teilbarkeit des Phasenraumes gibt und dies wiederum würde bedeuten, daß $\sqrt[3]{PV}$ [Wattsec^2], also die Wirkungsgrößen als Quanten erscheinen und zwar muß der Kubus eines solchen Wirkungsquants mit der unteren Schranke der Zellengröße des Phasenraumes identisch sein. Im Falle der Divergenz $c \to \pm \infty$ dagegen, kann eine solche Quantisierung der Wirkungsgröße nicht existieren, da die Zellengröße beliebig klein gewählt und der Phasenraum als Kontinuum aufgefaßt werden kann.

Wegen der Aussage β der phänomenologischen Induktion kann $-\infty < c < +\infty$, also eine Konvergenz von c angenommen werden; denn für $c \to \pm \infty$ müßte auch $S_1 - S \to \pm \infty$ divergieren, was thermodynamisch im Falle einer kontinuierlichen Materieverteilung denkbar wäre. Da aber die Materie grundsätzlich in Form endlicher Zahlen diskreter Materiefeldquanten erscheint, muß immer W

als Zahl der Mikrozustände, welche ein und denselben Makrozustand realisieren können, endlich bleiben. Dies bedeutet, daß auch $\lim S < |\infty|$ konvergiert, was aber nur möglich ist, wenn $\lim c = M < |\infty|$ konvergiert. M ist also die Schranke von c und dies bedeutet, daß auch das Phasenraumraster eine endliche Schranke hat. Für diese Schranke gelte $\lim_{\varepsilon \to M} \varepsilon \eta = h$ und diese Größe muß eine universelle Naturkonstante sein, die in B als Wirkungsquant bezeichnet wurde, weil die Dimensionierung von h eine Wirkungsgrösse (Impulsmoment)ist. So erscheint das empirische Prinzip der Wirkungsquantisierung als eine Konsequenz des ebenfalls empirischen Prinzips der materiellen Atomistik. Wenn diese Schlußweise invertierbar ist, dann muß die Möglichkeit bestehen eine deduktive Theorie des Spektrums aller überhaupt möglichen Materiefeldquanten zu entwickeln, die zwangsläufig den Charakter einer einheitlichen Theorie des materiellen Geschehens tragen muß. Nach dem Prinzip der Fourieranalyse kann jeder Prozeß in einer Reihe harmonischer Funktionen aufgelöst werden und auch $\int \bar{p}\, d\, \bar{s}$ muß in eine solche Reihe zeitlich periodischer Funktionen der Periodendauer T , also der Frequenz ν $T = 1$ auflösbar sein. Hieraus folgt aber unmittelbar die in B angeführte spektroskopische Beziehung der Energiequantisierung $E_n T = \int \bar{p}\, d\, \bar{s} = n h$, oder $E_n = n h \nu$. Die angeführte Inversion der Schlußweise und die damit verbundene Möglichkeit der einheitlichen Beschreibung des Spektrums aller Materie - feldquanten ist also dann gegeben, wenn nachgewiesen werden kann, daß das empirische Äquivalenzprinzip von Bindungsenergie und Massendefekt bei den Nuklearstrukturen für jede Energie und jede träge Masse gilt. Da freie Energie in imponderabler Form durch die makromaren Wirkungsfelder des Elektromagnetismus und der Gravitation im physischen Raum übertragen wird und hinreichend energische Photonen im Sinne der empirisch aufgezeigten Paarbildung von Elementarkorpuskeln in eine ponderable Form transformieren, erscheint es angebracht, zunächst diese makromaren Wirkungsfelder des Prinzips δ zu analysieren.

3.) Makromare Wirkungsfelder.

Die eine der in der deskriptiven Aussage δ der phänomenologischen Induktion angeführten makromaren Wechselwirkungen ist elektromagnetischer Natur und wird durch das Induktionsgesetz

$\text{rot } \bar{H} = \varepsilon_o \dot{\bar{E}} + \varrho \bar{v}$, $\varepsilon_o \text{ div } \bar{E} = \varrho$, $\text{rot } \bar{E} = -\mu_o \dot{\bar{H}}$, $\text{div } \bar{H} = 0$ vollständig beschrieben, in welchem die Naturkonstanten ε_o und μ_o die Vektoren des elektrischen und magnetischen Feldes $\bar{E}$ und $\bar{H}$ mit der elektrischen Ladungsdichte ϱ und der Relativgeschwindigkeit $\bar{v}$ in einen raumzeitlichen Zusammenhang setzen, wenn das Feld im Leerraum $\varepsilon = \mu = 1$ gegeben ist. Im ladungsfreien Leerraum $\varrho = o$ beschreibt rot $\bar{H} = \varepsilon_o \dot{\bar{E}}$, $\text{div } \bar{E} = o$, $\text{rot } \bar{E} = -\mu_o \dot{\bar{H}}$, $\text{div } \bar{H} = o$ die Ausbreitung einer elektromagnetischen Feldstörung. Partielle Zeitdifferentiation des einen Rotors und Substitution mit dem anderen liefert für beide Feldvektoren $(\bar{E},\bar{H}) = \bar{Q}$ die gleichen Beziehungen $-\varepsilon_o \mu_o \ddot{\bar{Q}} = \text{rot rot } \bar{Q} = \text{grad div } \bar{Q} - \text{div grad } \bar{Q}$ und wegen $\text{div } \bar{Q} = o$, also $\text{div grad } \bar{Q} = \varepsilon_o \mu_o \ddot{\bar{Q}}$. Dies ist aber eine Wellengleichung, so daß sich $\bar{E}$ und $\bar{H}$ im Vakuum mit der Geschwindigkeit $c = (\varepsilon_o \cdot \mu_o)^{-1/2} \approx 3 \cdot 10^8$ [m/sec] in Form einer Transversalwelle ausbreiten, deren Wellenzonen im ungestörten Fall sphärisch sein müssen. Ganz analoges folgt für andere Bestimmungsstücke des elektromagnetischen Feldes, wie zum Beispiel für das elektromagnetische Vektorpotential $\bar{A}$ und das elektrische Skalarpotential φ. Die für $= o$ aber auch für $= o$ gültige Divergenzfreiheit $\text{div } \bar{H} = o$ wird durch $\mu_o \cdot \bar{H} = \text{rot } \bar{A}$ erfüllt, was zu $\text{rot } \bar{E} = -\mu_o \dot{\bar{H}} = -\text{rot } \dot{\bar{A}}$, also $\text{rot } (\bar{E} + \dot{\bar{A}}) = \bar{o}$ führt. Dies ist aber nur möglich, wenn $\bar{E} + \dot{\bar{A}} = \pm \text{ grad } \varphi$ ist, weil der Gradient gemäß rot grad $= \bar{O}$ wirbelfrei ist. Wegen $\ddot{\bar{H}} \sim \text{rot } \bar{A}$ und $\text{div grad } \bar{H} = \ddot{\bar{H}}/c^2$ muß auch $\text{div grad } \bar{A} = \ddot{\bar{A}}/c^2$ sein. Substitution mit $\bar{E} = -\dot{\bar{A}} \pm \text{grad } \varphi$ und $\mu_o \dot{\bar{H}} = \text{rot } \dot{\bar{A}}$ in $\text{rot } \bar{H} = \varepsilon_o \dot{\bar{E}}$ liefert $\text{rot rot } \bar{A} = 1/c^2 \cdot (-\ddot{\bar{A}} \pm \text{grad } \dot{\varphi})$ oder $\text{grad div } \bar{A} - \text{div grad } \bar{A} = 1/c^2 \, (-\ddot{\bar{A}} \pm \text{grad } \dot{\varphi})$ oder $\text{grad div } \bar{A} = \pm 1/c^2 \text{ grad } \dot{\varphi}$, wegen $\text{div grad } \bar{A} = \ddot{\bar{A}}/c^2$, also

nach Integration div $\bar{A} = \pm \dot{\phi}/c^2$. Divergenzbildung von $\bar{E} + \dot{\bar{A}} = \pm$ grad φ liefert div $\dot{\bar{A}} = \pm$ div grad φ wegen div $\bar{E} = o$ im Vakuum. Vergleich mit div $\dot{\bar{A}} = \pm \ddot{\phi}/c^2$ aus div $\bar{A} = \pm \dot{\phi}/c^2$ ergibt dann auch für das elektrische Skalarpotential die Wellengleichung div grad $\varphi = \ddot{\phi}/c^2$, die im Gegensatz zu den Wellengleichungen der übrigen elektromagnetischen Bestimmungsstücken $\bar{E}$, $\bar{H}$ oder $\bar{A}$ skalarer Natur ist.

Die Wellengleichungen der elektromagnetischen Größen und die für alle diese Größen konstante Ausbreitungsgeschwindigkeit c zeigt, daß jeder elektromagnetische Vorgang im Vakuum beschrieben durch rot $\bar{H} = \varepsilon_o \dot{\bar{E}}$, rot $\bar{E} = - \mu_o \dot{\bar{H}}$, div $\bar{E} = 0$, div $\bar{H} = 0$ sich kugelsymmetrisch mit der Geschwindigkeit c ausbreiten. Im kartheseischen (xyz) -Raum gilt, wenn die Emission im Nullpunkt erfolgt, für die geometrische Gleichung der sphärischen Wellenzonen $x^2 + y^2 + z^2 = r^2$ mit $r = ct$, also $x^2 + y^2 + z^2 - c^2 t^2 = 0$. Dieser Ausbreitungsvorgang spiele sich im Koordinatensystem C ab und werde von einem zu C mit der Geschwindigkeit v relativ bewegten System C' beobachtet. In diesem System gelten die Koordinaten x' y' z' und die Zeit t'. Wenn die Galileigruppe der Mechanik C und C' in Relation setzt, muß in C' der Induktionsvorgang mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit $c \pm v$ laufen, was $x'^2 + y'^2 + z'^2 - c^2 t'^2 \neq 0$, also $x^2 + y^2 + z^2 - c^2 t^2 \neq x'^2 + y'^2 + z'^2 - c^2 t'^2$ zur Folge hätte. Wenn aber diese Ungleichheit bestünde, so wäre die geometrische Form der Wellenzone von der Relativgeschwindigkeit des Bezugssystems abhängig und der physische Leerraum müßte aus einem ruhenden Weltäther bestehen. Doch konnte nach Aussage α der phänomenologischen Induktion gezeigt werden, daß es einen solchen ruhenden Weltäther als Übergangsmedium der Wechselwirkungen (zumindest für die elektromagnetische) aufgrund der empirischen Konsequenzen aus dem elektromagnetischen Phänomem in Bezug auf die Jahresbahn nicht geben kann. Wenn dies aber so ist, muß $x^2 + y^2 + z^2 - c^2 t^2 = x'^2 + y'^2 + z'^2 - c^2 t'^2 = 0$ für alle relativ bewegten Systeme C' gelten und dies bedeutet, daß für elektromagnetische Induktionsvorgänge die Galileigruppe nicht anwendbar ist. Die empirische Nichtexistenz eines ruhenden Weltäthers, die durch die Gleichheit $x^2 + y^2 + z^2 - c^2 t^2 = x'^2 + y'^2 + z'^2 - c^2 t'^2$, also durch das elektromagnetische Relativitätsprinzip ausgedrückt wird,

ist mit einer Aufgabe des Begriffes vom absoluten Raumäquivalent, was $x^2 + y^2 + z^2 \neq x'^2 + y'^2 + z'^2$ zur Folge hat. Die durch das Relativitätsprinzip geforderte Gleichheit erzwingt dann aber $t \neq t'$, also eine Aufgabe des Begriffes der absoluten Gleichzeitigkeit. Dies legt es nahe, neben den drei Raumkoordinaten $x = x_1$, $y = x_2$ und $z = x_3$ die imaginäre Lichtzeit $ict = x_4$ als vierte Koordinate einer vierdimensionalen Raumzeit einzuführen, wodurch der R_3 zu dieser Raumzeit R_4 ergänzt wird. Damit wird das elektromagnetische Relativitätsprinzip zu der Invarianzbeziehung $\sum_{i=1}^{4} x_i^2 = \sum_{i=1}^{4} x_i'^2$. Der R_3 erscheint somit als eine Hyperfläche des R_4, dessen Punkte Ereignisse sind. Die relative Gleichzeitigkeit wird demnach durch solche Hyperflächen R_3 ausgedrückt, für die $x_4 = \text{const}$ ist, das heißt, die relativ gleichzeitigen Ereignisse liegen auf Niveauhyperflächen $x_4 = \text{const}$ des R_4. Der Übergang zwischen zwei Koordinatensystemen C und C', die mit v relativ zueinander bewegt werden, hat dann durch noch unbekannte Transformationen $x_i' = x_i' (x_k, v, c)_1^4$ zu erfolgen.

Ehe aber versucht wird, diese Transformationen zu ermitteln, wäre festzustellen, ob es für elektromagnetische Vorgänge ausgezeichnete Bezugssysteme gibt. Wegen der Vektornatur der elektromagnetischen Feldgrößen und der invarianten Natur der sie im Induktionsgesetz verknüpfenden vektoranalytischen Differentialpperatoren ist offensichtlich eine Invarianz gewährleistet und wegen der imaginären Natur der Lichtzeit und der euklidischen Form des Relativitätsprinzipes wird der metrische Fundamentaltensor des R_4 zeitartig indefinit, also R_4 selbst pseudoeuklidisch. Ein ausgezeichnetes Bezugssystem elektromagnetischer Vorgänge kann es offenbar nicht geben, denn, wenn es dieses System gäbe, wäre $\sum_{i=1}^{4} x_i^2 \neq \sum_{i=1}^{4} x_i'^2$, was im Widerspruch zu der Erfahrung steht. In jedem Fall muß es also mehrere gleichberechtigte Systeme geben, welche durch $x_i' = x_i' (x_k, v, c)_1^4$ im Zusammenhang stehen. Wegen $c = \text{const}$ (es ist eine Naturkonstante) können sich diese Systeme nur durch $v = \text{const}$ (t) voneinander unterscheiden, so daß es wegen der unendlichen vielen v - Werte auch eine unendliche Schar gleichberechtigter Bewegungssysteme geben muß, was die Transformationen $x_i' (x_k, v, c)_1^4$ als Transformationsgruppe charakterisiert. Da zwar die mechanischen Vorgänge, für welche die Galileigruppe gilt, durch elektromagnetische Vorgänge verursacht werden können, nicht

aber umgekehrt, muß die aus der Invarianz $\sum_{i=1}^{4} x_i^2 = \sum_{i=1}^{4} x_i'^2$ resultierende Gruppe des relativen Raumes und der relativen Zeit allgemeingültiger sein und die Galileigruppe der Mechanik (absoluter Raum und absolute Zeit), als Approximation enthalten.

Zur Ermittlung der Raumzeittransformationen müssen folgende Forderungen an das Transformationsgesetz gestellt werden:

a) Da die elektromagnetische Wirkung als Welle fortschreitet, müssen Relativbewegungen als Dopplereffekt erscheinen, so daß von allen gleichberechtigten Systemen die Ausbreitungsgeschwindigkeit als Naturkonstante $c = \text{const}$ erscheint.

b) Alle gleichberechtigten Systeme bewegen sich relativ zueinander und sind nicht voneinander unterscheidbar.

c) Die Relativgeschwindigkeit gleichberechtigter Systeme ist stationär, also gleichförmig und gradlinig, wodurch diese Systeme als Inertialsysteme charakterisiert sind.

d) Die Transformationen müssen linear sein, wobei der lineare Koeffizient von v abhängen kann; denn nur auf diese Weise wird kein Punkt des R_3 ausgezeichnet.

Die Ableitung der Transformationsgruppe des elektromagnetischen Relativitätsprinzips erfolgt am zweckmäßigsten aus dem Ausbreitungsgesetz elektromagnetischer Felder im Vakuum; denn auf diesem Gesetz beruht das elektromagnetische Relativitätsprinzip. Da jede Vektorgleichung stets soviele Gleichungen zusammenfaßt wie Vektorkomponenten vorhanden sind, ist es angebracht, das Ausbreitungsgesetz einer skalaren Feldgröße zu verwenden, und hierfür bietet sich das elektrische Skalarpotential φ an, für dessen Ausbreitung nach dem Vorangegangenen die Operatorgleichung $\text{div grad } \varphi - \ddot{\varphi}/c^2 = 0$ gilt

Im R_4 wird der Operator in der analytischen Form

$$\text{div grad } - 1/c^2 \cdot \partial^2/\partial t^2 = \sum_{i=1}^{4} \frac{\partial^2}{\partial x_i^2}$$ dargestellt, so

daß die Invarianzforderung des Ausbreitungsgesetzes beim Übergang vom System C nach C' ($v = \text{const}$ ist die Relativgeschwindigkeit)

die Form $\sum_{i=1}^{4} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_i'^2} = \alpha(v) \sum_{i=1}^{4} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_i^2}$ annimmt.

Zur Vereinfachung werde angenommen, daß die Raumachsen beider Systeme parallel laufen, die Relativbewegung mit $v = \text{const}(t)$ längs der gemeinsamen x_1-Achse verläuft, und daß sich zu Beginn der Bewegung beide Systeme gemäß $x_{(o)i} - x'_{(o)i} = o$ in allen vier Koordinaten decken. Unter diesen die Allgemeinheit nicht einschrän-

kenden Vereinfachungen lautet die allgemeinste Form der Koordinatentransformation, welche die Forderungen a bis d erfüllt $x_1' = \varkappa(v) \cdot (x_1 - v\,t)$, $x_2' = \lambda(v) \cdot x_2$, $x_3' = \lambda(v)\, x_3$ und $t' = \mu(v) \cdot t - \gamma(v) \cdot x_1$ und diese Beziehungen haben die allgemeine Invarianz $\sum_{i=1}^{4} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_i'^2} = \alpha(v) \cdot \sum_{i=1}^{4} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_i^2}$ zu erfüllen. Es kommt darauf an die Koeffizienten α, $\varkappa$, λ, μ und γ als Funktionen von v und c zu bestimmen; denn dann sind die Raumzeittransformationen für den vereinfachten Fall bekannt, der danach verallgemeinert werden kann. Der Koeffizient λ muß für die Transformationen x_2' und x_3' der gleiche sein, weil beide Richtungen zueinander orthogonal verlaufen und die von ihnen aufgespannte Ebene zur einzigen ausgezeichneten Richtung x_1' normal verläuft. Auch muß $\lambda(v) = \lambda(-v)$ gerade sein, was zusammen mit der Invarianz $x_2 = x_2' \cdot \lambda(-v)$ und $x_3 = x_3' \cdot \lambda(-v)$ für λ den Wert $\lambda = 1$ ergibt. Somit werden die Transformationen $x_2' = x_2$, $x_3' = x_3$ identisch. Zur Bestimmung der übrigen Koeffizienten wird berücksichtigt, daß φ eine Funktion der Raumzeitkoordinaten sein muß. In $\varphi = \varphi\,(x_i')_1^4$ wird mit den Raumzeittransformationen zwischen C' und C substituiert und $x_4' = i\,c\,t'$ verwendet. Dann gilt $\varphi\,(x_i')_1^4 = \varphi\,(\varkappa(x_1 - v\,t), x_2, x_3, (\mu t - \gamma x_1))$, das partiell differenziert

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x_1} = \varkappa \frac{\partial \varphi}{\partial x_1'} - \gamma \frac{\partial \varphi}{\partial t'}, \quad \frac{\partial \varphi}{\partial t} = -\varkappa v \frac{\partial \varphi}{\partial x_1'} +$$

$$+ \mu \frac{\partial \varphi}{\partial t'}, \quad \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_1^2} = \varkappa^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_1'^2} - 2\varkappa\gamma \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_1' \partial t'} +$$

$$+ \gamma^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t'^2}, \quad \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_2^2} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_2'^2}, \quad \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_3^2} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_3'^2},$$

$$\text{und} \quad -1/c^2 \cdot \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = -\varkappa^2 \frac{v^2}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_1'^2} +$$

$$+ 2 \frac{\varkappa \mu \gamma}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_1' \partial t'} - \frac{\mu^2}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t'^2} \quad \text{liefert.}$$

In die Invarianzbeziehung $\sum_{i=1}^{4} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_i'^2} = \alpha \cdot \sum_{i=1}^{4} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_i^2} = 0$ der elektromagnetischen Wellenausbreitung eingesetzt, ergeben sich Beziehungen für die Koeffizienten in der die Invarianz

$\sum_{i=1}^{4} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_i'^2} = \alpha \cdot \sum_{i=1}^{4} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_i^2}$ erfüllt sein muß. Dies bedeutet, daß $\alpha = 1$ ist. Gleiches folgt auch für die Koeffizienten der nichtgemischten partiellen Ableitungen, während diejenigen vor den gemischten Ableitungen verschwinden müssen. Auf diese Weise ergeben sich für die Koeffizienten die folgenden Bestimmungsgleichungen : $\alpha = \lambda = 1$, sowie $\mathcal{R} = \mu = \pm (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ und $\gamma = \mu \; v/c^2$. Für $\mathcal{R} = \mu$ wird der positive Zweig gewählt, damit die Systeme C und C' gleich orientiert sind. Zur Kürzung wird für das Geschwindigkeitsverhältnis $v/c = \beta$ eingeführt. Einsetzen dieser Koeffizienten in die Transformationen $x_i' = x_i' (x_k, v, c)_1^4$ liefert dann

$$x_1' = \frac{x_1 - vt}{\sqrt{1 - \beta^2}} \; , \; x_2' = x_2 \; , \; x_3' = x_3 \; , \; t' = \frac{t - \beta/c \cdot x_1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \; ,$$

$$\beta = v/c = \text{const.}, \; \cos (\bar{x}_i, \bar{x}_k') = \delta_{ik} \; ,$$

$$\bar{v} \; // \; \bar{x}_1 \; \ldots\ldots\ldots\

Natur geometrisch als imaginäre Drehungen der Raumzeitkoordinaten aufgefaßt werden, so daß eine Verallgemeinerung der Gleichung 7 auf eine geometrische Beschreibung allgemeiner imaginärer Drehungen in einem vierdimensionalen Kontinuum hinausläuft, dessen eine Koordinate hinausläuft, dessen eine Koordinate $x_4 = i\,c\,t$ imaginär ist, so daß das Kontinuum über den komplexen algebraischen Körper definiert ist. Die allgemeine Transformation bei solchen imaginären Drehungen ist gegeben durch $x_i' = \sum_{k=1}^{4} \alpha_{ik} \cdot x_k$, deren inverse Transformationen ebenfalls, und zwar eindeutig existieren müssen. Die Gruppe dieser allgemeinen imaginären Drehungen wird durch die unitäre Transformatormatrix $\hat{A} = (\alpha_{ik})_4$ vom quadratischen Typ 4 charakterisiert, die gemäß $\hat{A} \cdot \hat{A}^{\times} = \hat{E}$ mit ihrer Kontragredienten identisch und über dem reellen Zahlenkörper orthogonal ist. Wird $\hat{A}$ gemäß $\hat{A}' = (\alpha'_{ik}\ \delta_{ik})_4$ auf die Diagonalform transformiert, so muß stets

$$|\hat{A}'|_4 = \prod_{k=1}^{4} \alpha'_{kk} > o,$$ also $\hat{A}$ selbst regulär sein; denn eine Singularität würde bedeuten, daß ein von o verschiedener Matrizendefekt vorhanden ist, und somit kein R_4 über dem komplexen algebraischen Körper aufgespannt wird. Mit $\bar{r} = \sum_{i=1}^{4} \bar{x}_i$ wird $\bar{r}' = \hat{A}\ \bar{r}$ und dies gilt auch für jeden anderen raumzeitlichen Vektor. Die allgemeine Lorentzgruppe, von der Gleichung 7 nur ein spezieller Sonderfall ist, lautet also

$$\bar{r}' = \hat{A}\ \bar{r},\ \bar{r} = \sum_{i=1}^{4} \bar{x}_i\ ,\ \hat{A} \cdot \hat{A}^{\times} = E\ ,$$

$$|\hat{A}|_4 > o \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 8.$$

Im speziellen Fall der Gleichung 7 kann $\hat{A} = \hat{A}(\beta)$ dargestellt werden. Für $\cos(\bar{x}_i, \bar{x}_k') = \delta_{ik}$ wird die unitäre Transformatormatrix der raumzeitlichen Inertialsysteme zu

$$\hat{A} = \begin{pmatrix} (1-\beta^2)^{-1/2} & o & o & i\beta\,(1-\beta^2)^{-1/2} \\ o & 1 & o & o \\ o & o & 1 & o \\ -i\beta\,(1-\beta^2)^{-1/2} & o & o & (1-\beta^2)^{-1/2} \end{pmatrix}$$

$\cos(\bar{x}_i, \bar{x}_k') = \delta_{ik}$) $\beta = v/c = \text{const}$,

$o \leq \beta < 1$, $x_4 = i\,c\,t$ ..... 8 a

Würde $\beta > 1$, so würde der Koeffizient $(1 - \beta^2)^{-1/2}$ nicht nur imaginär, sondern es wäre damit auch ein ausgezeichnetes Bezugssystem definiert, was dem elektromagnetischen Relativitätsprinzip $\sum_{i=1}^{4} x_i^2 = \sum_{i=1}^{4} x_i'^2$ widerspricht. Die Naturgesetze sind immer dann fehlerhaft, wenn sie nidht gegen die Transformationen Gleichung 8 and 8a invariant sind, so daß jedes Naturgesetz zu überprüfen ist, ob eine solche Invarianz vorliegt. Die mathematischen Invarianten sind Tensoren ${}^{m}T$, für deren Tensorgrade $o \leq m \leq 4$ gelten muß, weil die Raumzeit vierdimensional ist. Die Invarianz für $m = o$ und $m = 1$, also für Skalare und Vektoren gegen $\hat{A}$ ergibt sich elementar nach den Gesetzen der analytischen Geometrie. Für $m > 1$ ist das Symmetieverhalten der Tensoren zu berücksichtigen. Wenn $m = 2$ ist, wird der allgemeinste Fall durch ${}^{2}\bar{T} \neq {}^{2}\bar{T}^{\times}$ beschrieben, doch kann stets dieser Tensor in einen hermiteschen ${}^{2}\bar{T} = {}^{2}\bar{T}^{\times}$ und einen antihermiteschen Anteil ${}^{2}\bar{M} = - {}^{2}\bar{M}^{\times}$ zerlegt werden. $T_{ik} = T_{ki}$ von ${}^{2}\bar{T}$ kann als $T_{ik} = P_i P_k$ mit $\bar{P} = \sum_{i=1}^{4} \bar{P}_i$ aufgefaßt werden. Dann muß aber auch $\sum_{i,k=1}^{4} x_i x_k T_{ik}$ gegen $\hat{A}$ invariant sein; denn wegen $\bar{r} = \sum_{i=1}^{4} \bar{x}_i$ ergibt sich

$$\sum_{i,k=1}^{4} x_i x_k T_{ik} = \sum_{i,k=1}^{4} x_i P_i x_k P_k = \sum_{J=1}^{4} (x_J P_J)^2 =$$

$= (\bar{r} \cdot \bar{P})^2$ als Quadrat eines Skalarproduktes aus zwei polaren Raumzeitvektoren. Andererseits beschreibt $\sum_{i,k=1}^{4} x_i x_k T_{ik} = \text{const}$ einen Mittelpunktsraum zweiter Ordnung, dessen analytische Gleichung durch $\sum_{\xi=1}^{4} T_{\xi\xi} \cdot \eta_\xi^2 = \text{const.}$ in Hauptachsenform beschrieben wird. Liegt nicht die Hauptachsenform vor, so gilt allgemein für diesen Raum $\sum_{i,k=1}^{4} x_i x_k T_{i,k} = \text{const.}$ Die Hauptachsen sind die Extremabstände vom Mittelpunkt des Raumes und ergeben sich somit nach dem Multiplikatorverfahren. Es ist

$$\partial/\partial x_J \left(\sum_{i,k=1}^{4} x_i x_k T_{ik} - \mu \sum_{i=1}^{4} x_i^2 \right) = \left| \sum_{i=1}^{4} T_{Ji} x_i - \mu \cdot x_J = o \right.$$

Mit $\bar{r} = \sum_{i=1}^{4} \bar{x}_i$ wird diesem Gleichungssystem ${}^{2}\bar{T}\ \bar{r} - \mu\, {}^{2}\bar{E}\, \bar{r} = \bar{o}$ oder ${}^{2}\bar{T} - \mu\, {}^{2}\bar{E} = {}^{2}\bar{o}$, weil $\bar{r} > \bar{o}$ sein kann. ${}^{2}\bar{T} - \mu \cdot {}^{2}\bar{E} = {}^{2}\bar{O}$ ist aber ein Eigenwertproblem, dessen charakteristische Gleichung durch die Singularität der Determinante $\left| {}^{2}\bar{T} - \mu\, {}^{2}\bar{E} \right|_4 = o$, also

das Verschwinden des Produktes $\prod_{\xi=1}^{4} (T_{\xi\xi} - \mu) = 0$ beschrieben wird, worin die $T_{\xi\xi}$ die Komponenten der Diagonalform der ${}^2\bar{T} = \left[T_{\xi\lambda} \cdot \delta_{\xi\lambda} \right]_4^{\xi\xi}$ sind. Die invarianten Eigenwerte μ sind die Lösungen der charakteristischen Gleichung, die in μ eine Gleichung 4. Grades ist. Auf diese Weise werden die vier Hauptachsen des Mittelpunktsraumes 2. Ordnung bestimmt. Nach der charakteristischen Gleichung lassen sich aus den Hauptachsenkomponenten (indiziert durch ξ, η, φ und λ) vier Invarianten gegen $\hat{A}$ aufstellen, nämlich $J_1 = T_{\xi\xi} + T_{\eta\eta} + T_{\varphi\varphi} + T_{\lambda\lambda}$, $J_2 = T_{\xi\xi} T_{\eta\eta} + T_{\varphi\varphi} \cdot T_{\varphi\varphi} + T_{\xi\xi} T_{\lambda\lambda} + T_{\eta\eta} T_{\varphi\varphi} + T_{\eta\eta} T_{\lambda\lambda} + T_{\xi\xi} T_{\lambda\lambda}$, $J_3 = T_{\eta\eta} T_{\xi\xi} T_{\lambda\lambda} + T_{\xi\xi} T_{\lambda\lambda} T_{\varphi\varphi} + T_{\lambda\lambda} T_{\varphi\varphi} + T_{\varphi\varphi} T_{\eta\eta} T_{\xi\xi}$ und $J_4 = T_{\xi\xi} T_{\eta\eta} T_{\varphi\varphi} T_{\lambda\lambda}$ aufstellen, welche skalarer Natur sind. Die Hauptachsen des Mittelpunktsraumes sind gegen $\hat{A}$ invariant und vom Koordinatensystem unabhängig. Liegt ein antihermitescher Tensor ${}^2\bar{M} = - {}^2\bar{M}^{\times}$ vor, so giltdiese Untersuchung nicht. Jeder antihermitesche Raumzeittensor kann als axialer Vektor aufgefaßt werden, der über dem komplexen Zahlenkörper definiert ist. Die drei Komponenten M_{Jl} mit $J, l \neq 4$ werden dabei durch die Komponenten $C_i = M_{Jl}$ mit $i \neq J \neq l$ eines Vektor $\bar{C} = \sum_{i=1}^{3} \bar{C}_i$ und die $M_{l,4}$ mit $l < 4$, als die $i D_l = M_{l4}$ eines imaginären $i\bar{D} = \sum_{l=1}^{3} i\bar{D}_l$ aufgefaßt, die beide in ihrem Realteil Axialvektoren im R_3 sind. Unter Berücksichtigung dieser Tatsache kann $\overline{div}_4 \, {}^2\bar{M}$ gebildet werden, wenn $\overline{div}_4$ die Vektordivergenz im R_4 ist, dessen Einheitsvektoren durch $\bar{e}_i$ symbolisiert werden sollen. Die Koordinaten seien gemäß $\bar{e}_i \cdot \bar{e}_k = \delta_{ik}$ kartesisch. Dann gilt $\overline{div}_4 \, {}^2\bar{M} = \sum_{i,k=1}^{4} \bar{e}_i \cdot \frac{\partial M_{ik}}{\partial x_k}$, worin $M_{ik} = - M_{ki} \sim 1 - \delta_{ik}$ berücksichtigt werden kann. Geschieht dies, so folgt $\overline{div}_4 \, {}^2\bar{M} = \bar{e}_1 \cdot$

$$\left(\frac{\partial M_{12}}{\partial x_2} + \frac{\partial M_{13}}{\partial x_3} \right) + \bar{e}_2 \left(\frac{\partial M_{21}}{\partial x_1} - \frac{\partial M_{23}}{\partial x_3} \right) +$$

$$+ \bar{e}_3 \left(\frac{\partial M_{31}}{\partial x_1} + \frac{\partial M_{32}}{\partial x_2} \right) + \sum_{k=1}^{3} \bar{e}_k \cdot \frac{\partial M_{k4}}{\partial x_4} +$$

$$+ \bar{e}_4 \cdot \sum_{k=1}^{3} \frac{M_{4k}}{\partial x_k} = \bar{e}_1 \left(\frac{\partial C_3}{\partial x_2} - \frac{\partial C_2}{\partial x_3} \right) +$$

$$+ \bar{e}_2 \cdot \left(\frac{\partial C_1}{\partial x_3} - \frac{\partial C_3}{\partial x_1}\right) + \bar{e}_3 \left(\frac{\partial C_2}{\partial x_1} - \frac{\partial C_1}{\partial x_2}\right) -$$

$$- i \; \partial/\partial x_4 \left(\sum_{k=1}^{3} \bar{D}_k\right) + i \, \bar{e}_4 \sum_{k=1}^{3} \frac{\partial D_k}{\partial x_k} \cdot \text{Wird}$$

$$\bar{e}_1 \cdot \left(\frac{\partial C_3}{\partial x_2} - \frac{\partial C_2}{\partial x_3}\right) - \bar{e}_2 \left(\frac{\partial C_3}{\partial x_1} - \frac{\partial C_1}{\partial x_3}\right) +$$

$$+ \bar{e}_3 \cdot \left(\frac{\partial C_2}{\partial x_1} - \frac{\partial C_1}{\partial x_2}\right) =$$

$$= \begin{vmatrix} \bar{e}_1 & \bar{e}_2 & \bar{e}_3 \\ \partial/\partial x_1 & \partial/\partial x_2 & \partial/\partial x_3 \\ C_1 & C_2 & C_3 \end{vmatrix} = \text{rot } \bar{C} \text{ , sowie } \sum_{k=1}^{3} \frac{\partial D_k}{\partial x_k} = \text{div } \bar{D}$$

im R_3 und wird x_4 = ict berücksichtigt, so folgt $\overline{\text{div}_4}\ {}^2\bar{M} =$ $= \text{rot } \bar{C} - 1/c \; \dot{\bar{D}} + i \, \bar{e}_4 \text{ div } \bar{D}$, das heißt, $\overline{\text{div}}_4$ baut sich aus Differentialoperatoren des R_3 und $\partial/\partial t$ auf, welche auf die Vektorfelder des R_3 einwirken, aus denen sich ${}^2\bar{M}$ über dem komplexen algebraischen Körper aufbaut. Mit dem auf dem R_4 erweiterten vektoranalytischen Differentialoperator

$\nabla_4 = \sum_{i=1}^{4} \bar{e}_i \; \partial/\partial x_i$ wird $\nabla_4 \times \bar{\Phi} = \text{rot}_4 \; \bar{\Phi}$ ein Analogon zum Feldrotor im R_3 , dessen Komponenten $B_{hk} = \frac{\partial \phi_h}{\partial x_k} - \frac{\partial \phi_k}{\partial x_h} = - B_{kh}$, die Komponenten eines antihermiteschen Raumzeittensors bilden, so daß ${}^2\bar{M} = \text{rot}_4 \; \bar{\Phi}$ stets als Wirbel eines Raumzeitvektors aufgefaßt werden kann. Partielle Differentiation von M_{hk} nach x_r liefert dann

$$\frac{\partial M_{hk}}{\partial x_r} = \frac{\partial^2 \phi_h}{\partial x_k \partial x_r} - \frac{\partial^2 \phi_k}{\partial x_h \partial x_r} \text{ , woraus sich durch zyklische}$$

Vertauschung der drei Indizes auch $\frac{\partial M_{hr}}{\partial x_k}$ und $\frac{\partial M_{rk}}{\partial x_h}$ ergibt.

Addition liefert dann das Theorem $\frac{\partial M_{hk}}{\partial x_r} + \frac{\partial M_{hr}}{\partial x_k} + \frac{\partial M_{rk}}{\partial x_h} = 0$,

was ein Analogon zu div rot = o im R_3 darstellt. Wird diese Darstellungsweise von ${}^2\bar{M} = \text{rot}_4 \; \bar{\Phi}$ und die Eigenschaft des vierdimensionalen Rotors berücksichtigt und die Darstellung von ${}^2\bar{M}$ durch die beiden Vektorfelder $\bar{C}$ (axial) und $\bar{D}$ (polar) im R_3 verwendet, so folgt der Zusammenhang $- i/c \; \partial C_1/\partial t - i \, (\partial D_3/\partial x_2 - \partial D_2/\partial x_3) = o$ (durch zyklische Vertauschung folgt auch das

Analogon für die beiden übrigen Komponenten) und dies hat rot $\bar{D}$ = $= - 1/c \cdot \dot{\bar{C}}$ zur Folge. Weiterhin folgt $\sum_{i=1}^{3} \frac{\partial C_i}{\partial x_i} = o$ oder div $\bar{C} = o$, so daß zwei Vektorfelder des R_3, welches durch diese beiden Beziehungen verknüpft sind, stets ein antihermitesches Tensorfeld im R_4 aufbauen. Man hat also

$$^2\bar{M} = \begin{bmatrix} o & C_3 & C_2 & i D_1 \\ - C_3 & o & C_1 & i D_2 \\ - C_2 & - C_1 & o & i D_3 \\ - i D_1 & -i D_2 & - i D_3 & o \end{bmatrix} ,$$

$\overline{div}_4 \; ^2\bar{M} = \text{rot } \bar{C} + i \bar{e}_4 \text{ div } \bar{D} = - 1/c \; \dot{\bar{D}}$, rot $\bar{D} = - 1/c \cdot \dot{\bar{C}}$, div $\bar{C} = o$,

$\text{rot}_4 \; \bar{\Phi} = {}^2\bar{M}$ ..... 8 b.

Wegen $\nabla_4 = \text{grad}_4$ wird $\Delta_4^2 = \text{div}_4 \text{ grad}_4 = \sum_{i=1}^{4} \frac{\partial^2}{\partial x_i^2}$, weil die Orthogonalität $\bar{e}_i \; \bar{e}_k = \delta_{ik}$ gilt. Ist φ eine Skalarfunktion, die gegen $\hat{A}$ invariant ist, so ist auch $\text{div}_4 \text{ grad}_4 \varphi = o$ eine solche Invariante, so daß auch div grad $\varphi = \ddot{\varphi}/c^2$ gegen $\hat{A}$ invariant ist, weil $\text{div}_4 \text{ grad}_4 =$ $= \text{div grad} - 1/c^2 \; {}^2/ t^2$ nach Berücksichtigung von $x_4 = ict$ wird, wodurch der aus dem elektromagnetischen Induktionsgesetz gewonnene Ausgangspunkt der Untersuchung, nämlich die skalare Wellengleichung wieder erreicht worden ist.

Aus dem elektromagnetischen Induktionsgesetz folgt die gegen $\hat{A}$ invariante Beziehung div grad $\varphi = \ddot{\varphi}/c^2$, doch kann aus dieser Invarianz nicht auf diejenige des Induktionsgesetzes geschlossen werden, weil dieses Gesetz nicht aus div grad $\varphi = \ddot{\varphi}/c^2$ rückschließend abgeleitet werden kann. Da $c \cdot \mu_o = \sqrt{\mu_o/\varepsilon_o} = R$ wegen $c = (\varepsilon_o \cdot \mu_o)^{-1/2}$ den elektromagnetischen Wellenwiderstand des Raumes darstellt, wird $\mu_o \cdot \dot{\bar{H}} = 1/c \cdot \partial/\partial t \; (\bar{H} \cdot R)$, womit der die Ladungsdichte ϱ nicht enthaltende Anteil des Induktionsgesetzes die Form rot $\bar{E} = - 1/c \cdot \partial/\partial t \; (\bar{H} \cdot R)$, div $(\bar{H} \cdot R) = o$ annimmt, woraus hervorgeht, daß $\bar{E}$ und $\bar{H} \cdot R$ der Bedingung 8 b genügen und somit im R_4 ein antihermitesches Tensorfeld aufbauen. Dieser raumzeitliche Feldtensor hat die Gestalt

$$ {}^2\bar{M} = \begin{bmatrix} o & (H_3R) & (-H_2R) & (-iE_1) \\ (-H_3R) & o & (H_1R) & (-iE_2) \\ (H_2\,R) & (-H_1R) & o & (-iE_3) \\ (iE_1) & (iE_2) & (iE_3) & o \end{bmatrix} = \mathrm{rot}_4\ \bar{\Phi}\ , $$

woraus folgt, daß der ϱ nicht enthaltende Anteil des Induktionsgesetzes gegen $\hat{A}$ invariant ist. $\bar{\Phi}$ ist ein raumzeitliches elektromagnetisches Vektorpotential. Sind C und C_o zwei mit $\bar{v}$ relativ bewegte Systeme, so ist die Invarianz der Ladung $q = q_o$ evident. Sind weiter die Systeme so orientiert, daß Gleichung 8 a gilt, so folgt für die Volumeninvarianz $V = V_o \cdot \sqrt{1-\beta^2}$, so daß für die Ladungsdichte $\varrho_o = \varrho \cdot \sqrt{1-\beta^2}$ wegen $= dq/dV$ gilt. Der Strom $\varrho \cdot \bar{v}$ im R_3 kann somit zu einem raumzeitlichen Strom $\bar{P} = \varrho \cdot \bar{Y} = \sum_{i=1}^{3} \bar{e}_i \cdot \varrho \cdot \dot{x}_i/c + i\,\bar{e}_4 \cdot \varrho$ ergänzt werden, worin P_4 in der Form $P_4 = i\varrho = i\,\varepsilon_o \cdot \mathrm{div}\bar{E}$ geschrieben werden kann, weil $\varepsilon_o \cdot \mathrm{div}\ \bar{E} = \varrho$ ist. Aus $\mathrm{rot}\ \bar{H} = \varepsilon_o \cdot \dot{\bar{E}} + \varrho\,\bar{v}$ folgt dann $\mathrm{rot}\,(\bar{H} \cdot R) - 1/c \cdot \dot{\bar{E}} = R \cdot \varrho \cdot \bar{v} = 1/\varepsilon_o \cdot \sum_{i=1}^{3} \bar{e}_i \varrho \cdot \dot{x}_i/c = 1/\varepsilon_o \cdot \sum_{i=1}^{3} \bar{P}_i$. Addition von $\bar{P}_4/\varepsilon_o = \frac{i\bar{e}_4\varrho}{\varepsilon_o} = i\,\bar{e}_4\ \mathrm{div}\ \bar{E}$ liefert dann wegen $\bar{P} = \sum_{k=1}^{4} \bar{P}_k$, die Beziehung $\bar{P}/\varepsilon_o = \mathrm{rot}\,(\bar{H} \cdot R) - 1/c \cdot \dot{\bar{E}} + i\,\bar{e}_4 \cdot \mathrm{div}\ \bar{E} = \overline{\mathrm{div}_4}\ {}^2\bar{M}$; denn mit $\bar{E} = \bar{D}$ und $\bar{H}\,R = \bar{C}$, ist Gleichung 8 b erfüllt und das elektromagnetische Induktionsgesetz nimmt die einfache gegen $\hat{A}$ invariante Form $\varepsilon_o \cdot \overline{\mathrm{div}_4}\ {}^2\bar{M} = \bar{P}$ im R_4 an. Aus $\mathrm{rot}\ \bar{E} = -\mu_o \dot{\bar{H}} = -i\,R\,\partial\bar{H}/\partial x_4$ und $\mathrm{div}\ \bar{H} = o$ folgt die Existenz des zu ${}^2\bar{M}$ komplementären Tensors

$$ {}^2\bar{M}_k = \begin{bmatrix} o & E_3 & -E_2 & i\,R\,H_1 \\ -E_3 & o & E_1 & i\,R\,H_2 \\ E_2 & -E_1 & o & iR\,H_3 \\ -iRH_1 & -iRH_2 & -iR\,H_3 & o \end{bmatrix}, $$

der wegen $\mathrm{div}\ \bar{H} = o$ gemäß $\overline{\mathrm{div}_4}\ {}^2\bar{M}_k = \bar{o}$ hinsichtlich des raumzeitlichen Stromes nicht relevant ist. Für den elektromagnetischen Feldtensor in der Raumzeit

gilt also das folgende Gleichungssystem, welches als raumzeitliche Fassung des empirischen Induktionsgesetzes 25 a beziehungsweise 25 aus B II 4 aufgefaßt werden kann. Dieses tensorielle System lautet demnach :

$$ {}^{2}\bar{M} = \begin{bmatrix} o & H_3 R & - H_2 R & - i E_1 \\ - H_3 R & o & H_1 R & - i E_2 \\ H_2 R & - H_1 R & o & - i E_3 \\ i E_1 & i E_2 & i E_3 & o \end{bmatrix} = rot_4 \bar{\Phi} , $$

$$ {}^{2}\bar{M}_k = \begin{bmatrix} o & E_3 & - E_2 & i R H_1 \\ - E_3 & o & E_1 & i R H_2 \\ E_2 & - E_1 & o & i R H_3 \\ - i R H_1 & - i R H_2 & - i R H_3 & o \end{bmatrix} = rot_4 \bar{\Phi}_k , $$

$$ \varepsilon_o \, \overline{div_4} \; {}^{2}\bar{M} = \bar{P} , \; \overline{div}_4 \; {}^{2}\bar{M}_k = \bar{o} , $$

$$ R \sqrt{\varepsilon_o} = \sqrt{\mu_o} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 9. $$

Dieser Feldtensor beschreibt das elektromagnetische Feld einheitlich und die Transformation vom System C nach C' erfolgt in der Form ${}^{2}\bar{M}' = \hat{A} \; {}^{2}\bar{M}$. Hat $\hat{A}$ die spezielle Form der Gleichung 8 a, so folgt für die Tensorkomponenten $\bar{E}_x = \bar{E}'_x$, , $\bar{H}_x = \bar{H}'_x$, , $\bar{E}_y = \frac{\bar{E}'_y + \beta \bar{H}'_z \cdot R}{\sqrt{1-\beta^2}}$ $R \bar{H}_y = \frac{R\bar{H}'_y - \beta \bar{E}'_z}{\sqrt{1-\beta^2}}$, $\bar{E}_z = \frac{\bar{E}'_z - \beta \bar{H}'_y \cdot R}{\sqrt{1-\beta^2}}$ und

$R \bar{H}_z = \frac{R\bar{H}'_z + \beta \bar{E}'_y}{\sqrt{1-\beta^2}}$, das heißt, wenn ${}^{2}\bar{M}$ des R_4 auf den R_3 singulär abgebildet wird, zerfällt das vierdimensionale Feld ${}^{2}\bar{M}$ in einen elektrischen und einen magnetischen Anteil. Diese Anteile sind aber als Vektorfelder des R_3 relativer Natur. Erscheint die Abbildung in einem System rein elektrisch und in einem zweiten rein magnetisch, so muß die dreidimensionale Abbildung in allen anderen gleichberechtigten Systemen gemischt erscheinen. Das elektrische und magnetische Feld sind nur verschiedene Seiten der dreidimensionalen Abbildung ein und desselben Feldes ${}^{2}\bar{M}$ im R_4 . Die Quellenverteilung von $\bar{P}$ im R_4 folgt durch Skalaranwendung von

$\nabla_4 = \sum_{i=1}^{4} \bar{e}_i \; \partial/\partial x_i$ auf $\bar{P}$. Es ist $\nabla_4 \; ; \; \bar{P} = div_4 \bar{P} =$

$= \varepsilon_o \; \mathrm{div}_4 \; \overline{\mathrm{div}_4} \; {}^2\bar{M}$. Mit $\overline{\mathrm{div}_4} \; {}^2\bar{M} = R \; \mathrm{rot} \; \bar{H} - 1/c \; \dot{\bar{E}} +$
$+ i \; \bar{e}_4 \; \mathrm{div} \; \bar{E}$ wird $\mathrm{div}_4 \; \overline{\mathrm{div}_4} \; {}^2\bar{M} = o$, also $\mathrm{div}_4 \; \bar{P} = o$

oder $o = \sum_{i=1}^{4} \frac{\partial P_i}{\partial x_i} = \sum_{k=1}^{3} 1/c \; \partial / \partial x_k \; (\varrho \dot{x}_k) +$
$+ i \; \frac{\partial \varrho}{\partial x_4} = 1/c \; (\dot{\varrho} + \mathrm{div} \; \varrho \; \bar{v})$ und dies bedeutet

$\dot{\varrho} + \mathrm{div} \; \varrho \; \bar{v} = o$ oder $d\varrho/dt = o$, was die zeitliche Konstanz der elektrischen Ladung angibt. Eine Invariante des Feldes ${}^2\bar{M}$ ist nach den Gesetzen der Invariantentheorie die Determinante; also $|{}^2\bar{M}|_4 = \pm \sqrt{R^2 \; \bar{H}^2 - \bar{E}^2}$. Wird ${}^2\bar{M}$ im zweiten Grade iteriert, so folgt nach den Gesetzen der Tensormultiplikation und der Matrizenspektren das $sp \; {}^2\bar{M} \times {}^2\bar{M} = {}^2\bar{W} = {}^2\bar{W}^{\times}$, weil ${}^2\bar{M} =$
$= - {}^2\bar{M}^{\times}$ ist. Demnach gilt in Komponentenform $W_{ik} = \sum_{\gamma=1}^{4} M_{i\gamma} \cdot M_{\gamma k}$.

Gleiches gilt auch für ${}^2\bar{M}_k$.

Da beide Tensoren die Dimensionierung elektrischer Feldstärken haben, müssen die Produkte $\varepsilon_o \; {}^2\bar{W}$ und $\varepsilon_o \; {}^2\bar{W}_k$ hermitesche Energiedichtetensoren sein, deren arithmetisches Mittel gemäß

$2 \; n \; {}^2\bar{T} = \varepsilon_o \; ({}^2\bar{W} + {}^2\bar{W}_k) = \varepsilon_o \; sp \; ({}^2\bar{M} \times {}^2\bar{M} + {}^2\bar{M}_k \times {}^2\bar{M}_k)$

bis auf einen Zahlfaktor n den elektromagnetischen Energiedichtetensor liefern. Aus dem Feld im Vakuum $\mathrm{rot} \; \bar{H} = \varepsilon_o \; \dot{\bar{E}}$,
$\mathrm{rot} \; \bar{E} = - \mu_o \; \dot{\bar{H}}$, $\mathrm{div} \; \bar{E} = o$, $\mathrm{div} \; \bar{H} = o$ im R_3 folgt
zunächst $\varepsilon_o \cdot \bar{E} \cdot \dot{\bar{E}} + \mu_o \; \bar{H} \cdot \dot{\bar{H}} = \bar{E} \; \mathrm{rot} \; \bar{H} - \bar{H} \; \mathrm{rot} \; \bar{E} = -$

$$= - \begin{vmatrix} \partial/\partial x_1 & \partial/\partial x_2 & \partial/\partial x_3 \\ E_1 & E_2 & E_3 \\ H_1 & H_2 & H_3 \end{vmatrix} = - \; \mathrm{div} \; \bar{E} \times \bar{H} \quad \text{oder}$$

$1/2 \; \partial/\partial t \; (\varepsilon_o \; \bar{E}^2 + \mu_o \; \bar{H}^2) = - \; \mathrm{div} \; \bar{E} \times \bar{H}$, worin
$\bar{E} \times \bar{H} = \bar{S}$ der Strahlungsvektor und $1/2 \; (\varepsilon_o \; \bar{E}^2 + \mu_o \; \bar{H}^2) = \eta$
die Energiedichte des Feldes ist, Daraus folgt $\dot{\eta} + \mathrm{div} \; \bar{S} = o$.
Zur Verallgemeinerung können auch die Komponenten $2 \; \eta_{ik} =$
$= \varepsilon_o \; \bar{E}_i \bar{E}_k + \mu_o \; \bar{H}_i \; \bar{H}_k$ eingeführt werden.

Mit diesen Interpretationen (als Kürzungen verwendet) folgt für die Komponenten des Energiedichtetensors $n \; T_{ik} = 2 \; \eta_{ik} - \eta \; \delta_{ik}$ und $n \; T_{i4} = i/c \cdot S_i$ für $(i,k) \leq 3$, aber $n \; T_{44} = \eta$. Da immer ${}^2\bar{T} > {}^2\bar{o}$ im elektromagnetischen Feld

bleiben muß, ergibt sich der Zahlfaktor zu $n = +1$, so daß nunmehr alle Komponenten des Energiedichtetensors durch ${}^2\bar{M}$ und sein Komplement gegeben sind. Es kann noch mit $\bar{P}$ aus ${}^2\bar{M}$ ein anderer Raumzeitvektor gebildet werden, nämlich $\bar{\xi} = \bar{P} \cdot {}^2\bar{M}$. Für die Komponente in der x_1 - Richtung folgt, wenn $\bar{v}$ die Relativgeschwindigkeit der Ladungsdichte ϱ zum Ruhesystem ist

$$\bar{\xi}_1 = (\bar{P} \cdot {}^2\bar{M})_1 = \bar{e}_1 (P_2 \cdot M_{12} + P_3 M_{13} + P_4 \cdot M_{14}) =$$
$$= \bar{e}_1 [\varrho \; v_2/c \cdot R H_3 + \varrho \; v_3/c \; (-RH_2) + i \varrho \; (-i E_1) =$$
$$= \bar{e}_1 [\varrho E_1 + \varrho/c \cdot R (v_2 H_3 - v_3 H_2)] =$$
$$= \varrho (\bar{E}_1 + \bar{e}_1 \mu_0 (\bar{v} \times \bar{H})_1). \text{ Dies ist aber die } x_1 \text{ - Komponente der ponderomotorischen Kraftdichte von } {}^2\bar{M}, \text{ die auf die mit } \bar{v} \text{ bewegte Dichte } \varrho \text{ einwirkt. Entsprechend folgt } \bar{\xi}_2 = (\bar{P}\,{}^2\bar{M})_2 =$$
$$= \varrho (\bar{E}_2 + \bar{e}_2 \mu_0 \cdot (\bar{v} \times \bar{H})_2) \text{ und } \bar{\xi}_3 = (\bar{P}\,{}^2\bar{M})_3 =$$
$$= \varrho (\bar{E}_3 + \bar{e}_3 \mu_0 (\bar{v} \times \bar{H})_3), \text{ weil } R/c = \mu_0 \text{ ist. Für } \bar{\xi}_4$$
folgt dagegen $\bar{\xi}_4 = (\bar{P} \cdot {}^2\bar{M})_4 = \bar{e}_4 (P_1 \cdot M_{41} + P_2 M_{42} +$
$$+ P_3 M_{43}) = \bar{e}_4 (\varrho \; v_1/c \; i E_1 + \varrho \; v_2/c \; i E_2 + \varrho \; v_3/c \; i E_3) =$$
$$= \bar{e}_4 \; i \varrho/c \cdot \sum_{k=1}^{3} v_k E_k = \bar{e}_4 \; i\varrho/c \; (\bar{v} \cdot \bar{E}) \text{ und dies}$$

ist wiederum eine ponderomotorische Kraftdichte des rein elektrischen Anteils $\bar{E}$ der auf ϱ einwirkt. Insgesamt kann also

$\bar{\xi} = \bar{P} \cdot {}^2\bar{M}$ als raumzeitlicher ponderomotorischer Kraftdichtevektor aufgefaßt werden, mit welchem ${}^2\bar{M}$ auf $\bar{P}$ einwirkt. $\bar{\xi} \neq \bar{o}$ ist nur möglich, wenn $\bar{P} \neq \bar{o}$ also $\varrho \neq o$ bleibt. Wird von ${}^2\bar{T}$ die Vektordivergenz im R_4, also $\overline{div_4}\;{}^2\bar{T}$ gebildet, was immer möglich ist, wenn ${}^2\bar{T}$ ein Raumzeitfeld beschreibt, so folgt für die Komponenten des entstehenden Raumzeitvektors, weil $\overline{div_4}\;{}^2\bar{T} =$
$$= 2\;\overline{div_4}\;{}^2\bar{\xi} - \overline{div_4}\;\eta\;{}^2\bar{E} \text{ und } \bar{e}_1\;\overline{div_4}\;{}^2\bar{\varepsilon} =$$
$$= \sum_{k=1}^{3} \frac{\partial \eta_{1k}}{\partial x_k} - i/2c \frac{\partial S_1}{\partial x_4} = 1/2 (\varepsilon_0 \frac{\partial E_1^2}{\partial x_1} + \mu_0 \frac{\partial H_1^2}{\partial x_1}) +$$
$$+ 1/2 (\varepsilon_0 \; \partial/\partial x_2 \; (E_1 E_2) + \mu_0 \; \partial/\partial x_2 \; (H_1 H_2)) +$$
$$+ 1/2 (\varepsilon_0 \; \partial/\partial x_3 \; (E_1 E_3) + \mu_0 \frac{\partial}{\partial x_3} (H_1 H_3)) -$$
$$- 1/2c^2 \cdot \partial/\partial t \; (E_2 H_3 - E_3 H_2) \text{ sowie } \bar{e}_1\;\overline{div_4}\;\eta\;{}^2\bar{E} =$$
$$= \frac{\partial \eta}{\partial x_1} = 1/2 (\varepsilon_0 \frac{\partial E^2}{\partial x_1} + \mu_0 \frac{\partial H^2}{\partial x_1}) \text{ ist}$$

$\bar{e}_1 \cdot \overline{div_4}\ {}^2\bar{T} = \varrho E_1 + \mu_0 \varrho \left(H_3 \frac{\partial x_2}{\partial t} - H_2 \frac{\partial x_3}{\partial t} \right) =$

$= \varrho \ (E_1 + \mu_0 (\bar{v} \times \bar{H})_1) = \xi_1$, wenn die Kettenregel angewendet wird. Für die übrigen Komponenten ergibt sich analog $\bar{e}_k \ \overline{div_4}\ {}^2\bar{T} = \xi_k$, so daß die Darstellung $\overline{div_4}\ {}^2\bar{T} = \bar{\xi}$ möglich wird, das heißt , im R_4 ist die Vektordivergenz des Tensorfeldes der Energiedichte von ${}^2\bar{M}$ mit der ponderomotorischen Kraftdichte identisch. Mithin gelten die Verknüpfungen

$$\overline{div_4}\ {}^2\bar{T} = \bar{\xi} \ , \ 2 \cdot {}^2\bar{T} = \varepsilon_0 \ s\,p \ ({}^2\bar{M} \times {}^2\bar{M} + {}^2\bar{M}_k \times {}^2M_k) \ ,$$

$$\bar{\xi} = \bar{P}\ {}^2\bar{M} \qquad \text{9 a.}$$

Ist $\bar{\xi}_{(3)}$ die Dichte irgend einer Kraft im R_3 und gibt es in diesem R_3 irgendein System aus $1 \leq j \leq n$ Kraftdichten $\bar{\xi}(3)j$ und Leistungsdichten $\bar{v}_j \cdot \bar{\xi}_{(3)j}$, die auf ein System C bezogen sind, und wird gefordert, daß die Resultierende aller dieser Kräfte verschwindet, so daß statisch stabiles Gleichgewicht herrscht, welches zeitlich konstant sein soll , so kann, wegen dieser zeitlichen Konstanz ein Übergang in ein mit $\bar{v}$ relativ bewegtes System C' an diesem Zustand nichts ändern, so daß eine Invarianz gegen $\hat{A}$ vorliegt. Wenn aber diese Invarianz existiert, kann $\bar{\xi}(3)j$ stets zum Raumzeitvektor $\bar{\xi}_j = \bar{\xi}(3)j + \frac{i\, e_4}{c} \cdot (\bar{v}_j \cdot \bar{\xi}(3)j)$ ergänzt werden, für den stets $\bar{\xi}_j = \overline{div_4}\ {}^2\bar{T}_j$ gilt, woraus folgt, daß die Gleichung 9 a universelle Gültigkeit hat. Dies bedeutet aber, daß grundsätzlich jede Kraft, unabhängig von ihrem Ursprung und ihrer Natur durch ein Kraftfeld ${}^2\bar{M}$ dargestellt werden kann, welches nach Gleichung 9 und 9a einen Energiedichtetensor und einen Raumzeitstrom definiert. Die allgemeine Beziehung $\bar{\xi} = \overline{div_4}\ {}^2\bar{T}$ ist über dem komplexen algebraischen Körper definiert. Mit dem räumlichen Anteil ${}^2\bar{p} = [T_{ik}]\ 3$ von ${}^2\bar{T}$ wird, wenn der Realteil abgespalten wird, $Re\ \bar{\xi} = \bar{\xi}(3)$ und $Re\ \overline{div_4}\ {}^2\bar{T} = \overline{div}\ {}^2\bar{p} - \dot{\bar{S}}/c^2$, also wegen $Re\ \bar{\xi} = Re\ \overline{div_4}\ {}^2\bar{T}$ die Beziehung $\bar{\xi}(3) = \overline{div}\ {}^2\bar{p} - \dot{\bar{S}}/c^2$. Hierin ist $\dot{\bar{S}}/c^2 = \frac{d\,\dot{\bar{G}}}{dV}$ die Dichte der zeitlichen Änderung des Impulses der durch $\bar{S} = \bar{E} \times \bar{H}$ beschriebenen elektromagnetischen Strahlung. Integration über einen durch $\bar{F}$ begrenzten Bereich V des R_3 liefert, wegen

$$\int_V \overline{div}\ {}^2\bar{p} \cdot dV = \oint {}^2\bar{p}\ d\bar{F}$$ den Impulssatz

$\int \bar{\xi}_{(3)}\, d\,V + \dot{\bar{G}} = \oint {}^2\bar{p}\, d\,\bar{F}$. Offensichtlich ist $\bar{\xi}_{(3)}$ die Dichte einer äußeren Kraft vom Impuls $\dot{\bar{G}}_a$, während $\dot{\bar{G}}$ die durch $\bar{S}$ bestimmte innere Kraft ist. Wegen $\int \bar{\xi}_{(3)}\, d\,V = \dot{\bar{G}}_a$ gilt $\partial/\partial t\ (\bar{G}_a + \bar{G}) = \oint {}^2\bar{p} \cdot d\,\bar{F}$ als Impulssatz. ${}^2\bar{p}$ als Raumabschnitt von ${}^2\bar{T}$ beschreibt also die Strömung einer Impulsverteilung durch die das Integrationsgebiet begrenzende Fläche. Entsprechend folgt aus $\mathrm{Im}\ \bar{\xi} = \mathrm{Im}\ \overline{\mathrm{div}}_4\ {}^2\bar{T}$ und $\mathrm{Im}\ \bar{\xi} = \bar{e}_4/c \cdot (\bar{v} \cdot \bar{\xi}_{(3)})$, beziehungsweise $\mathrm{Im}\ \overline{\mathrm{div}}_4\ {}^2\bar{T} = i\ \bar{e}_4\ (-1/c\ \mathrm{div}\ \bar{S} - \dot{\eta}/c)$. Im Vergleich wird, weil $\bar{v} \cdot \bar{\xi}_{(3)} = \dot{\eta}_a$ die Leistung einer äußeren Kraft ist, ($\dot{\eta}$ beschreibt die Leistung des elektromagnetischen Feldes) $\dot{\eta}_a + \dot{\eta} = -\mathrm{div}\ \bar{S}$ oder nach Volumenintegration $\partial/\partial t\ (E_a + E) = -\oint \bar{S} d\bar{F}$ wegen $\int \mathrm{div}\ \bar{S} \cdot d\,V = \oint \bar{S}\, d\,\bar{F}$. Diese Beziehung stellt den Energiesatz dar. Die in diesen Erhaltungssätzen auftretenden Größen der Impuls- und Energieströmung ${}^2\bar{p}$ und $\bar{S}$ sind dabei nicht an die elektromagnetische Interpretation gebunden. Da in $\int \bar{\xi}_{(3)}\, d\,V + 1/c^2 \int \dot{\bar{S}}\, d\,V = \oint {}^2\bar{p}\, d\,\bar{F}$ die Strömung des Tensorfeldes ${}^2\bar{p}$ durch $\bar{F}$ als Impulsströmung im R_3 interpretierbar ist, (im speziellen elektromagnetischen Fall ist ${}^2\bar{p}$ der elektromagnetische Spannungstensor des Raumes), muß die Quellendichte dieser Impulsströmung mit der zeitlichen Änderung einer räumlichen Impulsdichte, gemäß $\dot{\bar{g}} = \overline{\mathrm{div}}\ {}^2\bar{p}$, identisch sein. Damit wird $\bar{\xi}_{(3)} = \overline{\mathrm{div}}\ {}^2\bar{p} - 1/c^2 \cdot \dot{\bar{S}} = \partial/\partial t\ (\bar{g} - 1/c^2\ \bar{S})$ oder zeitlich integriert $\int \bar{\xi}_{(3)}\, dt + \bar{C} = \bar{g} - \bar{S}/c^2$. Wenn überhaupt keine äußeren Kräfte wirken , das heißt, wenn das System nur von einer Energieströmung $\bar{S}$ erfüllt ist und daher $\int \bar{\xi}_{(3)}\, d\,t + \bar{C} = \bar{O}$ ist, wird $\bar{S} = \bar{g}\ c^2$, das heißt die imponderable Größe der Energieströmung ist durch diese Relation mit der ponderablen Größe einer Impulsdichte verknüpft, woraus auf die Existenz eines allgemeinen Zusammenhanges zwischen Energie und Trägheit geschlossen werden kann.

${}^2\bar{T}_o$ kann mit $\hat{A}$ von C_o nach C gemäß ${}^2\bar{T} = \hat{A}\ {}^2\bar{T}_o$ transformiert werden, wobei das Multiplikationstheorem nicht kommutierender Matrizen anzuwenden ist, weil $\hat{A}$ und ${}^2\bar{T}$ durch den gleichen Matrizentyp verkettet sind. Entsprechend gilt auch

$\overline{div_4}\ {}^2\bar{T} = \hat{A}\ (\overline{div_4}\ {}^2\bar{T})_o$ und $\bar{\xi} = \hat{A}\ \bar{\xi}_o = \hat{A}\ (\bar{\xi}_{(3)o} + i\,\bar{e}_4/c\ (\bar{v}\ \bar{\xi}_{(3)o})$. Andererseits gilt für die Raumkomponenten $\bar{\xi}_{(3)} = d\dot{\bar{p}}/dV$, wenn $\bar{p}$ der Impuls ist. Hat $\hat{A}$ die spezielle Form Gleichung 8 a, so folgt die Transformation der zeitlichen Impulsdichteänderung $d\dot{\bar{p}}/dV = (d\dot{\bar{p}}/dV)_o\ (1 - \beta^2)^{-1/2}$. Nun ist ein Volumenelement $d\,\Omega = \prod_{i=1}^{4} d\,x_i$ des R_4 wegen $d\,V = d\,V_o \cdot \sqrt{1-\beta^2}$ und $d\,t = d\,t_o\ (1-\beta^2)^{-1/2}$ gemäß $d\,\Omega = d\,\Omega_o$ invariant. Da auch $d\dot{\bar{p}}/dV = i\,c\ d\bar{p}/d\,\Omega$ geschrieben werden kann, folgt nach einer Integration über ein R_4 - Volumen, weil $\bar{p}_o = m_o \cdot \bar{v}$ ist,

$$\bar{p} = \frac{m_o \bar{v}}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \bar{v} \cdot f(\beta^2) \text{ oder } d\bar{p}/dt = \dot{\bar{v}}\ f + 2\,\bar{v} \cdot v \cdot \dot{v}\,\frac{f'}{c^2}.$$

Dieser Ausdruck ist in einen longitudinalen und einen transversalen Anteil spaltbar. m gibt immer die Trägheitsmasse an. Mit $\dot{\bar{v}}_t \perp \dot{\bar{v}}_1 \parallel \bar{v}$ und $d\dot{\bar{p}}/dt = m \cdot \dot{\bar{v}}_t + m_1 \cdot \dot{\bar{v}}_1$ wird $m \cdot \dot{\bar{v}}_t + m_1\ \dot{\bar{v}}_1 = \dot{\bar{v}} \cdot f + 2\,\bar{v} \cdot v \cdot \dot{v} \cdot f'/c^2$. Mit $\dot{\bar{v}} = \dot{\bar{v}}_t + \dot{\bar{v}}_1$ folgt dann unter Berücksichtigung von $\dot{\bar{v}}_t \perp \dot{\bar{v}}_1 \parallel \bar{v}$ die Spaltung $m = f$ und $m_l = 2\,\beta^2 \cdot f' + f$, das heißt, es gibt zwei relativistische Massenänderungen. Mit $f = m_o\ (1 - \beta^2)^{-1/2}$ wird $f' = m_o/2\ (1 - \beta^2)^{-3/2}$ und damit $m_1 = m_o\ [(1 - \beta^2)^{-1/2} + \beta^2\ (1 - \beta^2)^{-3/2}] = m_o\ (1 - \beta^2)^{-3/2}$ und für die Transversalmasse $m = m_o\ (1 - \beta^2)^{-1/2}$. Dies ist aber mit der empirischen Aussage aus B II 6 identisch, welche eine Revision der Begriffe Raum und Zeit nahelegte. Die Massenrelativität ist aber eine Konsequenz von $\hat{A}\ (\beta < 1) \neq \hat{E}$, wodurch auch die Zeitdilatation interpretiert wird, welche beim Mesonenzerfall in der Höhenstrahlung beobachtet wird und auf die gleiche Revisionsnotwendigkeit hinweist. Dieses unitäre quadratische Schema vom Typ vier ist aber wiederum eine Folge des elektromagnetischen Induktionsgesetzes aus δ der phänomenologischen Induktion. Die Revision der Begriffe Raum und Zeit durch $\hat{A}$ beinhaltet also die Aussage, daß es wegen $\hat{A}$ nur einen relativen Raum und eine relative Zeit in der Synthese einer Raumzeit über dem komplexen algebraischen Zahlenkörper gibt, während ein feinstofflicher Weltäther wegen dieses Prinzips in Übereinstimmung mit der Empirie aus B nicht existent sein kann. In $\bar{S} = \bar{g} \cdot c^2$ ist $\bar{g} = d\bar{p}/dV = \sigma\ \bar{v}$, wenn $\sigma = dm/dV$ die Dichte

der Transversalmasse ist, die hier wegen der Invarianz $\bar{p} = m_o \bar{v} (1-\beta^2)^{-1/2} = m \cdot \bar{v}$ zu verwenden ist. Eingesetzt folgt $\bar{S} = \sigma \cdot \bar{v} \cdot c^2$. Ist η = const (t) die auf das System C bezogen, zeitlich konstante Energiedichte, so folgt $d\eta/dt = o$ oder $\dot{\eta} + \bar{v}$ grad $\eta = / \dot{\eta} + \text{div } \eta \bar{v} = o$, wenn im Fall gleichberechtigter Systeme div $\bar{v} = o$ ist. $\dot{\eta} + \text{div } \eta \bar{v} = o$ stellt aber für η eine Kontinuitätsgleichung dar, in welcher $\eta \cdot \bar{v}$ die Strömung sein muß. Da aber im $^2\bar{T}$ die Anteile nicht notwendig elektromagnetischer Natur zu sein brauchen, kann der Strömungsanteil $\bar{S}$ mit der allgemeinen Energieströmung $\eta \cdot \bar{v} = \bar{S}$ identifiziert werden. Verglichen mit $\bar{S} = \sigma \bar{v} \cdot c^2$ und räumlich integriert folgt $E = m \cdot c^2$, wenn $\eta = dE/dV$ gilt. Der allgemeine Zusammenhang zwischen Energie und Trägheit (die Masse ist ein Maß für den Trägheitswiderstand) lautet

$$E = m \cdot c^2 \ , \ (m \ , \ m_1) = m_o (1-\beta^2)^{-(1/2 \ , 3/2)} \quad \text{lo.}$$

Mit der Ruheenergie $E_o = m_o \cdot c^2$ für $v = o$ ergibt sich für die kinetische Energie $E_k = E - E_o = m_o \cdot c^2 ((1-\beta^2)^{-1/2} - 1)$. Wird $E^2 - E_o^2$ gebildet, so ergibt sich $E^2 - E_o^2 = m_o^2 \cdot c^4 ((1-\beta^2)^{-1} - 1) =$

$$= m_o^2 \ c^4 \ \frac{\beta^2}{1-\beta^2} = c^2 \ \frac{m_o^2 \ v^2}{1-\beta^2} = p^2 \cdot c^2 \ .$$ Das allgemeine Energiematerieäquivalent wird demnach ergänzt durch

$$E_k = E - E_o \ , \ E^2 - E_o^2 = p^2 \ c^2 \ ,$$

$$\bar{p} = m \ \bar{v} \ , \ E_o = m_o \ c^2 \quad \text{lo a,}$$

woraus hervorgeht, daß auch für $v = o$ jeder Energie eine träge Masse und umgekehrt jeder trägen Masse eine Energie äquivalent ist. Aus dieser Beziehung folgt unmittelbar, daß auch imponderablen Energiequanten und Photonen Trägheit zugesprochen werden muß, so daß der Begriff des Materiefeldquants, sowohl die ponderablen, als auch die imponderablen Quanten umfaßt. Die Gleichungen lo und loa zeigen deutlich, daß das aus der Energie der Nuklearstrukturen gewonnene Äquivalent zwischen Bindungsenergie und Massendefekt einen universellen Charakter trägt, also für jede Energie und jede Masse gilt. Der Weg von der materiellen Atomistik zur Existenz von h aus C I 2 ist demnach umkehrbar und dies bedeutet, daß prinzipiell die Möglichkeit besteht, das Spektrum aller Materiefeldquanten deduktiv

zu beschreiben. Weiterhin besteht die Möglichkeit den empirischen impliziten Quantendualismus des Korpuskular - und Wellenbildes explizit zu beschreiben. Da schließlich Photonen als Quanten des elektromagnetischen Feldes, frei durch den R_3 übermittelte Energie sind, muß ein unbekannter Zusammenhang zwischen diesen Photonen und allgemeiner Trägheit bestehen. Nach 8 aus B II 2 verursacht aber die allgemeine Trägheit immer Gravitation, so daß dieser unbekannte Zusammenhang eine Wechselbeziehung zwischen den beiden makromaren Wirkungsfeldern des Elektromagnetismus und der Gravitation in Form eines elektromagnetisch - gravitativen Induktionsgesetzes darstellen muß. Aus diesem Grunde erscheint es zweckmäßig, zunächst das Gravitationsfeld aus ô der phänomenologischen Induktion insbesondere in Bezug auf seinen Zusammenhang mit der Trägheit zu analysieren.

Eine Masse m ist durch ihre Trägheit und ihre Schwere definiert. Die Masse ist träge, weil sie jeder zeitlichen Änderung ihres stationären Bewegungszustandes $\dot{\bar{s}}$ (es ist dies die zeitliche Ortsänderung im R_3) einen Trägheitswiderstand m entgegemsetzt, der nur durch eine Kraft $\bar{K}_t = m_t \cdot \ddot{\bar{s}}_t$ überwunden werden kann. Andererseits kommt es stets zu einer zeitlichen Änderung des Bewegungszustandes, wenn eine solche Trägheitskraft als Ursache wirkt. Der Index t kennzeichnet die Größen als zum Trägheitsverhalten der Masse zugehörig. Wenn also die Masse im System C ruht und sich der Nullpunkt von C längs irgendeiner Richtung des R_3 mit der Beschleunigung $-\ddot{\bar{s}}$ bewegt, so kommt es zu einer Reaktionsbeschleunigung $\ddot{\bar{s}}_t = -\ddot{\bar{s}}$ der zu Beginn der Beschleunigung in C ruhenden Masse. Wird der Ruhezustand relativ zu C erzwungen, so muß die Trägheitskraft $\bar{K}_t = m_t \cdot \ddot{\bar{s}}_t$ überwunden werden, welche der Beschleunigung von C entgegengerichtet ist. Ruht C relativ zu einem System C' und ist in C' ein Gravitationsfeld definiert dessen Feldwirkung in Richtung $\bar{s}$ erfolgt, so daß sich auch C in diesem Gravitationsfeld befindet, so wirkt auf die Masse ebenfalls eine ponderomotorische Kraft $\bar{K}_s = m_s \ddot{\bar{s}}_s$, welche als Wirkung des Gravitationsfeldes in C' die schwere Masse m_s relativ zu C mit $\ddot{\bar{s}}_s$ zu beschleunigen sucht. Es gibt grundsätzlich keine Möglichkeit zu unterscheiden ob die ponderomotorische Kraft als Trägheitskraft von einer Relativbeschleunigung des Systems C oder als Wirkung des Gravitationsfeldes in C' verursacht wird. Daher kann $\bar{K}_t = \bar{K}_s$ gesetzt werden. Gilt für die Ortsänderung ebenfalls $\ddot{\bar{s}}_t = \ddot{\bar{s}}_s$, was stets erreichbar ist, so folgt daraus $m_t = m_s = m$. Die Größen

m_t und m_s kennzeichnen aber das Trägheits- und Schwereverhalten einer Masse, so daß aus der Identität folgt, daß Trägheit und Schwere äquivalent sind und durch eine Größe, nämlich die Trägheit m ausgedrückt werden können, welche die Masse definiert. Stehen zwei Massen m_1 und m im gravitativen Zusammenhang, so wird das energetische Niveau ihrer Wechselwirkung nach δ der Phänomenologie durch $\phi = \gamma^e \cdot m \cdot m_1/r$ beschrieben, worin γ^e nach B II 2 Gleichung 8 eine Naturkonstante und r der Abstand zwischen beiden Massen ist. Befindet sich m_1 in C' und m in C , so wirkt auf m die Kraft $\bar{K}_1 = m\,\bar{\Gamma}_1$. Umgekehrt wirkt aber auch im C' auf m_1 die entgegengerichtete Kraft $\bar{K} = m_1 \cdot \bar{\Gamma}$ mit $\sphericalangle(\bar{\Gamma}_1, \bar{\Gamma}) = \pi$; denn allgemein gilt für die Wechselwirkung $\text{grad}\ \phi = -\gamma^e \cdot \bar{r}_o \cdot \frac{mm_1}{r^2}$. Andererseits kann $\text{grad}\ \phi = m_1\,\bar{\Gamma}$ gesetzt werden, was im Vergleich für den gravitativen Beschleunigungsvektor $\bar{\Gamma} = -\gamma^e \bar{r}_o \cdot m/r^2 = \text{grad}\ \varphi(r)$ mit $\varphi = \gamma^e \cdot m/r$ liefert. Da dies für alle Massen gilt, kennzeichnet $\bar{\Gamma}$ den Vektor eines Feldes, welches von jeder Masse m ausgeht und daher jede Masse definiert. $\bar{\Gamma}$ ist damit sowohl die Ursache der Trägheit als auch die Ursache der Schwere einer Masse und beschreibt damit den allgemeinen Feldvektor der Gravitation der Masse m . Unmittelbar aus der Phänomenologie folgt daher

$$m_t = m_s = m\,,\ \bar{\Gamma} = \text{grad}\ \varphi\,,\ \varphi = \gamma^e\, m/r \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 11.$$

Dieses Gesetz folgt unmittelbar aus der empirischen Beobachtung makromarer Vorgänge, so daß nicht bekannt ist, ob in φ noch irgend ein nicht beobachteter Korrekturfaktor f in der Form $\varphi = \gamma^e \cdot m/r \cdot f$ anzubringen ist, der aufgrund der makromaren Beobachtungsmethodik bei der phänomenologischen Induktion nicht berücksichtigt werden konnte. Wenn $f \neq 1$ existiert, wird $f = f(r)$ nur von r abhängen, so daß es zweckmäßig erscheint, das Gravitationsgesetz zunächst in der allgemeineren Fassung

$$\bar{\Gamma} = \text{grad}\ \varphi\,,\ \varphi = \varphi(r)\,,\ \psi(r) = m_1\,\varphi \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 11\,a$$

zu analysieren, wobei die formale Feldfunktion φ offen bleiben kann.

Wegen der Abhängigkeit $\varphi(x_i)_1^3 = \varphi(r)$ von den Koordinaten des R_3 in der sphärischen Symmetrie $r^2 = \sum_{i=1}^{3} x^2{}_i$ ist der

geometrische Ort aller Punkte gleichen Niveaus φ = const gemäß r = const eine sphärische Raumfläche. Die Gesamtheit aller dieser Niveauflächen ist daher eine einfach unendliche Schar conzentrischer Kugelflächen, deren gemeinsamer Mittelpunkt durch die Feldsingularität $\mathfrak{Y}$ (o) als Feldzentrum erscheint. Diese Singularität kann aber nicht uneigentlich sein (im Sinne einer Unendlichkeitsstelle), so daß der mikromare Korrekturfaktor existieren muß, obgleich er in B II 2 nicht feststellbar war. φ beschreibt also ein symmetrisches Zentralfeld und zwar die spezielle Form des Zentralkraftfeldes, weil der Feldvektor $\bar{F}$ = grad φ = $\bar{r}_o \cdot \partial\varphi/\partial r$ mit $|\bar{r}_o|$ = 1 ein Beschleunigungsvektor ist. Mit der im Feld φ gravitierenden Masse m' beschreibt also m' $\cdot \varphi = \psi$ das Energieniveau und V = - ψ die potentielle Energie im gravitativen Zentralkraftfeld. Da immer für den Einheitsvektor $\bar{r}_o \times \bar{r}_o = \bar{o}$ gilt, folgt für den Fall sphärischer Symmetrie $\bar{r} \times \bar{F} = \bar{o}$, was wegen $\bar{F} \neq \bar{o}$ nur durch die Parallelität $\bar{r} \parallel \bar{F}$ möglich wird. Demnach kann $\bar{F} = \ddot{\bar{r}}$ mit sin $(\ddot{\bar{r}}, \bar{r}) = o$ gesetzt werden. Ganz entsprechend folgt $\dot{\bar{r}} \times \ddot{\bar{r}} = \dot{\bar{r}} \times$ grad φ = d/dt $\cdot (\bar{r} \times$ grad φ) - $- \bar{r} \times$ grad $\phi = \bar{o}$, was nur durch die gleiche Parallelität sin $(\ddot{\bar{r}}, \dot{\bar{r}}) = o$ erfüllt werden kann. Mithin wird das Existenzpostulat des gravitativen Zentralkraftfeldes durch

$$r^2 = \sum_{i=1}^{3} x_i^2 \,, \quad \bar{F} = \ddot{\bar{r}} \,, \quad m' \varphi = \psi \,, \quad V = - \psi \,,$$

$$\sin (\ddot{\bar{r}}, \dot{\bar{r}}) = \sin (\ddot{\bar{r}}, \bar{r}) = o \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 11\ b$$

beschrieben. Es kommt nun darauf an unter Verwendung dieses Existenzpostulates notwendige und mindestens eine hinreichende Existenzbedingung dieses allgemeinen Zentralkraftfeldes zu finden. Diese Bedingung muß so allgemeiner Natur sein, daß mit ihrer Hilfe der Existenznachweis eines jeden Zentralkraftfeldes möglich wird.

Es sollen unter der Annahme, daß die sich aus der Definition ergebende Existenzvoraussetzung gültig ist, allgemeine Existenzbedingungen gefunden werden, bei deren Erfüllung die Gültigkeitsannahme der Voraussetzung gerechtfertigt wird. Zunächst kommt es darauf an im vefallgemeinerten Fall mehrerer sich gegenseitig beeinflussender Zentralkraftzentren zu untersuchen, ob es ein gemeinsames Bewegungszentrum gibt. Es handele sich um ein System aus n Feldzentren mit den Trägheitsmassen $m_1 \ldots m_h \ldots m_k \ldots m_n$. Diese Zentren üben nur vom gegenseitigen Abstand abhängige innere Zentral-

kräfte aufeinander aus. So beeinflußt z.B. das Zentrum h das Zentrum k mit der Kraft $\bar{K}'_{hk} = \text{grad}_h (r_k)$ oder k das Zentrum h und so weiter. Diese Feldstärken $\bar{K}'$ des Systems sind innere Kräfte im Gegensatz zu den äußeren Kräften $\bar{K}$. Alle auf das Zentrum h wirkenden (n - 1) Kraftfelder superponieren zu der Kraftresultanten $\sum_{k=1}^{n} \bar{K}'_{kh} - \bar{K}'_{hh}$, während eine äußere Kraft $\bar{K}_h$ auf h oder k wirken kann. Wenn sämtliche Zentren sich in Bewegung befinden, so wird die Bahn eines Zentrums h durch die resultierende aus allen angreifenden inneren und äußeren Kräften bestimmt. Diese Vektorsumme muß mit der zeitlichen Änderun des Bahnimpulses $\bar{G}$ identisch sein. Es ist also $\dot{\bar{G}}_h = \bar{K}_h + \sum_{k=1}^{n} \bar{K}'_{kh} - \bar{K}'_{hh}$. Wird über alle Zentren summiert, so ergibt sich die zeitliche Änderung des gesamten Bahnimpulses zu

$$d/dt \cdot \sum_{h=1}^{n} \bar{G}_h = \sum_{h=1}^{n} \bar{K}_h + \sum_{h=1}^{n} \sum_{k=1}^{n} \left(\bar{K}'_{kh} - \left(\bar{K}'_{hh} + \bar{K}'_{kk} \right) \right).$$

Da das Kausalitätsprinzip gelten muß, erzeugt jede von einem Zentrum h auf ein Zentrum k wirkende Kraft $\bar{K}'_{kh}$ eine ihr entgegengesetzte gleiche Reaktionskraft $\bar{K}'_{hk}$, welche von k ausgeht und auf h wirkt, also $\bar{K}'_{kh} = - \bar{K}'_{hk}$ und $\bar{K}'_{kh} + \bar{K}'_{hk} = \bar{o}$. In der Doppelsumme im Ausdruck der zeitlichen Änderung des gesamten Bahnimpulses fallen die Summanden mit den Indices h = k von vornherein aus, während alle übrigen paarweise positiv auftreten. Wegen der Gültigkeit des Kausalitätsprinzips muß wegen dieses paarweisen Auftretens die Doppelsumme

$$\sum_{h=1}^{n} \sum_{k=1}^{n} \left(\bar{K}'_{kh} - \left(\bar{K}'_{hh} + \bar{K}'_{kk} \right) \right) = \bar{o}$$

verschwinden, so daß die zeitliche Änderung des Bahnimpulses

$$d/dt \cdot \sum_{h=1}^{n} \bar{G}_h = \sum_{h=1}^{n} \bar{K}_h$$

nur von den äußeren Kräften abhängt.;

Wenn eine gradlinig, gleichförmige, unbeschleunigte Bewegung des Punktsystems angenommen wird, das heißt, wenn keine äußeren Kräfte auf das System wirken, so wird $d/dt \cdot \sum_{h=1}^{n} \bar{G}_h = \bar{o}$, was nach zeitlicher Integration $\sum_{h=1}^{n} \bar{G}_h = \bar{B} = \text{constergibt};$

wenn also nur innere Kräfte

zentraler Natur auf die Punkte des Systems wirken, so ist der Bahnimpuls jedes dieser Zentren zeitlich konstant. Die erste sich aus der Definition ergebende Existenzbedingung ist also die Konstanz der Bahnimpulse

$$\sum_{\gamma=1}^{n} \bar{G}_\gamma = \bar{B} = \text{const} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 12 .$$

Die Konstante kann in n gleiche Größen geteilt werden, so daß $\bar{B} = n \cdot \bar{b}$ und $\bar{G}_1 = \bar{G}_2 = \ldots = \bar{G}_n = \bar{b}$ wird. Alle Bahnimpulse haben also den gleichen konstanten Wert. Wenn nur zwei Zentren mit den Bahnimpulsen $\bar{G}_1 = m_1 \cdot \bar{v}_1$ und $\bar{G}_2 = m_2 \cdot \bar{v}_2$ angenommen werden, so muß $m_1 \cdot v_1 = m_2 \cdot v_2$ sein, woraus sich durch zeitliche Integration von einem zeitlichen Anfangswert $t_a = o$ die Beziehung $m_1 \cdot r_1 = m_2 \cdot r_2$ ergibt. Die beiden zentralkraftfelder A und B superponieren bei ihrer gegenseitigen Beeinflussung derart, daß auf ihrer Verbindungsstrecke $\overrightarrow{AB} = r_1 + r_2$ ein neues Zentrum S entsteht, welches bei der Zentralbewegung von A und B in Ruhe bleibt und um welches die gemeinsame Zentralbewegung beider Zentren ausgeführt wird. Für die Teilung der Strecke durch S gilt dann $m_1/m_2 = r_2/r_1$ nach der Impulsbeziehung. Für die Koordinaten von A,B und S gelte A $(x_1\ y_1\ z_1)$, B $(x_2\ y_2\ z_2)$ und S $(x'\ y'\ z')$. Weiterhin müssen im euklidischen Raum die Komponentenzerlegungen

$$\overrightarrow{AB} = \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2} \ ,$$

$$\overrightarrow{SA} = r_1 = \sqrt{(x_1 - x')^2 + (y_1 - y')^2 + (z_1 - z')^2} \text{ und}$$

$$\overrightarrow{SB} = r_2 = \sqrt{(x_2 - x')^2 + (y_2 - y')^2 + (z_2 - z')^2}$$

gelten. Andererseits ist $\overrightarrow{AB} = r_1 + r_2$, das heißt,

$r_2 = m_1/m_2 \cdot r_1 = m_1/m_2 \cdot (\overrightarrow{AB} - r_2)$ oder

$r_2 \cdot (1 + m_1/m_2) = m_1/m_2 \cdot \overrightarrow{AB}$. Umgestellt ist dies $r_2 = \dfrac{m_1 \cdot \overrightarrow{AB}}{m_1 + m_2}$. Nach der Komponentenzerlegung ergibt sich eine Auflösung in die skalaren Komponenten zu $x' - x_2 = \dfrac{m_1 \cdot (x_1 - x_2)}{m_1 + m_2}$,

$$y' - y_2 = \frac{m_1 \cdot (y_1 - y_2)}{m_1 + m_2} \quad , \quad z' - z_2 = \frac{m_1 \cdot (z_1 - z_2)}{m_1 + m_2} \quad .$$

Hieraus ergeben sich die Koordinaten des durch die Superposition entstandenen neuen gemeinsamen Zentralkraftzentrums S (x' y' z'), welches auch Massenzentrum genannt wird , zu

$$x' = \frac{m_1 x_1 + m_2 x_2'}{m_1 + m_2} \quad , \quad y' = \frac{m_1 y_1 + m_2 \cdot y_2}{m_1 + m_2} \quad ,$$

$z' = \frac{m_1 \cdot z_1 + m_2 z_2}{m_1 + m_2}$. Wird nun ein drittes Zentrum C hinzu genommen, so bildet sich bei der Superposition auf der Verbindungslinie $\overrightarrow{SC}$ ein neues für die Zentren A,B und C gemeinsames punktförmiges Massenzentrum, welches durch Superposition der drei Zentralkraftfelder entsteht. Seine Lage kann aus den bekannten Koordinatenangaben S (x' y' z') und C (x_3 y_3 z_3) nach dem gleichen Verfahren bestimmt werden. Mit Hilfe des vollständigen Induktionsschlusses kann auf die Koordinaten $\{ \eta \}$ des gemeinsamen Massenzentrums S_o ($\{ \eta \}$) eines Systems von beliebig vielen n Zentralkraftzentren geschlossen werden. Man erhält nach Anwendung des vollständigen Induktionsschlusses die analytische Form

$$\xi \cdot \sum_{\gamma=1}^{n} m_\gamma = \sum_{\gamma=1}^{n} m_\gamma \cdot x_\gamma \quad ,$$

$$\eta \cdot \sum_{\gamma=1}^{n} m_\gamma = \sum_{\gamma=1}^{n} m_\gamma \cdot y_\gamma \quad ,$$

$$\zeta \cdot \sum_{\gamma=1}^{n} m_\gamma = \sum_{\gamma=1}^{n} m_\gamma \cdot z_\gamma \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 13,$$

das heißt , wenn beliebig viele Zentralkraftzentren gegenseitig aufeinander wirken, so superponieren ihre Felder derart, daß ein neues gemeinsames Feldzentrum (auch Massenzentrum genannt) entsteht, um welches alle die zum System gehörigen Zentren ihre Zentralbewegungen ausführen. Wenn keine äußeren Kräfte wirken, bleibt dieses Zentrum in Ruhe oder im Zustand gleichförmiger gradliniger Bewegung. Wirken aber auf die einzelnen Zentren äußere Kräfte , so ergibt sich nach Einführung der Koordinateneinheitsvektoren aus Gleichung 13 durch zweimalige zeitliche Differentiation und vektorielle Addition

$$(\ddot{\xi} + \ddot{\eta} + \ddot{\zeta}) \cdot \sum_{\gamma=1}^{n} m_\gamma = \sum_{\gamma=1}^{n} m_\gamma (\ddot{x}_\gamma + \ddot{y}_\gamma + \ddot{z}_\gamma) =$$

$$= \sum_{\gamma=1}^{n} (\bar{X}_\gamma + \bar{Y}_\gamma + \bar{Z}_\gamma) \text{ oder}$$

$$(\ddot{\xi} + \ddot{\eta} + \ddot{\zeta}) \sum_{\gamma=1}^{n} m_\gamma = \sum_{\gamma=1}^{n} \bar{K}_\gamma \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \text{ 13 a.}$$

Wenn also äußere Kräfte die Zentren des Systems beeinflussen, so verhält sich das gesamte System, als ob die Kraftvektoren parallel in das gemeinsame Zentrumvorgeschoben worden seien und die Resultierende aus ihnen das gemeinsame Zentrum angreife. Im Folgenden soll das Koordinatensystem immer so parallel verschoben werden , daß dieses durch die Superposition der Zentralkraftfelder entstandene gemeinsame Feldzentrum des Systems zugleich als Bezugspunkt mit dem Koordinatenanfang zusammenfällt, daß also $\xi = \eta = \zeta = o$ wird. Außer den inneren Zentralkräften, welche vom Feldzentrum ausgehend auf die einzelnen Nebenzentren des Systems wirken,sollen keine äußeren Kräfte angreifen. Auf irgendeines der n Nebenzentren wirke im Abstand $\bar{r}$ vom gemeinsamen Feldzentrum die Zentralkraft $\bar{K} = m \cdot \dot{\bar{v}}$ und zwar bildet die Bahngeschwindigkeit $\bar{v}$ mit $\bar{r}$ einen Winkel sin $(\bar{r} , \bar{v}) \neq o$. Bahngeschwindigkeit und Fahrstrahl sind nicht gleichgerichtet, doch wirkt nur die in Richtung des Fahrstrahls fallende Komponente als Zentralgeschwindigkeit. Für $\bar{K}$, $\dot{\bar{v}}$, $\bar{v}$ und $\bar{r}$ sollen die Komponentenzerlegungen $\bar{K} = \bar{X} + \bar{Y} + \bar{Z}$, $\bar{r} = \bar{x} + \bar{y} + \bar{z}$, $\bar{v} = \dot{\bar{x}} + \dot{\bar{y}} + \dot{\bar{z}}$ und $\dot{\bar{v}} = \ddot{\bar{x}} + \ddot{\bar{y}} + \ddot{\bar{z}}$ gelten. In analytischer Form gilt dann für die Zentralkraftgleichungen $\bar{X} + \bar{Y} + \bar{Z} = m \cdot (\ddot{\bar{x}} + \ddot{\bar{y}} + \ddot{\bar{z}})$. Man multipliziert skalar mit $\bar{v}$ und erhält die Differentialgleichung $X \cdot \dot{x} + Y \cdot \dot{y} + Z \cdot \dot{z} =$

$= m (\ddot{x} \cdot \dot{x} + \ddot{y} \cdot \dot{y} + \ddot{z} \cdot \dot{z}) = m/2 \cdot d/dt \cdot (\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2) .$

Zeitliche Integration von einem Anfangswert $\bar{\varsigma}$ des Fahrstrahls und einem dort herrschenden Anfangswert der Bahngeschwindigkeit $\bar{v}_a = \dot{\bar{x}}_a + \dot{\bar{y}}_a + \dot{\bar{z}}_a$, welcher mit $\bar{\varsigma}$ nicht gleichgerichtet ist sin $(\bar{\varsigma} , \bar{v}_a) \neq o$, bis zu einem beliebigen Punkt der Bahnkurve R liefert $\int_R (X \cdot dx + Y \cdot dy + Z \cdot dz) =$

$= m/2 \cdot \int_R d/dt (\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2) dt =$

$= m/2 \cdot \left[(\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2) - (\dot{x}_a^2 + \dot{y}_a^2 + \dot{z}_a^2) \right] = m/2 \cdot (v^2 - v_a^2)$

Der Integrand des links stehenden Kurvenintegrals wird in räumliche Polarkoordinaten transformiert. Der Koordinatennullpunkt sei der

der Pol und die Abszissenachse die Polarachse ;es geltendann die Transformationen $x = r \cdot \cos \alpha \sin \beta$, $y = r \sin \alpha \cdot \sin \beta$, $z = r \cdot \cos \beta$, wenn α der Azimutwinkel in der Azimutebene (x y - Ebene) und β der Höhenwinkel in der zur Azimutebene orthogonalen Höhenebene $\beta = \sphericalangle (\bar{r} , \bar{z})$ ist. Die Orthogonalprojektion von $\bar{r}$ auf die Azimutebene ist dann $q = r \cdot \cos (\pi/2 - \beta) = r \cdot \sin \beta$, so daß sich das Azimut zu $\alpha = \sphericalangle (\bar{q} , \bar{x})$ ergibt. Nach diesen Festlegungen kann die Transformation des Intgranden durchgeführt werden. Entsprechend den Achsentransformationen gilt für die Achsenparallelen Kraftkomponenten $X = K \cdot \cos \alpha \sin \beta$, $Y = K \cdot \sin \alpha \cdot \sin \beta$, $Z = K \cdot \cos \beta$, da für die Zentralkraft $\bar{K}$ die Voraussetzung 11b erfüllt ist.Andererseits ergeben sich aus den Koordinatentransformationen die totalen Differentiale $d x = \partial x/\partial r \cdot d r +$ $+ \partial x/\partial \alpha \cdot d \alpha + \partial x/\partial \beta \cdot d \beta = \cos \alpha \cdot \sin \beta \cdot d r +$ $+ r \cdot (\cos \alpha \cdot \cos \beta \cdot d \beta - \sin \alpha \cdot \sin \beta \cdot d \alpha)$, und analog $d y = \sin \alpha \cdot \sin \beta \cdot d r + r \cdot (\cos \alpha \cdot \sin \beta \cdot$ $\cdot d \alpha + \sin \alpha \cdot \cos \beta \cdot d \beta)$ beziehungsweise $d z = \cos \beta \cdot d r -$ $- r \cdot \sin \beta \cdot d \beta$. Multiplikation mit den transformierten Kraftkomponenten liefert als Kurvenintegral

$$\int_R (X \cdot d x + Y \cdot d y + Z \cdot d z) = \int_R (\cos^2 \alpha \cdot \sin^2 \beta +$$

$$+ \sin^2 \alpha \cdot \sin^2 \beta + \cos^2 \beta) \cdot K \cdot d r + \int_R K \cdot r \cdot [\cos \alpha \cdot \sin \beta \cdot$$

$$\cdot (\cos \alpha \cdot \cos \beta \cdot d \beta - \sin \alpha \cdot \sin \beta \cdot d \alpha) + \sin \alpha \cdot \sin \beta \cdot$$

$$(\cos \alpha \sin \beta \cdot d \alpha + \sin \alpha \cdot \cos \beta \cdot d \beta) - \cos \beta \cdot \sin \beta \cdot d \beta] =$$

$$= \int_R [(\cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha) \cdot \sin^2 \beta + \cos^2 \beta] \cdot K \cdot d r +$$

$$+ \int_R [(\cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha) \cdot \cos \beta \cdot \sin \beta - \cos \beta \cdot \sin \beta] \cdot$$

$\cdot K \cdot r \cdot d \beta = \int_\varrho^r K \cdot d r$. Die Transformation ergibt also

$\int_R (X \cdot d x + Y \cdot d y + Z \cdot d z) = \int_\varrho^r K \cdot d r = \psi(r) - \psi (\varrho)$, wenn $\psi(r)$ die Ortsfunkzion des Zentralkraftfeldes ist. Wird diese Lösung in die Gleichung des Kurvenintegrals eingesetzt, so ergibt sich für die Bewegung des Nebenzentrums die Energiebeziehung $\psi(r) - \psi (\varrho) = m/2 \cdot (v^2 - v_a^2)$. Nach Einführung des Potentials wird erreicht, daß der Energiesatz $m/2 \cdot v^2 + V (r) =$ $= m/2 \cdot v_a^2 + V (\varrho) = A = \text{const.}$ auch für den allgemeinen Fall einer Zentralbewegung mit nicht gleichgerichteten Anfangsvektoren gültig ist. Handelt es sich bei der Untersuchung um das Zentrum γ des aus n Zentren bestehenden Systems und ist

$E = \sum_{\gamma=1}^{n} 1/2\, m_\gamma \cdot \dot{r}_\gamma^2$ die gesamte kinetische und $V = \sum_{\gamma=1}^{n} V_\gamma(r_\gamma)$ die gesamte potentielle Energie, so nimmt in diesem allgemeinsten Fall das Energieprinzip die Form an

$$E + V = \sum_{\gamma=1}^{n} A_\gamma = \text{const} \quad \ldots\ldots\ldots\

$$= \sum_{h=1}^{n} \sum_{k=1}^{n} \left((\bar{r}_k \times \bar{K}'_{kh} + \bar{r}_h \times \bar{K}'_{hk}) - \bar{r}_h \times \bar{K}'_{hh} - \right.$$

$$\left. - \bar{r}_k \times \bar{K}'_{kk} \right) = \bar{o}$$ auf. Die Drehimpulsbeziehung vereinfacht sich daher zu $d/dt \sum_{h=1}^{n} \bar{U}_h = \sum_{h=1}^{n} \bar{M}_h$. Der gesamte Drehimpuls des Systems kann also nur dann zeitliche Änderungen erfahren, wenn äußere Kräfte so angreifen, daß ein äußeres Drehmoment entsteht. Fehlen diese Kräfte, so verschwindet die zeitliche Änderung des Drehimpulses $\sum_{h=1}^{n} \dot{\bar{U}}_h = \bar{o}$, woraus sich durch zeitliche Integration

$$\sum_{h=1}^{n} \bar{U}_h = \bar{C} = \text{const} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 15$$

die Konstanz des gesamten Drehimpulses ergibt.

Die durch Gleichungen 12 , 14 und 15 beschriebenen Eigenschaften des Zentralkraftfeldes, nämlich Konstanz des gesamten Bahn- und Drehimpulses, so wie des Energieinhaltes eines Systems aus Zentralkraftzentren sind notwendige Existenzbedingungen eines Zentralkraftfeldes. Eine notwendige und zugleich hinreichende Bedingung kann aus Gleichung 13, welche aus Gleichung 12 folgte, und aus Gleichung 15 entwickelt werden. Wird nämlich das Bewegungszentrum als Koordinatennullpunkt gewählt, so muß auch Gleichung 15 für den Drehimpuls des einen Zentrums gelten. Ist $\bar{G} = m \cdot \bar{v}$ sein Bahnimpuls im Abstand $\bar{r}$ vom Bezugspunkt, so gilt $\bar{U} = \bar{r} \times \bar{G} = m \cdot \bar{r} \times \bar{v} = \bar{C} = \text{const}$. Wenn $\bar{C}/m = 2\,\bar{c}$ gesetzt wird, ergibt sich mit den Komponentenzerlegungen $\bar{r} = \bar{x} + \bar{y} + \bar{z}$ und $\bar{v} = \dot{\bar{x}} + \dot{\bar{y}} + \dot{\bar{z}}$ die Eigenschaft der Zentralkraftfelder mit $\bar{i}$, $\bar{j}$ und $\bar{k}$ als Einheitsvektoren in analytischer Form

$$\bar{r} \times \bar{v} = \begin{vmatrix} \bar{i} & \bar{j} & \bar{k} \\ x & y & z \\ \dot{x} & \dot{y} & \dot{z} \end{vmatrix} = 2\,\bar{c} = \text{const} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 16,$$

welche aussagt, daß das Vektorprodukt $\bar{c}$ zu jedem Zeitpunkt auf der von $\bar{r}$ und $\bar{v}$ ausgespannten Ebene senkrecht steht und während der ganzen Bewegung in Richtung und Größe zeitlich konstant ist. Diese Eigenschaft ist aber nur dann vorhanden, wenn die von der Bahnkurve der Zentralbewegung umgrenzte Fläche eine Ebene ist, es muß sich um eine Nullpunktsebene handeln; denn durch vektorielle

Addition der durch Gleichung 13 gegebenen Koordinaten des gemeinsamen Bewegungszentrums eines Systems von Feldzentren folgt

$$(\bar{\xi} + \bar{\eta} + \bar{\zeta}) \cdot \sum_{\gamma=1}^{n} m_\gamma = \sum_{\gamma=1}^{n} m_\gamma \cdot (\bar{x}_\gamma + \bar{y}_\gamma + \bar{z}_\gamma) =$$

$$= \sum_{\gamma=1}^{n} m_\gamma \cdot \bar{r}_\gamma = \text{const.}$$ unter der Voraussetzung, daß keine äußeren Kräfte auf das System wirken. Nach dieser Beziehung liegt das gemeinsame Bewegungszentrum, welches ebenfalls zeitlich konstant bleibt, auf der geradlinigen Verbindungslinie der Feldzentren. Aus diesem Grunde muß es eine zeitlich invariable Diametralebene geben, welche das Bewegungszentrum enthält und in welcher ferner wegen Gleichung 16 alle Zentralbewegungen der zum System gehörigen Feldzentren stattfinden müssen. Eine nähere Untersuchung dieser zeitlich invariablen Bahnebene (Nullpunktsebene, da das Bewegungszentrum im Koordinatennullpunkt liegt) wird durch eine Transformation der Gleichung 16 in räumliche Polarkoordinaten möglich. Zunächst wird

$$v^2 = \dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2 = \dot{r} \cdot \left[(dx/dr)^2 + (dy/dr)^2 + (dz/dr)^2 \right]$$

mit $x = r \cdot \cos\alpha \cdot \sin\beta$, $y = r \cdot \sin\alpha \cdot \sin\beta$, $z = r \cdot \cos\beta$ transformiert. Durch Bildung der totalen Differentiale ergibt sich

$$(dx/dr)^2 + (dy/dr)^2 + (dz/dr)^2 = (\cos^2\alpha \cdot \sin^2\beta + \sin^2\alpha \cdot \sin^2\beta + \cos^2\beta) + 2r \cdot [\cos\alpha \cdot \sin\beta (d\beta/dr \cdot \cos\alpha \cos\beta - d\alpha/dr \cdot \sin\alpha \cdot \sin\beta + \sin\alpha \cdot \sin\beta \cdot (d\alpha/dr \cdot \cos\alpha \cdot \sin\beta + d\beta/dr \cdot \sin\alpha \cdot \cos\beta) - d\beta/dr \cdot \cos\beta \cdot \sin\beta] +$$

$$+ r^2 \cdot [(d\beta/dr \cdot \cos\alpha \cdot \cos\beta - d\alpha/dr \cdot \sin\alpha \cdot \sin\beta)^2 +$$

$$+ (d\alpha/dr \cdot \cos\alpha \cdot \sin\beta + d\beta/dr \cdot \sin\alpha \cdot \cos\beta)^2 +$$

$$+ (d\beta/dr)^2 \cdot \sin^2\beta] = 1 + (d\alpha/dr)^2 \cdot r^2 \sin^2\beta +$$

$$+ (d\beta/dr)^2 \cdot r^2 \cdot \text{Eingesetzt liefert dies } v^2 = \dot{r}^2 + \dot{\alpha}^2 \cdot r^2 \cdot$$

$\cdot \sin^2\beta + \dot{\beta}^2 \cdot r^2$ als Bahngeschwindigkeit in Polarkoordinaten.

Hierin gilt $\dot{\bar{r}} \perp \bar{r} \times \dot{\bar{\alpha}} \perp \bar{r} \times \dot{\bar{\beta}}$, ferner $\sphericalangle (\bar{r}\ \dot{\bar{\alpha}}) = \beta$ und $\sphericalangle (\bar{r}\ ,\ \dot{\bar{\beta}}) = \pi/2$. Daher $\bar{v} = \dot{\bar{r}} + \dot{\bar{\alpha}} \times \bar{r} + \dot{\bar{\beta}} \times \bar{r}$. Andererseits ist $\alpha \sin\beta = \dot{\varphi}$ die Orthogonalprojektion von $\dot{\bar{\alpha}}$ auf eine zu $\bar{r}$ orthogonale Richtung in der Höhenebene. Also $\bar{r} \perp \dot{\varphi}$ und $\dot{\bar{\alpha}} \times \bar{r} = \dot{\varphi} \times \bar{r}$ und damit $\bar{v} = \dot{\bar{r}} + (\dot{\bar{\beta}} + \dot{\varphi}) \times \bar{r}$. Als Basisvektoren für welche $\bar{r} \perp \dot{\varphi} \perp \dot{\bar{\beta}}$ gilt, spannen $\dot{\bar{\beta}}$ und $\dot{\varphi}$ eine zu $\bar{r}$ orthogonale Ebene auf. In 16 eingesetzt ergibt sich, da die Vektorsumme der beiden Basisvektoren einen ebenfalls zu $\bar{r}$ orthogonalen erzeugenden Vektor dieser Ebene bildet $\bar{r} \times \bar{v} = \bar{r} \times$ $\times (\dot{\bar{\beta}} + \dot{\varphi}) \times \bar{r} = r^2 \cdot (\dot{\bar{\beta}} + \dot{\varphi})$, also

$$\bar{r} \times \bar{v} = r^2 \cdot (\dot{\bar{\beta}} + \dot{\bar{\varphi}}) = 2\,\bar{c} = \text{const} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 16a.$$

Der zur Bahnebene orthogonale zeitlich konstante Vektor muß seiner Dimension nach ebenfalls eine Winkelgeschwindigkeit sein, welche sich vektoriell aus den Änderungsgeschwindigkeiten von Azimut- und Höhenwinkel zusammensetzt. Es kann sich hierbei nur um die Ände - rungsgeschwindigkeit des Fahrstrahlwinkels in der Bahnebene handeln. Da es sich bei Zentralbewegungen stets um ebene Bahnen handelt, kann man die zeitlich konstante Bahnebene durch eine Nullpunktsdrehung des Koordinatensystems in eine Koordinatenebene (x y - Ebene) legen und das räumliche Problem auf ein Zweidimensionales reduzieren. Befindet sich außerdem das Bewegungszentrum im Koordinatennullpunkt, so wird in Gleichung 13 die Summe $\bar{\xi} + \bar{\eta} + \bar{\varphi} = \bar{0}$, während für den Fahrstrahl der ebenen Bahn die Zerlegung $\bar{r} = \bar{x} + \bar{y}$ gilt. Dieses sich aus Gleichung 13 und Gleichung 15 ergebende Resultat kann in

$$\sum_{\gamma=1}^{n} m_\gamma \cdot \bar{r}_\gamma = \bar{o}\,, \quad \bar{r} = \bar{x} + \bar{y} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 17$$

zusammengefaßt werden und stellt die notwendige und hinreichende Existenzbedingung eines Zentralkraftfeldes dar. Gleichung 17 sagt aus, immer, wenn in einem System von Feldzentren die Kraftfelder so superponieren, daß ein punktförmiges Bewegungszentrum entsteht, welches zeitlich konstant bleibt, wenn keine äußeren Kräfte wirken und wenn weiter die Bewegung der nur unter gegenseitigem Einfluß stehenden Kraftfeldzentren in einer ebenfalls zeitlich invarianten Diametralebene stattfindet, die das ruhende Bewegungszentrum enthält, kann es sich nur um ein System von Zentralkraftfeldern handeln.

Aus der sich aus der Definition ergebenden Existenzvoraussetzung 11 b und der allgemeinen Existenzbedingung 17 folgen weitere Eigenschaften der Zentralkraftfelder (bei Transformationen in ebene Polarkoordinaten sei φ der Fahrstrahlwinkel die Abszissenachse Polarachse und der Nullpunkt Pol). Gemäß Gleichung 17 sei das gemeinsame Bewegungszentrum der Bezugspunkt des ebenen Koordinatensystems. Nach dieser Festlegung wird zunächst der Ansatz mit einer komplexen Zentralbeschleunigung in einer komplexen Ebene gemacht und zwar soll die zur Polarachse orthogonale Richtung imaginär angenommen werden. Aus $\bar{r} = \bar{x} + \bar{y}$ wird dann der komplexe Fahrstrahl $\bar{r}_c = \bar{x} + i \cdot \bar{y}$, was mit $x = r \cos \varphi$ und $y = r \cdot \sin \varphi$ in Polarkoordinaten transformiert unter Benutzung des Theorems

$\cos\varphi + i \cdot \sin\varphi = e^{i\varphi}$ den Wert $\bar{r}_c = \bar{x} + i \cdot \bar{y} = \bar{r}(\cos\varphi + i \sin\varphi) = \bar{r} \cdot e^{i\varphi}$ ergibt. Zeitlich differenziert ergibt sich zunächst eine komplexe Zentralgeschwindigkeit $\dot{\bar{r}}_c = (\dot{\bar{r}} + i \cdot \bar{r} \times \dot{\bar{\varphi}}) \cdot e^{i\varphi}$ und nach nochmaliger Zeitdifferentiation die komplexe Zentralbeschleunigung $\ddot{\bar{r}}_c = \ddot{\bar{r}} \cdot e^{i\varphi} + i \cdot \dot{\bar{r}} \times \dot{\bar{\varphi}} \cdot e^{i\varphi} + i \cdot \dot{\bar{r}} \times \dot{\bar{\varphi}} \cdot e^{i\varphi} + i \cdot \bar{r} \times \ddot{\bar{\varphi}} \cdot e^{i\varphi} - \bar{r} \times \dot{\bar{\varphi}} \times \dot{\bar{\varphi}} \cdot e^{i\varphi} = \ddot{\bar{r}} \cdot e^{i\varphi} + i \cdot (2\dot{\bar{r}} \times \dot{\bar{\varphi}} + \bar{r} \times \ddot{\bar{\varphi}}) \cdot e^{i\varphi} - \bar{r} \times \dot{\bar{\varphi}} \times \dot{\bar{\varphi}} \cdot e^{i\varphi}$. Andererseits muß wegen Gleichung 11 b für die Komplexe Zentralbeschleunigung $\ddot{\bar{r}}_c = \ddot{\bar{x}} + i \cdot \ddot{\bar{y}} = \ddot{\bar{r}} \cdot (\cos\varphi + i \cdot \sin\varphi) = \ddot{\bar{r}} \cdot e^{i\varphi}$ gelten. Vergleich beider Ausdrücke und Kürzung ergibt $i \cdot (2\dot{\bar{r}} \times \dot{\bar{\varphi}} + \bar{r} \times \ddot{\bar{\varphi}}) - \bar{r} \times \dot{\bar{\varphi}} \times \dot{\bar{\varphi}} = \bar{o}$. Also $2\dot{\bar{r}} \times \dot{\bar{\varphi}} = - \bar{r} \times \ddot{\bar{\varphi}}$. Da $\bar{r} \perp \dot{\bar{\varphi}}$ und $\bar{r} \perp \ddot{\bar{\varphi}}$ ist, muß wegen Gleichung 11b auch $\dot{\bar{r}} \perp \dot{\bar{\varphi}}$ sein. Für den Betrag der Vektorprodukte gilt daher $2 \cdot \dot{r} \cdot \varphi = - r \cdot \ddot{\varphi}$. Durch Umstellung und Multiplikation mit dem Zeitelement wird die Differentialgleichung integrierbar $2\, dr/r = - d\dot{\varphi}/\dot{\varphi}$. Man integriert von einem Anfangswert $\bar{\varrho}$ des Fahrstrahls und einem zu ihm gehörigen Anfangswert $\dot{\bar{\varphi}}_a$ der Winkelgeschwindigkeit. Dann wird

$2 \cdot \ln(r/\varrho) = - \ln(\dot{\varphi}/\dot{\varphi}_a) = \ln \dot{\varphi}_a/\dot{\varphi}$, oder $r^2/\varrho^2 = \dot{\varphi}_a/\dot{\varphi}$ - und $r^2 \cdot \dot{\varphi} = \varrho^2 \cdot \dot{\varphi}_a = \text{const}$. Nun ist zum einen die Geschwindigkeit der ebenen Bahn in Polarkoordinaten $v^2 = \dot{x}^2 + \dot{y}^2 = \dot{r}^2 + \dot{\varphi}^2 \cdot r^2$, also $\bar{v} = \dot{\bar{r}} + \dot{\bar{\varphi}} \times \bar{r}$ und $\bar{r} \times \bar{v} = \bar{r} \times \dot{\bar{\varphi}} \times \bar{r} = r^2 \cdot \dot{\bar{\varphi}}$. Zum anderen ist $1/2\ r^2 \cdot d\varphi = dF$ ein Flächendifferential in Polarkoordinaten. Das aus dem komplexen Ansatz folgende Ergebnis $r^2 \cdot \dot{\varphi} = \varrho^2 \cdot \dot{\varphi}_a = 2c = \text{const}$ kann also vektoriell in der Form

$$2 \cdot \dot{\bar{F}} = r^2 \cdot \dot{\bar{\varphi}} = \bar{r} \quad \bar{v} = 2 \cdot \bar{c} = \bar{\varrho} \times \bar{v}_a = \text{const},$$

$$\sin(\bar{\varrho}, \bar{v}_a) = o \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 18$$

geschrieben werden. Die Konstanz der vom Fahrstrahl pro Zeiteinheit überstrichenen Fläche der Bahnebene $dF/dt = c = \text{const}$, welche durch Gleichung 18 ausgedrückt wird, ist mit der Existenzbedingung 17 äquivalent. Aus der Entwicklung von Gleichung 18 geht hervor, daß die in Gleichung 16 a auftretende Vektorsumme der Winkelgeschwindigkeit $\dot{\bar{\beta}}$ und $\dot{\bar{\gamma}}$, welche die zu $\bar{r}$ orthogonale Ebene aufspannen, tatsächlich die Änderungsgeschwindigkeit des

Fahrstrahlwinkels in der Bahnebene darstellt. Andererseits drückt die aus der Komplanarität der Zentralbewegungen $\bar{r} = \bar{x} + \bar{y}$ folgende Konstanz der Flächengeschwindigkeit $2\dot{\bar{F}} = \bar{r} \times \bar{v} = r^2 \cdot \dot{\varphi} = 2\bar{c}$ wegen $\bar{U} = m\,\bar{r} \times \bar{v} = \bar{r} \times \bar{G} = 2\,m \cdot \bar{c} = \text{const.}$ zugleich die Konstanz des Drehimpulses aus, welche auch durch Gleichung 15 beschrieben ist. Die Entwicklung von 15 geht aber von den gleichen Voraussetzungen aus, wie die Entwicklung von 12, aus welcher 13 folgte. Wenn also Gleichung 13 erfüllt ist, kann über Gleichung 12 auf die Gültigkeit der Gleichung 15 und damit auch die Existenz der zeitlich konstanten Bahnebene geschlossen werden und umgekehrt. Man kann also die beiden Ausdrücke der Existenzbedingung 17 ineinander überführen, woraus hervorgeht, daß beide Teile äquivalent sind. Da auch Gleichung 18 mit dem zweiten Teil der Gleichung 17 äquivalent ist, kann die Winkelgeschwindigkeit $\dot{\varphi}$ entweder als erzeugender Vektor der von $\dot{\gamma}$ und $\dot{\beta}$ aufgespannten Ebene oder nach Gleichung 18 als Funktion des Fahrstrahls dargestellt werden. Man findet

$$\dot{\phi} = \pm \sqrt{\dot{\alpha}^2 \cdot \sin^2 \beta + \dot{\beta}^2} \quad , \quad \dot{\varphi} = \frac{\bar{\varrho} \times \bar{v}_a}{r^2} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 19.$$

Mit diesem Ausdruck und der Bedingung 17 kann der Energiesatz 14 für alle im Zentralkraftfeld möglichen Bahnen erweitert werden. In der Entwicklung von 14 ergab sich $\int_{\varrho}^{r} K \cdot d\,r = m/2 \cdot (v^2 - v_a^2)$. Da außerdem immer $\bar{K} = \text{grad}\ \psi(r)$ ist, muß $v^2 = v_a^2 + 2/m \cdot (\psi(r) - \psi(\varrho))$ werden. Ferner gilt mit $x = r \cdot \cos\varphi$, $y = r \cdot \sin\varphi$ die Komponentenzerlegung der Bahngeschwindigkeit in einen radialen und einen zirkulären Anteil $v^2 = \dot{x}^2 + \dot{y}^2 = \dot{r}^2 + r^2\,\dot{\varphi}^2$. Eingesetzt ergibt dies mit Gleichung 19 für den Radialanteil

$$\dot{r} = \pm \sqrt{v_a^2 + 2/m \cdot (\psi(r) - \psi(\varrho)) - 1/r^2 \cdot (\bar{\varrho} \times \bar{v}_a)^2}\ .$$

Nach Division durch Gleichung 19 resultiert die Verallgemeinerung des Energiesatzes

$$dr/d\varphi = \pm\ r \cdot \sqrt{r^2/\varrho^2 \cdot \text{cosec}^2\ \tau - 1 + \frac{2r^2}{m \cdot (\bar{\varrho} \times \bar{v}_a)^2} \cdot (\psi(r) - \psi(\varrho))}\ ,$$

$$\tau = \chi\ (\bar{\varrho}\ ,\ \bar{v}_a) \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 20.$$

Diese Form des Energiesatzes gibt in ihrer Entwicklung noch die Möglichkeit Ausdrücke über die momentane Bahngeschwindigkeit und

die momentane Änderungsgeschwindigkeit des Fahrstrahls zu finden. Bei der Ableitung der Gleichung 2o ergaben sich diese Ausdrücke mit der Zerlegung der Bahngeschwindigkeit in die radiale und zirkuläre Komponente unter Benutzung von Gleichung 19 von selbst. Es ist

$$v = \pm \sqrt{v_a^2 + 2/m \cdot (\psi(r) - \psi(\varrho))}, \quad \cdot$$

$$\dot{r} = \pm \sqrt{v_a^2 + 2/m \cdot (\psi(r) - \psi(\ )\ ) - 1/r^2\ (\bar{\varrho} \times \bar{v}_a)^2}$$

..... 20a.

Die fundamentalen Eigenschaften eines jeden Zentralkraftfeldes $\psi(r)$, welche durch die Gleichungen 18 und 19 beschrieben werden, gestatten neben den energetischen Konsequenzen 2o und 2o a noch Aussagen, über die in einem Zentralkraftfeld möglichen Bahnkurven. Diese Bahnen müssen nach der Existenzbedingung 17 auf jeden Fall eben sein und unter Zugrundelegung einer komplexen Ebene $\bar{r}_c = \bar{x} + i \cdot \bar{y}$ ist die Möglichkeit gegeben, eine ganz allgemeine für jede Zentralbewegung gültige komplexe Bahngleichung aufzustellen. Da wegen Gleichung 11b neben dem komplexen Fahrstrahl $\bar{r}_c = \bar{x} + i \cdot \bar{y} = \bar{r} \cdot e^{i\varphi}$ auch die Komponentenzerlegung der komplexen Zentralbeschleunigung $\ddot{\bar{r}}_c = \ddot{\bar{x}} + i \cdot \ddot{\bar{y}} = \ddot{\bar{r}} \cdot e^{i\varphi}$ gelten muß, wird aus dieser Komplexbeschleunigung mit Gleichung 19 (Kettenregel) $\ddot{\bar{r}}_c/\dot{\varphi} = \frac{r^2 \cdot \ddot{\bar{r}}}{|\bar{\varrho} \times \bar{v}_a|} \cdot e^{i\varphi}$. Wegen $\ddot{\bar{r}}_c/\dot{\varphi} = \frac{d\,\dot{\bar{r}}_c}{d\varphi}$ kann integriert werden. Man erhält $-\bar{v}_a \cdot \dot{\bar{r}}_c = \int_{\varphi_a}^{\varphi} r^2 \cdot \ddot{\bar{r}} \cdot e^{i\varphi} \cdot d\varphi$, wo sich $\dot{\bar{r}}_c$ aus $\bar{r}_c = \bar{r} \cdot e^{i\varphi}$ zu $\dot{\bar{r}}_c = (\dot{\bar{r}} + i \cdot \bar{r}\ \dot{\varphi}) \cdot e^{i\varphi}$ ergibt. Eingesetzt liefert dies die für alle Zentralbewegungen gültige Komplexe Bahngleichung

$$-\bar{v}_a \cdot (\dot{\bar{r}} + i\,\bar{r}\ \dot{\varphi}) \cdot e^{i\varphi} = \int_{\varphi_a}^{\varphi} r^2 \cdot \ddot{\bar{r}} \cdot e^{i\varphi} \cdot d\varphi \quad \ldots\ldots 21.$$

Diese Gleichung kann in die explizite Form $r = r(\varphi)$ einer Bahnkurve in Polarkoordinaten gebracht werden, vorausgesetzt, daß das zentrale Kraftgesetz $m \cdot \ddot{\bar{r}} = \text{grad}\ \psi(r)$, also das Feld

$\psi(r)$, zur Lösung des Integrales bekannt ist. Ist dies der Fall, so kann aus der das Feld bestimmenden Ortsfunktion ψ auf die allgemeinste Form der in ihm möglichen Bahnkurven $r = r(\varphi)$ geschlossen werden. Die konstanten Bestimmungsstücke einer solchen Kurve können weiter durch Bildung des Differentialquotienten $dr/d\varphi = r'(\varphi)$ und Vergleich mit Gleichung 2o explizit als Funktionen der Anfangsvektoren und bestimmter in $\psi(r)$ vorkommender Feldkonstanten ermittelt werden. Wenn umgekehrt die Gleichung irgend einer im Feld möglichen Bahn gegeben ist, so kann nach Transformation in Polarkoordinaten und zweimaliger Zeitdifferentiation unter Benutzung der Gleichung 18 und 19 auf die Zentralbeschleunigung und damit auf die Natur des Zentralkraftfeldes $\psi(r)$ geschlossen werden, denn aus

$$m\ddot{r} = f(r) = |\operatorname{grad}\psi(r)| \text{ folgt } \psi(r) = \int_{\varrho}^{r} f(r)\cdot dr + \psi(\varrho).$$

Ist nach Gleichung 21 durch $\psi(r)$ die Bahngleichung $r = r(\varphi)$ bekannt, so können weitere die Bahn charakterisierende Größen gefunden werden. Transformiert man $r = r(\varphi)$ in rechtwinkelige Koordinaten $y = f(x)$ mit $y = y(r,\varphi)$ und $x = x(r,\varphi)$, so ist der Tangentenwinkel ϑ an irgendeinem Punkt durch $\operatorname{tg}\vartheta = dy/dx$, also

$$\vartheta = \operatorname{arc\ tg}\ \frac{d\,y\,(r\varphi)}{d\,x\,(r\varphi)} \qquad \ldots\ldots 22$$

gegeben. Ferner ist die Bogenlänge s zwischen zwei Bahnpunkten ebenfalls festzustellen. Sie wird durch das Differential

$ds = \pm\sqrt{(dx)^2 + (dy)^2}$ linear approximiert. Aus $x = r\cdot\cos\varphi$ und $y = r\cdot\sin\varphi$ folgt

$$(dx)^2 + (dy)^2 = \left(\frac{\partial x}{\partial r}\cdot dr + \frac{\partial x}{\partial \varphi}\cdot d\varphi\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial r}\cdot dr + \frac{\partial y}{\partial \varphi}\cdot d\varphi\right)^2 =$$

$$= (dr)^2 + r^2\cdot(d\varphi)^2 = \left[(dr/d\varphi)^2 + r^2\right]\cdot(d\varphi)^2 \text{ oder, mit}$$

Gleichung 20 $ds\ |\bar{\varrho}\times\bar{v}_a| = \pm r^2\cdot\sqrt{v_a^2 + 2/m\cdot(\psi(r)-\psi(\varrho))}$

$\cdot d\varphi$. Man integriert von $s = o$ bis zu einem variablen Wert s . Zum Wert $s = o$ gehört dann der Anfangswert des Fahrstrahlwinkels φ_a . Die Bogenlänge ist dann gegeben durch

$$s\cdot|\bar{\varrho}\times\bar{v}_a| = \pm\int_{\varphi_a}^{\varphi} r^2\sqrt{v_a^2 + 2/m\cdot(\psi(r) - \psi(\varrho))}\cdot d\varphi \qquad \ldots\ldots 23.$$

Schließlich kann noch mit Hilfe der Gleichung 18 die Zeit t ermittelt werden, die zum Durchlaufen des Bogens s auf der

Bahnkurve erforderlich ist. Man setzt $\frac{2\,dF}{dt} = |\bar{\varrho} \times \bar{v}_a|$ und führt das Flächenelement in Polarkoordinaten $dF = 1/2\ r^2 \cdot d\varphi$ ein , so daß sich als Zeit zum Durchlaufen des Kurvenbogens

$$t \cdot |\bar{\varrho} \times \bar{v}_a| = \int_{\varphi_a}^{\varphi} r^2 \cdot d\varphi \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 24$$

ergibt. Nach Gleichung 2o besteht ein direkter Zusammenhang zwischen den benutzten Polarkoordinaten r und φ . Man kann die Bahnkurve in Polarkoordinaten auch durch diesen Zusammenhang darstellen Der reziproke Wert von Gleichung 2o liefert integriert die Abhängigkeit $\varphi = \varphi(r)$ in expliziter Form als Integral

$$\varphi = \pm \int_{r}^{} \frac{\bar{v}_a}{} \cdot \frac{1/r^2}{} \cdot \frac{v_a^2}{} + 2/m \cdot (\ (r) - (\ ) - 1/r^2 \cdot (\bar{v}_a)^2\ ]^{-1/2} \cdot dr + \varphi_a \ldots\ldots 25.$$

Die Gleichung beschreibt die Bahnkurve im (r φ) - System.

Alle durch die Gleichung 18 bis 24 beschriebenen Feldeigenschaften zeichnen sich durch eine Abhängigkeit von den Anfangsvektoren aus. Besonders die Gestalt der durch Gleichung 21 beschriebenen Bahnkurven wird durch diese Anfangswerte stark beeinflußt, daß derart, daß jeder Anfangswert eine anders gestaltete Bahnkurve liefert (trotz der verschiedenen Gestalt bleibt ihr geometrischer Charakter in ein und demselben Zentralkraftfeld erhalten). Es können jedoch Sonderfälle herausgestellt werden, so zum Beispiel diejenige Anfangsgeschwindigkeit in einem bestimmten Abstand ϱ , bei welcher eine Bahnkurve beschrieben wird, auf der die Zentralbewegung im statisch stabilen Gleichgewichtszustand stattfindet. Eine Aussage über die statische Stabilität einer Bewegung kann das Extremalprinzip geben. Dieses Theorem $\delta \int_{t_o}^{t_1} L \cdot dt = o$ sagt aus, daß sich nur Bewegungen auf solchen Bahnen im statisch stabilen Gleichgewicht befinden, deren kinetisches Potential $L = E - V$ ein Exremum annimmt, das heißt, für die statische Stabilität einer Bahn muß $\dot{L} = o$ sein. Im Sonderfall eines Zentralkraftfeldes wird $L = E - V = m/2 \cdot v^2 - V(r) = m/2 \cdot v^2 + \psi(r)$. Für die statisch stabile Bahn im Zentralkraftfeld muß dann $dL/dt = \dot{L} = m \cdot v \cdot \dot{v} + \dot{\psi} = m \cdot v \cdot \dot{v} + d\psi/dr \cdot \dot{r} = | m \cdot v \cdot \dot{v} + m \cdot \dot{r} \cdot \ddot{r} = o$ sein. Die Aussahe des Theorems über statisch

stabile Zentralbewegungen lautet also $v \cdot \dot{v} + \dot{r} \cdot \ddot{r} = 0$. Der Ausdruck ist zeitlich integrierbar und ergibt $v^2 + \dot{r}^2 = v_a^2 + \dot{r}_a^2 = C^2 = \text{const.}$ Mit $v^2 = \dot{r}^2 + r^2 \cdot \dot{\varphi}^2$ wird daraus wegen der Orthogonalität $\dot{\bar{r}} \perp \dot{\bar{\varphi}} \times \bar{r}$, die Beziehung $\dot{\bar{r}} \cdot \sqrt{2} + \dot{\bar{\varphi}} \; \bar{r} = \bar{C} = \text{const.}$ Die vektorielle Multiplikation mit $\bar{r}$ liefert wegen Gleichung 11 b $\bar{r} \times \dot{\bar{r}} \cdot \sqrt{2} + \bar{r} \times \dot{\bar{\varphi}} \times \bar{r} = \bar{r} \times \dot{\bar{\varphi}} \times \bar{r} = \bar{r} \times \bar{v} = \bar{r} \times \bar{C}$. Wegen $\bar{C} = \dot{\bar{r}}_a \cdot \sqrt{2} + \dot{\bar{\varphi}}_a \times \bar{\varrho} = \text{const.}$ und $\sin(\bar{r}, \dot{\bar{r}}_a) = 0$ muß $\sphericalangle(\bar{r}, \bar{v}) = \sphericalangle(\bar{r}, \bar{C})$ sein. Daher wird der Betrag des Vektorproduktes $r \cdot v \cdot \sin(\bar{r}, \bar{v}) = r \cdot C \cdot \sin(\bar{r}, \bar{C})$ oder

$$v = v_a = C = \text{const.} \quad \ldots\ldots\ldots\

$m \cdot \frac{v_k^2}{\varrho} = - / \text{grad } \psi (r) /_\varrho = - \left(\frac{\partial \psi}{\partial r}\right)_\varrho$. Die statisch stabile Zentralbewegung auf den Meridianen der Niveauflächen wird also durch

$$r = \varrho = \text{const} \, , \; v_k = v_a = \pm \sqrt{- \varrho / m \cdot \left(\frac{\partial \psi}{\partial r}\right)_\varrho} = \text{const} \; \ldots\ldots \quad (26)$$

vollständig beschrieben. Diese statisch stabile zirkuläre Bewegung auf den Niveauflächen tritt grundsätzlich in jedem Zentralkraft - feld auf . Die Gleichung 26 und 26 a gelten für alle Zentralkraft - felder, woraus folgt, daß in jedem derartigen Kraftfeld die Kreisbahn möglich ist (dies ist eine Folge der sphärischen Niveauflächen deren analytischer Ausdruck 11 b unmittelbar aus der Definition hervorgeht). Ein anderes für alle Zentralkraftfelder charakteristisches Kennzeichen ist das Auftreten von Feldgrenzen, das heißt, von Punkten auf den Verbindungslinien der Feldzentren in denen die Feldvektoren entgegengerichtet gleich sind und sich daher aufheben. Zwei sich gegenseitig beeinflussende Feldzentren I und II befinden sich im Abstand s voneinander . Für die Feldgrenze,also das Kräftegleichgewicht muß die Bedingung $\bar{K}_1 = - \bar{K}_2$ erfüllt sein, welche wegen $\bar{K}_{1,o} = - \bar{K}_{2,o}$ und Gleichung 11b die Form

$/ \text{grad } \psi_1 (r) / = / \text{ grad } \psi_2 (r) /$ annimmt. Durch Integration folgt hieraus $\psi_1 (r_1) = \psi_2 (r_2)$, wenn eines der Zentren im Koordinatennullpunkt liegt (also nicht das gemeinsame Bewegungszentrum). Es muß also auf der Verbindungsstrecke der beiden Zentren in den Abständen r_1 und r_2 von diesem einen Punkt geben, in welchem sich die beiden Feldvektoren gegenseitig aufheben. Sind r_1 und r_2 die Abstände der beiden Zentren von dieser Feldgrenze, so gilt für die als bekannt angenommene Verbindungsstrecke $s = r_1 + r_2$, das heißt, die Feldgrenze wird insgesamt durch

$$\psi_1 (r_1) = \psi_2 (r_2) \, , \quad s = r_1 + r_2 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (27)$$

beschrieben. Ähnlich wie in Gleichung 26 und 26 a , die für alle Zentralfelder gültige zirkuläre Bahn, so wie die zu ihrer Entstehung erforderliche Kreisbahngeschwindigkeit beschrieben werden, ist es möglich einen Ausdruck zu finden, der die Größe der Anfangsgeschwindigkeit v_a eines Feldzentrums III angibt, welche erforder-

lich ist, dieses Zentrum III vom Abstand ϱ_1 vom Zentrum I über die Feldgrenze zu heben. Die Grenze soll mit der Geschwindigkeit v_e überschritten werden, mit anderen Worten, die kinetische Energie, die dem Zentrum III der Trägheitsmasse m_3 erteilt werden muß, damit die Feldgrenze zwischen den Zentren I und II überschritten wird, muß die Potentialdifferenz zwischen dem Anfangsabstand ϱ_1 und der Feldgrenze r_1 übertreffen. Außerdem wirkt im ganzen Feldbereich zwischen ϱ_1 und r_1 das Feld II dem Feld I entgegen, so daß seine Potentialdifferenz vom Abstand r_2 bis zum Abstand ϱ_1 zu subtrahieren ist. Die energetische Aussage liefert der für diesen Fall angewandte Energiesatz 14.

Es ist $1/2\ m_3 \cdot (v_e^2 - v_a^2) = \int K \cdot d r = \int_{\varrho_1}^{r_1} (K \cdot d r)_1 -$

$- \int_{r_2}^{r_1 + r_2 - \varrho_1} (K \cdot d r)_2 = \Psi_1 (r_1) - \Psi_1 (\varrho_1) - \Psi_2 (r_1) -$

$- \Psi_2 (r_2) + \Psi_2 (\varrho_1) + \Psi_2 (r_2)$. Hier bedeutet v_e die Geschwindigkeit mit welcher das Zentrum III die Grenze zwischen I und II überschreitet. Aus der Energiebeziehung folg somit die im Abstand ϱ_1 erforderliche Anfangsgeschwindigkeit

$$v_a = \pm \sqrt{v_e^2 + 2/m_3 \cdot [\Psi_2 (r_1) - \Psi_1 (r_1) + \Psi_1 (\varrho_1) - \Psi_2 (\varrho_1)]}$$

..... 27a.

Diese Gleichung gilt nur dann, wenn die Anfangsvektoren $\bar{\varrho}_1$ und $\bar{v}_a$ gleichgerichtet sind, so daß die Bewegung von III auf der Verbindungsstrecke $s = r_1 + r_2$ stattfindet. Die dritte Möglichkeit einer allgemein für alle Zentralkraftfelder zutreffenden Bewegung liegt vor, wenn das eine von zwei sich gegenseitig beeinflussenden Zentren eine so große kinetische Energie erhält, daß es den Wirkungsbereich des im Koordinatennullpunkt festgehaltenen zweiten Zentrums verläßt. Ist $\bar{\varrho}$ wieder der Anfangsabstand zwischen beiden Zentren, so muß die dem bewegten Zentrum erteilte kinetische Energie mit dem Energieniveau im Abstand ϱ identisch sein. Ist weiterhin m der Trägheitswiderstand des bewegten Tentrums, so ergibt sich aus $m/2 \cdot v_a^2 = \Psi_1 (\varrho)$, die zur Überwindung des Gesamtpotentials vom Feld Ψ_1 im Abstand ϱ erforderliche Anfangsgeschwindigkeit zu

$$v_a = \pm \sqrt{2/m \cdot \psi_1(\varrho)} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 28.$$

Die Gleichungen 26 a, 27 a und 28 sind die Grenzfälle der allgemeinen Zentralbewegung, welche in jedem Zentralkraftfeld gültig sind. Die Überwindung eines bestimmten Potentials, so wie die statisch stabile Zentralbewegung auf dem Meridian einer Niveaufläche sind allgemein gültig von der speziellen Natur unabhängige Eigenschaften jedes Zentralkraftfeldes.

Alle durch die Gleichung 18 bis 28 beschriebenen Eigenschaften sind explizite Funktionen des Fahrstrahls $\bar{r}$. Letzterer ist aber im Falle der Zentralbewegung zeitlich variabel. Dies bedeutet aber, daß $r = r(t)$ als Zeitfunktion darstellbar ist und daß durch explizite Bestimmung von $r = r(t)$ und Substitution auch die Gleichungen 18 bis 28 direkt durch die Zeit t ausgedrückt werden können. Zur Bestimmung des Zusammenhanges zwischen Fahrstrahl und Zeit geht man vom zweiten Teil der Gleichung 20 a aus. Ihr reziproker Wert ist integrierbar und liefert die Umkehrfunktion $t = t(r)$, aus welcher $r = r(t)$ eliminiert werden kann. Der Abstand ϱ werde zur Zeit t_a durchlaufen. Es ergibt sich dann das Integral

$$t(r) = \pm \int_{\varrho}^{r} \left[v_a^2 + 2/m \cdot (\psi(r) - \psi(\varrho)) - 1/r^2 \cdot (\bar{\varrho} \times \bar{v}_a)^2 \right]^{-1/2} \cdot dr + t_a \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 29$$

Nach Lösung des Integrals kann hieraus der gewünschte Zusammenhang $r = r(t)$ ermittelt werden, doch ist hierzu die Kenntnis des Feldes ψ erforderlich.

In allen Eigenschaften des Zentralkraftfeldes, welchesdurch die Gleichung 18 bis 29 beschrieben werden, tritt der Betrag des Vektorproduktes $\bar{\varrho} \times \bar{v}_a$ auf, welches im Falle gleichgerichteter Anfangsvektoren wegen $\sin(\bar{\varrho}, \bar{v}_a) = o$ verschwindet. Sind die Anfangsvektoren nicht gleichgerichtet $\sin(\bar{\varrho}, \bar{v}_a) \neq o$, so kann dieser allgemeinste Fall stets auf den die Rechnungen vereinfachenden Fall orthogonaler Anfangsvektoren $\measuredangle(\bar{\varrho}, \bar{v}_a) = \pi/2$ reduziert werden. Wenn nämlich $\bar{r}_1$ und $\bar{v}_1$ gegebene, nicht gleichgerichtete, aber auch nicht orthogonale Anfangsvektoren sind, die irgendeinen gegebenen Winkel $o < |\sin(\bar{r}_1, \bar{v}_1)| < 1$ einschließen und sind $\bar{\varrho}$ und $\bar{v}_a$ die zur Bahn gehörigen orthogonalen Anfangs-

vektoren $\sin(\bar{\varrho}, \bar{v}_a) = 1$, dann muß nach Gleichung 18 stets $\bar{r}_1 \times \bar{v}_1 = \bar{\varrho} \times \bar{v}_a$ sein, was auch für die Beträge der Vektorprodukte gilt.

$$r_1 \cdot v_1 \cdot \sin(\bar{r}_1, \bar{v}_1) = \varrho \cdot v_a \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 30,$$

das heißt, alle Zentralbewegungen mit nicht gleichgerichteten Anfangsvektoren $-1 < \sin(\bar{r}_1, \bar{v}_1) \neq 0 < +1$ können auf den einfachen Fall orthogonaler Anfangsvektoren zurückgeführt werden.

Die empirische energetische Feldfunktion $r\,\psi = \gamma\, m\, M\, f$ des gravitativen Zentralkraftfeldes enthält den mikromaren Nahwirkungsfaktor $f(r)$, der jedoch nur hypotetischen Charakter trägt. Wenn $f \neq 1$ überhaupt existiert, dann nur im Bereich der Molekularradien λ, so daß im makromaren Bereich $r \gg \lambda$ stets $f = 1$ um so besser erfüllt ist, je größer r wird. Zumindest im makromaren Beobachtungsbereich der Planetenbahnbewegungen kann also $r \cdot \psi = m \cdot \mu$ mit der Gravitationsfeldquelle $\mu = \gamma M$ in den Aussagen der Zentralfeldtheorie verwendet werden. Mit diesem hyperbolischen Gesetz der Feldfunktion wird die Differentialgleichung der Bahn in Polarkoordinaten zu

$$\frac{dr}{d\varphi} = \pm r \sqrt{\left(\frac{r}{\varrho} - \frac{2\mu r}{\varrho^2 \cdot v_a^2} + 1\right) \cdot (r/\varrho - 1)}, \quad \mu = \gamma M \ldots\ldots$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 31,$$

aber auch für die Geschwindigkeiten der gravitativen Zentralbewegung ergeben sich die expliziten Ausdrücke $v = \pm\sqrt{v_a^2 - \frac{2\mu}{r \cdot \varrho} \cdot (r - \varrho)}$, und $\dot{r} = \pm \sqrt{\left(\frac{v_a^2}{r^2} \cdot (r + \varrho) - \frac{2\mu}{r \cdot \varrho}\right) \cdot (r - \varrho)}$. Entsprechend folgt, wenn das makromare Gravitationsfeld in die Gleichungen 22 bis 25 und 29 eingesetzt wird, für den durchlaufenden Kurvenbogen $s \cdot \cdot v_a = \pm r^2 \cdot \sqrt{v_a^2 - 2\mu/r\ (r - \ )} \cdot d\varphi$

$$\text{und für die Laufzeit } t \cdot \varrho \cdot v_a = \int_{\varphi_a}^{\varphi} r^2 \cdot d\varphi + t_a \cdot \varrho \cdot v_a$$

$$\text{oder invers } \varphi = \pm \int_{\varrho}^{r} 1/r \left[r/\varrho - \frac{2\mu r}{\varrho^2 \cdot v_a^2} + 1\right]^{-1/2} \cdot (r/\ -1)^{-1/2} \cdot$$

$\cdot dr + \varphi_a$ und

$$t(r) = \pm \int_{\varrho}^{r} \left[v_a^2/r^2 \cdot (r+\varrho) - 2\mu/r\varrho \right]^{-1/2} (r-\varrho)^{-1/2} dr + t_a .$$

In gleicher Weise folgt für die zirkuläre Geschwindigkeit längs eines Niveauflächenmeridians $\varrho\, v_k^2 = \mu$, aber für die Fluchtgeschwindigkeit, bei welcher das gravitative Feldpotential im Abstand ϱ überwunden wird $v_p = v_k \cdot \sqrt{2}$. Die allgemeine Bahngleichung gravitierender Massen kann mit $r\,\gamma = m \cdot \mu$ und der komplexen Bahngleichung 21 aller Zentralbewegungen ebenfalls ermittelt werden. Nach Einführung von $\varkappa \cdot M = \mu$ wird unter Berücksichtigung der Orthogonalität der perizentrischen Daten $\bar{\varrho} \perp \bar{v}_a$ und Benutzung von $\ddot{\bar{r}} = - \bar{r}_o \cdot \mu/r^2$ die Komplexgleichung

$$(\dot{\bar{r}} + i\, \bar{r} \times \dot{\bar{\varphi}}) \cdot e^{i\varphi} = - \frac{\bar{r}_o \cdot \mu}{\varrho \cdot v_a} \cdot \int_{\varphi_a}^{\varphi} e^{i\varphi} \cdot d\varphi =$$

$$= -1/i \cdot (\bar{B} \cdot e^{i\varphi} \pm \bar{C} \cdot e^{i\varphi_a}) .$$

Zur Kürzung wurde $\bar{B} = \frac{\bar{r}_o \cdot \mu}{\varrho \cdot v_a}$, eingeführt. $\bar{C}\, e^{i\varphi_a}$ ist eine komplexe Integrationskonstante; da ϱ der Betrag der Perizentrumsdistanz ist, muß der zugehörige Fahrstrahlwinkel $\varphi_a = \sphericalangle (\bar{\varrho}, \bar{a}) = o$ sein ($\bar{a}$ ist die Richtung der als Polarachse gewählten Kurvenachse). Als Integrationskonstante ergibt sich somit $\bar{C} \cdot e^{i\varphi_a} = \bar{C}$ und die Bahngleichung nimmt damit die Form an $(\dot{\bar{r}} + i\, \bar{r} \times \dot{\bar{\varphi}}) \cdot e^{i\varphi} = - 1/i \cdot (\bar{B} \cdot e^{i\varphi} \pm \bar{C})$.

Man löst mit $e^{i\varphi} = \cos\varphi + i \sin\varphi$ auf $(\dot{\bar{r}} \cdot \cos\varphi - \bar{r} \times \dot{\bar{\varphi}} \cdot \sin\varphi) + i \cdot (\dot{\bar{r}} \cdot \sin\varphi + \bar{r} \times \dot{\bar{\varphi}} \cdot \cos\varphi) =$

$= - \bar{B} \sin\varphi - 1/i \cdot (\bar{B} \cdot \cos\varphi \pm \bar{C})$ und trennt den reellen Anteil $\dot{\bar{r}} \cdot \cos\varphi - \bar{r} \times \dot{\bar{\varphi}} \cdot \sin\varphi = - \bar{B} \cdot \sin\varphi$ vom Imaginärteil $\dot{\bar{r}} \cdot \sin\varphi + \bar{r} \times \dot{\bar{\varphi}} \cdot \cos\varphi = \bar{B} \cdot \cos\varphi \pm \bar{C}$. Aus dem Realteil wird $\dot{\bar{r}} = (\bar{r} \times \dot{\bar{\varphi}} - \bar{B}) \cdot \operatorname{tg}\varphi$, eliminiert und im Imaginärteil substituiert;

$(\bar{r} \times \dot{\bar{\varphi}} - \bar{B}) \cdot \operatorname{tg}\varphi \cdot \sin\varphi + \bar{r} \times \dot{\bar{\varphi}} \cdot \cos\varphi =$

$= B \cos\varphi \pm \bar{C}$ oder $\bar{r} \times \dot{\bar{\varphi}} \cdot (\operatorname{tg}\varphi + \operatorname{ctg}\varphi) =$

$= \bar{B} \cdot (\operatorname{tg}\varphi + \operatorname{ctg}\varphi) \pm \bar{C} \cdot \sec\varphi$, was nach Erweitrung und Umstellung $\bar{r} \times \dot{\bar{\varphi}} \cdot (\operatorname{tg}\varphi + \operatorname{ctg}\varphi) \cdot \sin\varphi \cdot \cos\varphi =$

$= \bar{B} \cdot (\operatorname{tg}\varphi + \operatorname{ctg}\varphi) \cdot \sin\varphi \cdot \cos\varphi \pm \bar{C} \cdot \cos\varphi$ oder

$\bar{r} \times \dot{\bar{\varphi}} = \bar{B} \pm \bar{C} \cdot \cos\varphi$ ergibt, da $(\operatorname{tg}\varphi + \operatorname{ctg}\varphi) \cdot \sin\varphi \cdot \cos\varphi = \sin^2\varphi + \cos^2\varphi = 1$ ist. Ferner muß $\bar{B}/B = \bar{C}/C = \bar{r}_o$ sein. Es gilt wegen der Komplanarität aller Zentralbewegungen auch im Gravitationsfeld die Orthogonalitätsbeziehung $\bar{r} \perp \dot{\bar{\varphi}}$. Der Betrag der Bahngleichung ist daher $| \bar{r} \quad \dot{\bar{\varphi}} | = r \cdot \dot{\varphi}$

und $|\,(\bar{B} \pm \bar{C} \cdot \cos\varphi)\,| = (B \pm C \cdot \cos\varphi) \cdot |\,\bar{r}_o\,|$, also $r \cdot \phi = B \pm C \cdot \cos\varphi$. Dies ergibt mit $\phi = 1/r^2 \cdot \varrho \cdot v_a$ und $B = \mu/\varrho \cdot v_a$ den gesuchten Zusammenhang $r = r(\varphi)$ in Polarkoordinaten $r = (\varrho \cdot v_a)^2 \cdot (\mu \pm \varrho \cdot v_a \cdot C \cdot \cos\varphi)^{-1}$.

Die Konstante C kann ebenfalls durch die perizentrischen Daten ausgedrückt werden. Sie gilt als Integrationskonstante für das Perizentrum, daher muß zu ihrer Bestimmung in der Bahngleichung $r = \varrho$ und $\varphi = \varphi_a = o$ gesetzt werden. Man erhält $\pm \varrho \cdot v_a \cdot C = v_a^2 \cdot \varrho - \mu$ und damit endgültig die allgemeine Bahngleichung gravitierender Massen in Pplarkoordinaten

$r\,(\mu + (v_a^2 \cdot \varrho - \mu)\cos\varphi) = (\varrho \cdot v_a)^2$, was aber der allgemeinen Kegelschnittgleichung $r\,(a \pm \varepsilon \cos\varphi) = b^2$ in den gleichen Polarkoordinaten mit den Achsen a und b sowie der linearen Exzentrizität ε entspricht. Diese Konstanten der Kegelschnittgleichung müssen aber durch die perizentrischen Daten ϱ und v_a, sowie die Feldquelle μ ausdrückbar sein. Zur Untersuchung dieser Bahnkonstanten a, b und ε wird aus $r = b^2 (a \pm \varepsilon \cos\varphi)^{-1}$ die erste Ableitung

$dr/d\varphi = \pm b^2 \varepsilon \sin\varphi\,(a \pm \varepsilon \cos\varphi)^{-2}$ gebildet und mit Gleichung 31 verglichen. Vor dem Vergleich wird $b^2\,(a + - \varepsilon \cos\varphi)^{-2} = r^2/b^2$ und $\pm \varepsilon \sin\varphi = \pm \sqrt{\varepsilon^2 - \varepsilon^2 \cos^2\varphi}$ mit $\varepsilon^2 = a^2 \pm b^2$ und $\varepsilon^2 \cos^2\varphi = (b^2/r - a)^2$, also $dr/d\varphi = \pm r \cdot \sqrt{\frac{2ar}{b^2} \pm \frac{r^2}{b^2} - 1}$ berücksichtigt. Nach dem Vergleich und Quadrierung entsteht ein Ausdruck für a dessen Summenglieder sämtlich verschwinden müssen vor denen r oder r^2 als Faktor steht; denn die Achse a ist als Bahnkonstante von keiner Variablen abhängig. Auf diese Weise entstehen Bedingungsgleichungen, aus denen die Bahnkonstanten in Abhängigkeit von Bahnparametern ϱ, v_a und μ eliminierbar sind.

Auf diese Weise ergibt sich $a\,(2\mu/\varrho - v_a^2) = \mu$ sowie $b\sqrt{2\mu/\varrho - v_a^2} = \varrho \cdot v_a$ und $\varepsilon\,(2\mu/\varrho - v_a^2) = \varrho\, v_a^2 - \mu$. Werden diese Größen in $r\,(a \pm \varepsilon \cos\varphi) = b^2$ eingesetzt, so ergibt sich tatsächlich die aus 21 entwickelte allgemeine Bahngleichung. Alle Gravitationsbewegungen erfolgen demnach auf komplanaren Kegelschnittlinien, welche wegen $v_p^2 = 2\mu/\varrho$ durch das System

$r\,(a \pm \varepsilon \cos\varphi) = b^2$, $a\,(v_p^2 - v_a^2) = \mu$, $b \cdot \sqrt{v_p^2 - v_a^2} = \varsigma\, v_a$,
$\varepsilon\,(v_p^2 - v_a^2) = \varsigma\, v_a^2 - \mu$, $v_p^2 = 2\, v_k^2$, $\varsigma\, v_k^2 = \mu$,
$f(r) \approx 1$ 32

beschrieben werden. Für $v_a = v_k$ des des zirkulären Falles wird $a = b$ und $\varepsilon = o$, was tatsächlich das Charakteristikum einer Kreisbahn ist. Wird dagegen $v_a = v_p$ zur Grenzgeschwindigkeit, dann folgt die Divergenz $(a , b, \varepsilon) \rightarrow \infty$, daßßheißt, bei dieser Geschwindigkeit wird das Feld auf einer Parabel verlassen. Im offenen Intervall $v_k < v_a < v_p$, also zwischen der zirkulären und parabolischen Bahn liegt eine einfach unendliche Schar von Kurven $a > o$, $b > o$ und $\varepsilon > o$, die nur Ellipsen und zwar transzirkuläre Ellipsen sein können. Im Fall $v_a = o$ schließlich wird $a = 1/2\, \varsigma$, aber $b = o$ und $\varepsilon = -1/2\, \varsigma$, das heißt, die Bewegung erfolgt auf einer Geraden. Im subzirkulären Intervall $o < v_a < v_k$ ist wiederum $a > o$, $b > o$ und $\varepsilon > o$, das heißt, diese einfach unendliche Schar von Kurven ist eine Schar subzirkulärer Ellipsen, bei denen das transzirkuläre Perizentrum zum subzirkulären Apozentrum geworden ist, während sich ein neues subzirkuläres Perizentrum $\varsigma_b < \varsigma$ ausbildet. Damit ist das gesamte Intervall $o \leq v_a \leq v_p$ erfaßt. Zwischen der geradlinigen Bahn $v_a = o$ und der Zirkulären $v_a = v_k$, sowie zwischen dieser und der parabolischen Bahn $v_a = v_p$ liegt jeweils eine einfach unendliche Schar subzirkulärer , beziehungsweise transzirkulärer Ellipsen. Jenseits der parabolischen Geschwindigkeit $v_a > v_p$ schließlich wird $a < o$ und $\varepsilon < o$, während b imaginär wird. Durch diese Achsen werden aber immer Hyperbeln gekennzeichnet. Somit liegen jenseits der parabolischen Geschwindigkeit die hyperbolischen Geschwindigkeiten $v_a > v_p$, welche eine einfach unendliche Schar hyperbolischer Gravitationsbahnen verursachen. Auf diese Weise werden sämtliche Kegelschnittlinien als komplanare Gravitationsbahnen möglich. Energetisch erscheint die zirkuläre Bewegung zwar als ein wie die parabolische Bewegung irrationaler Grenzfall, der aber insofern ausgezeichnet ist, als sich v_k unmittelbar aus dem Extremalprinzip ergibt,.Bei den transzirkulären Ellipsen ist immer die Differenz zwischen Apo- und Perizen-

trum mit der Niveaudifferenz identisch, welche von der Energiedifferenz zwischen gesamter kinetischer Energie und der kinetischen Energie auf der zirkulären Bahn überwunden werden kann. Entspricht diese Energie schließlich dem gesamten Gravitationspotential, dann divergiert das Apozentrum über alle Grenzen und die Ellipse öffnet sich zur Parabel, die schließlich bei steigender kinetischer Energie zu irgendeiner Hyperbel wird. Umgekehrt bedeutet aber ein Energieentzug der gravitierenden Masse eine stete Annäherung des aus dem Unendlichen kommenden Apozentrums an das Perizentrum bis die zirkuläre Bahn erreicht wird. Bei weiterer Energieabnahme und der Definition eines tieferliegenden neuen Perizentrums läuft das Apozentrum der subzirkulären Ellipsen wiederum auf dieses neue Perizentrum, bis die tieferliegende zirkuläre Bahn erreicht worden ist, und so weiter.

Die Annäherung aller Gravitationsbahnen an die zirkuläre Bewegung bei Energieentzug der gravitierenden Masse geht darauf zurück, daß die zirkuläre Bewegung unmittelbar aus dem Extremalprinzip $\delta \int_{t_1}^{t_2} L \, dt = 0$ hervorgeht und auf dem Meridian einer Niveaufläche erfolgt. Damit drückt aber die zirkuläre Bewegung die Form der Niveauflächen aus. Wenn $m \ll M$ zirkulär im Abstand r um M gravitiert, welches im R_3 fixiert wurde und gibt es zu diesem System komplanar ein zweites Zentrum M', welches im Abstand $s > r$ ebenfalls im R_3 fixiert ist, dann muß es durch die Überlagerung der Felder von M und M' zu einer Exzentrizität der vor dem Erscheinen von M' zirkulären Bahn von m kommen, welche wieder verschwindet, wenn M' nicht mehr wirkt. Das Auftreten der Bahnexzentrizität kann aber nur bedeuten, daß die sphärischen Niveauflächen des ungestörten Gravitationsfeldes durch die Superposition eines zweiten Feldes exzentrisch deformiert werden. Weil die sphärische Fläche bei minimalem Flächeninhalt ein Volumenmaximum umschließt, muß jede andere geschlossene Fläche einen höheren Flächeninhalt haben, also auch die exzentrisch deformierte Niveaufläche. Heuristisch könnte vermutet werden, daß hierauf die ponderomotorische Gravitationswirkung grad φ zurückgeht. Tatsächlich zeigt die Bahexzentrizität und die Niveauflächendeformation bei der Gravitationsfeldsuperposition, daß die Gravitationsfelder als Strukturfelder aufzufassen sind. Die Struktur des aus M und M' superponierten Feldes wird im Wesentlichen durch den Ab-

stand s zwischen M und M' bestimmt. Wird s spontan geändert so muß sich auch das Superpositionsfeld von M' in Bezug auf M ändern, und dies wiederum bedeutet, daß sich sowohl die Niveauflächendeformation von M als auch die Bahnexzentrizität von m ändert. Es muß sich also bei der Feldänderung eine gravitative Strukturstörung durch den R_3 ausbreiten, für deren Ausbreitungsgeschwindigkeit c' drei Möglichkeiten offen sind. Die Gravitationsfeldstörung und damit das Gravitationsfeld kann entweder ein Fernkraftfeld $c' \longrightarrow \infty$ oder ein mit endlicher Geschwindigkeit fortschreitendes Feld sein, dessen Ausbreitungsgeschwindigkeit $c'(\mu)$ von der Massenverteilung μ abhängt oder eine Naturkonstante $c' = \text{const} < \infty$ sein kann. Es ist zu entscheiden, welcher dieser drei Fälle zutrifft. Für den Fall $c' = \text{const} < \infty$ muß es freie, also durch den leeren R_3 fortschreitende gravitative Strukturstörungen geben und dies würde bedeuten, daß in dem durch die Gleichungen 10 und 10 a angedeuteten einheitlichen elektromagnetisch- gravitativen Induktionsgesetz keine ponderablen Massen aufzutreten brauchen. Ein derartiges einheitliches Induktionsgesetz zwischen photonischen und gravitativen Feldstrukturen müßte aber in quantisierter Form wegen der empirischen Paarbildung ponderabler Elementarkorpuskeln aus imponderabler elektromagnetischer Strahlung den analytischen Weg zum einheitlichen Spektrum aller Materiefeldquanten eröffnen. Zuvor muß jedoch mit 10 und 10 a der empirisch implizite Quantendualismus in einer deduktiven Analyse explizit beschrieben werden, weil das einheitliche Induktionsgesetz quantisiert werden muß.

4.) Quantendualismus und Zustandsoperatoren.

Aus $E = m \cdot c^2$ mit $m = m_o(1-\beta^2)^{-1/2}$ und $E_o = m_o \cdot c^2$ wird $E^2 - E_o^2 = \frac{m_o^2 \beta^2 c^4}{1-\beta^2} = p^2 \cdot c^2$, wenn $\bar{p}$ der gegen $\hat{A}$ invariante Impuls ist. Andererseits ist $E^2 - E_o^2 = \varepsilon^2$ und daher $\varepsilon = p \cdot c$ eine Energie, für welche die Quantisierung $\varepsilon = h\gamma = h \cdot c/\lambda$ gelten muß, wenn λ eine Wellenlänge ist. Vergleich ergibt

$$p\lambda = h \quad \ldots\ldots\ldots\

Dieser Zusammenhang ist gegen $\hat{A}$ invariant; denn es ist $\lambda = \lambda_o \sqrt{1 - \beta^2}$ und $p = p_o (1 - \beta^2)^{-1/2}$, was zur Invarianz $p \lambda = p_o \lambda_o$ führt. Gleichung 33 gilt grundsätzlich für alle Materiefeldquanten, unabhängig davon, ob es sich um ruhende Quanten handelt, welche mit $v < c$ fortschreiten oder um Photonen, für die $v = c$ gilt. Wegen $E = m \cdot c^2$ und $E = h \gamma$ muß auch die elektromagnetische Strahlung träge Masse haben, welche quantisiert ist und diese mit c fortschreitende Materiefeldquanten sind Photonen. Gleichung 33 verknüpft zwei Größen durch h miteinander, die zwei ganz verschiedene Auffassungen über die Materiefeldquanten vertreten, nämlich einen Impuls p, der eine korpuskulare Beschreibung der Quanten gestattet und eine Wellenlänge λ, welche die Beschreibung als Wellenfeld ermöglicht. Es gibt daher einen Dualismus zwischen dem Korpuskular- und dem Wellenbild der Quanten, derart, daß beide Beschreibungsmöglichkeiten zulässig sind. Doch muß jede der anderen Rechnung tragen, so daß Korrekturen anzubringen sind. Nach 33 gilt also für die implizite empirische Beziehung $Q(p, \lambda) = p \cdot \lambda - h$. Zunächst soll eine korpuskulare Quantenbeschreibung durchgeführt werden. In einem quantenhaften Potentialfeld sollen sich $1 \leq i \leq N$ als Korpuskeln aufgefaßte Feldquanten periodisch, aber nicht notwendigerweise harmonisch bewegen, so daß dieses System N Freiheitsgrade hat. Die Grundfrequenzen seien γ_i und τ_i die zugehörigen ganzzahligen Vielfachen der Oberschwingungen, so daß sich als nichtquantisierte Superpositionsfrequenz $\mu_\tau = \sum_{i=1}^{N} \tau_i \gamma_i$ ergibt. Die $\gamma_i (E)$ hängen von bestimmten Energiestufen ab; denn es gilt die Quantisierung $\varepsilon = h \gamma$ der Energie. Die γ_i sind aber Frequenzen, welche Übergängen von Energieniveaus im Potentialfeld entsprechen und diese Niveauübergänge müssen quantisiert sein. Sind n_i die zu jedem Freiheitsgrad gehörenden ganzen Zahlen der Quantisierung, so gilt für einen solchen Übergang unter Berüchsichtigung der Energiequantisierung $h \gamma_i = E (n_i)_1^N - E (n_i - \tau_i)_1^N = \partial E / \partial n_i$. Andererseits ist $h n_i = \oint p_i \, d x_i = \phi_i$, also $h \partial n_i = \partial \phi_i$, was $\gamma_i = 1/h \, \partial E / \partial n_i = \partial E / \partial \phi_i$ und somit für die quantenhafte Frequenzsuperposition $\gamma_\tau = \Lambda_\tau$; E mit $\Lambda_\tau = \sum_{i=1}^{N} \tau_i \partial / \partial \phi_i$ zur Folge hat. Aus der kontinuierlichen Frequenzsuperposition μ_τ wird durch $\gamma_\tau = \mu_\tau$ ein diskretes Frequenzsystem in Folge der

Quantisierung ausgewählt, so daß der Operator $\wedge_\tau$ ein Prinzip der durchgehenden Korrespondenz zwischen dem kontinuierlichen und quantisierten Verhalten von Materiefeldquanten beschreibt. Das durch $\wedge_\tau$ beschriebene Gesetz ist, wegen des Differentialcharakters nur eine Näherung; denn tatsächlich handelt es sich bei Quantenphänomenen stets um zahlentheoretische Funktionen ganzzahliger Indizes, so daß, wenn $M = M(n,l)$ eine solche quantenhafte Funktion ist und für die Quantenzahlen $1 \leq n \leq P$ beziehungsweise $1 \leq l \leq Q$ gilt, eine Matrixdarstellung $\hat{M} = (M_{n,l})_{PQ}$ vom Rechteckstyp $P \cdot Q$ möglich wird. Diese Darstellung $\hat{M}$ wiederum gestattet eine Analyse darüber, ob die $M_{n,l}$ stationäre Terme beschreiben, die real existieren oder ob die $M_{n,l}$ Übergamgsgrößen zwischen zwei Termen darstellen. Wenn nämlich das invariante Säkularpolynom $|M - \lambda E|_{PQ} = o$ der charakteristischen Gleichung $\hat{M} - \lambda \hat{E} = \hat{o}$ existiert, so sind die Lösungen λ_n Eigenwerte, welche für $\hat{M}$ die Diagonalform $\hat{\lambda} = (\delta_{n,l}\ \lambda_n)_{PQ}$ dieser Eigenwerte ermöglicht.

Die λ_n als Elemente von $\hat{\lambda}$ kennzeichnen aber die stationären Terme, so daß $\lambda \neq \hat{o}$ immer bedeutet, daß die zu $\hat{M}$ zusammengefaßten Größen immer stationäre Quantenterme beschreiben, während $\hat{\lambda} = \hat{o}$ diese Größen als Übergangsgrößen zwischen den Termen kennzeichnen. Die Voraussetzung für $\hat{\lambda} \neq \hat{o}$ ist das hermitesche Verhalten $\hat{M} = \hat{M}^\times$ und für $\hat{\lambda} = \hat{o}$ das antihermitesche Verhalten $\hat{M} = -\hat{M}^\times$. Die Momentanelongation $x(t)$ eines im Potentialfeld periodisch unharmonisch schwingenden Materiefeldquants kann komplex mit $\omega = 2\pi\nu$ als Fourierreihe $x(t) = \sum_\tau a_\tau\ e^{i\tau\omega t}$ der Oberschwingungen τ dargestellt werden, wobei die Amplitudensymmetrie $a_{-\tau} = a_\tau^\times$ gelten muß. Die Übertragung in die quantenhaften Verhältnisse erfolgt, wenn σ ebenfalls eine Oberschwingung kennzeichnet $\sigma\ \omega + (\tau - \sigma)\omega \to \omega_{n,n-\sigma} + \omega_{n-\sigma,n\tau} = \omega_{nk} + \omega_{kl} = \omega_{n,l}$ wegen $\omega_{ik} \sim E_i - E_k$, das heißt, die $\omega_{n,l}$ verhalten sich wie die Elemente von $\hat{\omega} = -\hat{\omega}^\times$, was die $\omega_{n,l}$ tatsächlich als Übergangsgrößen charakterisiert. Entsprechend gilt $a_\tau \to a_{n,l}$ mit $\hat{a} = \hat{a}^\times$, was $x(t) = \sum_{n,l} a_{nl}\ e^{i\omega_{nl}t}$ mit der Symmetrieeigenschaft

$i\,(-\omega_{n,l} \cdot a_{n,l}) = (i\,\omega_{n,l}\, a_{nl})^{\times}$ und aus dieser Darstellung folgt, daß es auch $\hat{x}$ und $\hat{\dot{x}}$ geben muß; denn für $\dot{x}$ folgt $\dot{x} = i \sum_{n,l} a_{n,l}\, \omega_{n,l}\, e^{i\omega_{n,l} t}$, wofür die Gesetze der nicht-kommutativen Matrizenmultiplikation gelten. Das Korrespondenzprinzip wird durch $\phi = \oint p\,d\,q$ bestimmt. Es ist $\oint p\,d\,q = m \oint \dot{x}\,d\,x = m \int \dot{x}^2\,d\,t$ und $x = \sum_{\tau} a_{\tau}\, e^{i\tau\omega t}$, also $\dot{x}^2 = -\sum_{\tau} e^{i\tau\omega t} \sum_{\sigma} \sigma\,\omega \cdot (\tau - \sigma)\,\omega a_{\sigma}\, a_{\tau-\sigma}$. In ϕ eingesetzt folgt, wenn zwischen o und $2\pi/\omega$ (also die Periode) integriert wird, $\phi = m \int_0^{2\pi/\omega} \dot{x}^2\,d\,t = -m \int_0^{2\pi/\omega} \sum_{\tau}$ $\cdot\, e^{i\tau\omega t} \sum_{\sigma} \sigma\,\omega(\tau - \sigma)\,\omega a_{\sigma}\, a_{\tau-\sigma}\,d\,t$. Wird die Integration durchgeführt, so zeigt sich, daß $\tau^2\,\omega$ auftritt, was wegen τ^2 nicht quantisierbar ist, so daß das durch ϕ bestimmte Korrespondenzprinzip nur in Sonderfällen exakt gültig sein kann. Das Korrespondenzprinzip beschreibt die Quanten korpuskular. Bei einer präzisen Formulierung dieses Prinzips muß aber den nach 33 ebenfalls vorhandenen Welleneigenschaften Rechnung getragen werden. Verlaufen die Quantenzahlen n stetig, so gilt $1/2\pi \cdot d\phi/dn = m \sum_{\tau} \tau\, d/dn\,(\tau\,\omega|a_{\tau}|^2)$, worin der Übergang zu den Quantenstufen in der Form $\tau\, d/dn\,(\tau\,\omega|a_{\tau}|^2) \to \omega_{n+\tau,n}\,|a_{n+\tau,n}|^2 - \omega_{n,n-\tau}\,|a_{n,n-\tau}|^2$ durchgeführt werden kann, und dies sind Matrixelemente. In der Quantenform gilt dann $1/2\pi \cdot \Delta\,o/\Delta\,n = m \sum_{\tau} \cdot \left[\omega_{n+\tau,n}\,|a_{n+\tau,n}|^2 - \omega_{n,n-\tau}\,|a_{n,n-\tau}|^2\right]$ für $\tau \neq o$ oder $1/2\pi \cdot \Delta\,\phi/\Delta\,n = -2\,m \sum_{\tau} \omega_{n,n-\tau}\,|a_{n,n-\tau}|^2 = -2\,m \sum_{k} \omega_{n,k}\,|a_{n,k}|^2$, wegen $\hat{x} = \hat{x}^{\times}$, beziehungsweise $\hat{a} = \hat{a}^{\times}$ und $\hat{\omega} = -\hat{\omega}^{\times}$. Andererseits ist $\phi = n\,h$, also $\Delta\phi/\Delta n = h$ und mit $\hbar = h/2\pi$ schließlich $\hbar = -2\,m \sum_{k} \omega_{nk}\,|a_{nk}|^2$. Hierin ist $i \cdot m \sum_{n,k} \omega_{n,k}\, a_{n,k} = p$ der Impuls und $\sum_{n,k} a_{n,k} = q$ eine Koordinate. Auf jeden Fall sind p und q auch im generalisierten Fall kanonisch konjugiert. Damit wird $\hbar\,\delta_{n,l} = i \sum_{k} \left[p_{n,k}\, q_{k,l} - q_{n,k}\, p_{k,l}\right]$ und diese Elemente können zu einer Matrix zusammengefaßt werden, wenn $\hat{p}$ und $\hat{q}$ die Matrizen der kanonischen konjugierten Größen von Impuls und Ort sind. Es ist $\hbar\,\hat{E} = i\,(\hat{p} \cdot \hat{q} - \hat{q} \cdot \hat{p}) = i\,(\hat{p} \times \hat{q})$, wodurch Ver-

tauschungsrelationen kanonisch konjugierter Größen gegeben sind, die das Korrespondenzprinzip präzis formulieren. Stets muß $\hat{p} \neq \hat{q}$ sein; denn anderenfalls gilt für den Kommutator $(\hat{p} \times \hat{q})_- = (\hat{p} \times \hat{p})_- = \hat{o}$, so daß für den Fall eines Freiheitsgrades die Beziehung durch $i\,(\hat{p} \times \hat{q})_- = \hbar\,\hat{E}\,(1 - \delta_{pq})$ zu ergänzen ist. Gibt es $1 \leqq k$, $l \leqq N$ Freiheitsgrade, so kommutieren immer $\hat{p}$ und $\hat{q}$ für verschiedene Freiheitsgrade, also $(\hat{p}_k \times \hat{q}_l)_- = \hat{o}$, während für $k = l$ keine Kommutation vorliegt, so daß $(p_k\ q_l)_- \sim \delta_{k,l}$ oder $i\,(\hat{p}_k \times \hat{q}_l)_- = \hbar \cdot \hat{E}\,\delta_{k,l}\,(1 - \delta_{pq})$ gestzt werden kann. Und dies wiederum sind die Elemente einer quadratischen Stufenmatrix vom Typ N, so daß das Korrespondenzprinzip als Korpuskularbeschreibung der Quanten unter Berücksichtigung der Welleneigenschaften für N Freiheitsgrade die allgemeine Form

$$i \cdot \left((\hat{p}_k \times \hat{q}_l)_- \right)_N = \hbar\,(\delta_{kl}\ \hat{E})_N \cdot (1 - \delta_{pd}),\ \hbar = h/2\pi \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 34$$

einer Stufenmatrix annimmt.

Nach 33 muß auch eine Wellenbeschreibung der Quanten möglich sein, welche durch die ebenfalls vorhandenen Korpuskulareigenschaften zu korregieren wäre, so daß eine zu 34 analoge korpuskular korrigierte Wellenbeschreibung entsteht. Wird ein Materiefeldquant als Welle aufgefaßt, so muß man, wegen seiner räumlichen Begrenzung zunächst annehmen, daß dieses Quant infolge einer Fourieranalyse als Schwebung harmonischer unbegrenzter Wellenzüge aufzufassen ist und, daß die eventuelle Relativgeschwindigkeit $\bar{v}$ des Quants die Modulationsgeschwindigkeit der Schwebung ist. Für die harmonische unbegrenzte Schwingung kann der komplexe Ansatz

$$\psi_q = a_q \cdot e^{i(\omega t - \bar{q}\,\bar{r} - \alpha_q)}$$

gemacht werden, worin $\bar{q}$ der Wellenzahlvektor ist. $\bar{q}$ und der Ortsvektor $\bar{r}$ sind komplementär; denn je schärfer $\bar{r}$ bekannt ist, um so breiter wird das Wellenzahlenband und umgekehrt. α_q ist eine Phasenkonstante. Der Gesamtzustand der Schwebung ψ, der das Quant beschreibt, ist dann das Ergebnis einer Superposition aller ψ_q, gemäß $\psi = \sum_q \psi_q$, wobei über das ganze Wellenzahlenband zu superponieren ist. Es liegt offenbar immer dann ein Quant mit korpuskularen Eigenschaften vor, welches mit $o \leqq v < c$ fortschreitet, wenn die Superposition

nur ein Hauptmaximum liefert. Ist λ eine Wellenlänge, so folgt aus $\omega = 2\pi\nu = 2\pi c/\lambda = q c$ und $\varepsilon = \hbar\omega = \hbar q c$ im Vergleich mit $\varepsilon = p c$ die Impulsquantisierung $\bar{p} = \hbar \bar{q}$. Andererseits ist $\bar{p} = m \bar{v}$, so daß sich $\bar{q} = \varkappa \bar{v}$ ergibt. Eingesetzt folgt also $\bar{p} = \hbar \bar{q} = \hbar \varkappa \bar{v}$, also $m = \hbar \varkappa$. Es gelten daher die Quantisierungen $E = \hbar\omega$, $\bar{p} = \hbar \bar{q}$ und $m = \hbar \varkappa$ und außerdem $\bar{q} = \varkappa \bar{v}$. Nun ist aber $\bar{v}$ die Modulationsgeschwindigkeit der Schwebung, die mit der Gruppengeschwindigkeit des Zustandes ψ identisch ist. Während für die Phasengeschwindigkeit $u = \omega/q$ gilt, folgt $v = d\omega/dq$, oder wegen $q = \varkappa v$ auch $d\omega/dq = q/\varkappa$, was integriert $\omega - \omega_0 = q^2/2\varkappa$, liefert. Im Sonderfall des elektromagnetischen Wellenfeldes kann $\psi \approx \phi$ mit dem Skalarpotential identifiziert werden; denn wegen $E = m c^2$ ist ϕ ein Sonderfall des allgemeinen Materiefeldes ψ. Für die Wellengleichung gilt in diesem Sonderfall $\mathrm{div}_4 \mathrm{grad}_4 \phi = 0$ mit $x_4 = i c t$, was mit dem komplexharmonischen Ansatz $\phi = a\, e^{-i(\omega t - \bar{q}\bar{r})}$ tatsächlich $\omega/c - q = 0$ liefert, woraus $q = 2\pi/\lambda$ folgt, was wirklich der Wellenzahl eines elektromagnetischen Wellenfeldes nach den Regeln der Optik entspricht. Für das allgemeine Materiefeld ψ gilt aber, wenn $\omega_0 = 0$ gesetzt wird, der Zusammenhang $2\varkappa\omega - q^2 = 0$. Da $\mathrm{div}_4 \mathrm{grad}_4 \phi = 0$ ein Sonderfall von ψ ist, muß der Operator so abgeändert werden, daß $2\varkappa\omega - q^2 = 0$ aus seiner Anwendung auf ψ entsteht. Setzt man statt $\mathrm{div}_4 \mathrm{grad}_4 \phi = 0$ des elektromagnetischen Feldes $2i\varkappa\dot{\psi} + \mathrm{div}\,\mathrm{grad}\,\psi = 0$, so wird tatsächlich $0 = 2i\varkappa\dot{\psi} + \mathrm{div}\,\mathrm{grad}\,\psi = (2\varkappa\omega - q^2)\cdot\psi$ oder $2\varkappa\omega - q^2 = 0$, so daß $2i\varkappa\dot{\psi} + \mathrm{div}\,\mathrm{grad}\,\psi = 0$ tatsächlich die Erweiterung von $\mathrm{div}_4 \mathrm{grad}_4 \phi = 0$ ist. Offenbar ist $-i\omega\psi = \dot{\psi}$ und $\varepsilon\psi = \hbar\omega\psi = -\hbar/i\,\dot{\psi} = i\hbar\dot{\psi} = \varepsilon$; ψ mit dem Energieoperator $\varepsilon = i\hbar\cdot\partial/\partial t$. Entsprechend folgt $i\bar{q}\psi = \mathrm{grad}\,\psi$ und $\bar{p}\psi = \hbar\bar{q}\psi = \hbar/i\,\mathrm{grad}\,\psi = -i\hbar\,\mathrm{grad}\,\psi = P$; ψ mit dem Impulsoperator $P = -i\hbar\,\mathrm{grad}$. Für Energie und Impuls gelten also diese beiden Operatoren, welche als Quantisierungsvorschriften dieser Grössen aufgefaßt werden können. Mit $m = \hbar\varkappa$, also $2\varkappa = 2m/\hbar$ wird aus der korrigierten Wellengleichung $i\dot{\psi} + \hbar/2m\,\mathrm{div}\,\mathrm{grad}\,\psi = 0$ oder $i\hbar\dot{\psi} + \hbar^2/2m\,\mathrm{div}\,\mathrm{grad}\,\psi = 0$. Nun ist wegen $P = -i\hbar\,\mathrm{grad}$ stets $-\hbar^2\,\mathrm{div}\,\mathrm{grad} = P^2$, so daß sich mit den beiden Operatoren für die Wellengleichung $(\varepsilon - P^2/2m)\,;\psi = 0$

und wegen $P^2 \; ; \psi = p^2 \cdot \psi$ der Energiesatz $E - p^2/2m = o$ ergibt. Mit $p = m \cdot v$ wird $E = m/2 \; v^2$, woraus folgt, daß ε ein Operator der kinetischen Energie ist. Wird der Wellenoperator in der Form $\partial/\partial t - i/2\varkappa$ div grad auf das Produkt $\psi \cdot \psi^x$ angewendet und wird $- i/2\varkappa(- \psi \text{ grad } \psi^x + \psi^x \text{ grad } \psi) = \bar{J}$, so folgt $o = (\partial/\partial t - i/2\varkappa \text{ div grad}) \; ; \psi \psi^x = \partial/\partial t \; (\psi \psi^x) +$ $+ \text{ div } \bar{J}$ und dies ist die Kontinuitätsgleichung für eine Dichte $\sigma \sim \psi \psi^x$ wenn $\bar{J}$ dem Strömungsvektor dieser Dichte proportional ist. $\psi \psi^x$ muß somit ein Maß für die Intensität der Materiewellen, also für die Materiedichte selbst sein. Der Operator ε müßte an sich Energieterme beschreiben, die einen konstanten Energieinhalt entsprechen. Aus der Wellengleichung ergab sich aber $\varepsilon \; \psi =$ $= m/2 \; v^2 \; \psi$, so daß die Wellengleichung noch zu erweitern wäre. Ist U das Potential irgendeines ponderomotorischen Feldes, welches auf die Materiewelle einwirkt, so muß für $v \ll c$ der Energiesatz in der Form $m/2 \; v^2 + U = E = \text{const}$ oder $E - U -$ $- p^2/2m = o$ gelten. Mit $E \cdot \psi = \varepsilon \; ; \psi$ und $p \psi = P \; ; \psi$ wird aus $o = (E - U - p^2/2m) \psi = i \hbar \dot{\psi} - U \psi + \hbar^2/2m \cdot$ $\cdot \text{ div grad } \psi$, was eine mit $U \neq o$ korrigierte Wellenglei - chung ist, welche eine Darstellung des Wellenbildes der Materiefeld quanten ist. Ähnlich wie das Korpuskularbild unanschaulich revi - diert wurde (Gleichung 34) um dem Wellencharakter Rechnung zu tragen, muß dieses Wellenbild revidiert werden, um dem Korpuskular - charakter Rechnung zu tragen. Wegen $\sigma \sim \psi \psi^x$ wird $m \int \psi \psi^x \, d V$ die Masse einer über das Integrationsvolumen verteilten Materiewelle. Dieser Welle ist in unanschaulicher Weise aber eine Korpusku - larform zugeordnet, der durch die Normierung $\int \psi \psi^x \, d V = 1$ Rechnung getragen werden kann. Diese Normierung sagt aus, daß die Korpuskel auf jeden Fall im Integrationsvolumen vorhanden ist, so daß $\int \psi \psi^x \, d V = 1$ einer zur Gewißheit gewordene Wahrschein- lichkeit entspricht, woraus folgt, daß $\psi \cdot \psi^x$ eine Wahrschein- lichkeitsdichte angibt und ψ als Wahrscheinlichkeitsfunktion das Materiefeld beschreibt. Das dem Korpuskularbild entsprechend revi- dierte Wellenbild der Materiefeldquanten wird also durch

$$i \hbar \dot{\psi} - U \cdot \psi + \hbar^2/2m \text{ div grad } \psi = o \, ,$$
$$\int \psi \psi^x \, d V = 1 \, , \; o \leq v \ll c \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \; 34 \text{ a}$$

beschrieben. Mit dem Ansatz $\psi = u \; e^{-i\omega t}$ und $\omega = E/\hbar$ geht die Wellengleichung in $E \cdot \psi - U \psi + \hbar^2/2m \text{ div grad } \psi = o$,

oder nach Elimination des Zeitanteils in die räumliche Form
$E\ u - U \cdot u + \hbar^2/2m$ div grad $u = o$ beziehungsweise
$C\ ;\ u = E\ u$ über , was aber ein Eigenwertproblem des Operators
$C = U - \hbar^2/2m$ div grad ist. Wenn die Eigenwerte E ein diskretes Punktspektrum E_n bilden, so liegen diskrete Energiestufen im Raum vor und hierfür ist die Voraussetzung $i\hbar\dot{\psi} = E\psi$, denn nur dann ist das Eigenwertproblem für die räumliche Amplitudenfunktion u definiert. Die zu den E_n gehörenden u_n sind die räumlichen Eigenfunktionen. $\int \psi\, \psi^x d\,V = 1$ wird in dem Ansatz zu $\int u\ u^x\ d\ V = 1$. Die raumzeitlichen Eigenfunktionen sind damit durch $\psi_n = u_n \exp(-i E_n t/\hbar)$ gegeben. Die Normierung $\int \psi_n\ \psi_n^x\ d\ V = \int u_n\ u_n^x\ d\ V = 1$ ist evident, doch muß für zwei verschiedene Quantenzahlen $\int \psi_k\ \psi_1^x \cdot d\ V =$
$= e^{-i/\hbar (E_k - E_1) t} \int u_k\ u_1^x\ d\ V$ wegen $E_k - E_1 \neq o$ der Faktor $\int u_k\ u_1^x\ d\ V$ untersucht werden. Für die beiden verschiedenen Quantenzustände $k \neq 1$ folgt zunächst nach dem Green'schen Integralsatz $\int_R (u_k$ div grad $u_1^x - u_1^x$ div grad $u_k)\ d\ V =$
$= \oint (u_k\ \partial u_1/\partial N - u_1^x\ \partial u_k/\partial N)\ d\ F$, wenn N die nach aussen gerichtete Normale der R umgrenzenden Fläche o ist. Da R der ein unendlicher Integrationsraum ist, liegt auch o im Unendlichen, woraus $\oint (u_k\ \partial u_1^x/\partial N - u_1^x\ \partial u_k/\partial N)\ d\ F = 0$ und $\int_R (u_k$ div grad $u_1^x - u_1^x$ div grad $u_k)\ d\ V = o$ folgt. Einsetzen von div grad $u = -2m/\hbar^2\ (E - U)\ u$ liefert dann
$2m/\hbar^2\ (E_k - E_1) \int u_k\ u_1^x\ d\ V = o$, was wegen $E_k - E_1 \neq o$ nur durch $\int u_k\ u_1^x\ d\ V = o$ erfüllt sein kann. Mithin gilt allgemein $\int u_k\ u_1^x\ d\ V = \delta_{kl}$, das heißt, die räumlichen Eigenfunktionen bilden stets ein normiertes Orthogonalsystem, was für die raumzeitlichen Eigenfunktionen seinen Ausdruck in
$\int \psi_k\ \psi_1^x\ d\ V = \delta_{kl}\ e^{-i/\hbar (E_k - E_1) t}$ findet.

Jede Funktion ψ kann gemäß $\psi = \sum_n c_n\ \psi_n$ in eine endliche oder unendliche Fourierreihe harmonischer Glieder ψ_n entwickelt werden. Beschreibt ψ einen physikalischen Zustand, also die Situation eines physikalischen Systems, so muß jeder Zustandsgröße λ ein Operator Γ zugeordnet sein, dessen Wirkung auf ψ diese Zustandsgröße liefert, so daß immer ein Eigenwertproblem

$\Gamma ; \psi = \lambda \psi$ durch den Zustandsoperator Γ definiert ist. Offenbar ist der durch Γ beschriebene Zustand λ immer dann kontinuierlich, wenn das Eigenwertspektrum von Γ kontinuierlich ist, doch existieren Quantenstufen λ_n als zahlentheoretische Funktionen ganzzahliger Indizes (Quantenzahlen), wenn die Eigenwerte λ_n von Γ ein diskretes Punkspektrum bilden. Ein solches Punktspektrum liegt immer für $\Gamma ; \psi_n = \lambda_n \psi_n$ vor, das heißt die ψ_n sind Eigenfunktionen der quantenhaften Zustände λ_n, also des Eigenwertspektrums von Γ, und diese ψ_n müssen die harmonischen Glieder der Reihenentwicklung $\psi = \sum_n c_n \psi_n$ bilden. Zugleich ist $\int \psi_m \psi_n^x \, d V = \delta_{m,n}$, also $\int \psi \psi^x d V =$

$= \sum_{m,n} c_m c_n^x \int \psi_m \psi_n^x \, d V = \sum_{m,n} c_m c_n^x \delta_{m,n} =$

$= \sum_n c_n \cdot c_n^x$, was mit der Normierung $\int \psi \psi^x d V = 1$ verglichen $\sum_n c_n c_n^x = 1$ liefert, woraus folgt, daß die $c_n c_n^x$ Wahrscheinlichkeiten angeben. Wird $\Gamma ; \psi = \lambda \psi$ mit ψ^x multipliziert und räumlich integriert, so folgt, wenn $\Gamma ; \psi_n = \lambda_n \psi_n$ ein Eigenwertproblem mit diskreten Punktspektren der Eigenwerte beschreibt $\int \psi^x \Gamma ; \psi \, d V =$

$= \sum_{m,n} c_m^x c_n \int \psi_m \lambda_n \psi_n \, d V = \sum_{m,n} c_m^x \lambda_n c_n \int \psi_m^x \psi_n \, dV =$

$= \sum_{m,n} c_m^x \lambda_n c_n \delta_{m,n} = \sum_n \lambda_n c_n c_n^x = \tilde{\lambda}$, das heißt, die $c_n \cdot c_n^x$ ist die Wahrscheinlichkeit der Quantenstufen λ_n, der durch Γ gegebenen Zustandsgröße λ und $\int \psi^x \Gamma ; \psi \, d V = \tilde{\lambda}$ ist die mittlere Zustandsgröße, welche als makromare Zustandsgröße erscheint. Wenn die λ_n überhaupt eine physikalische Bedeutung haben sollen, müssen die $\lambda_n = \lambda_n^x$ reell sein. Allgemein gilt für die Zustandsgröße $\lambda = \lambda^x$ und $\tilde{\lambda} = \tilde{\lambda}^x$, also $\tilde{\lambda} - \tilde{\lambda}^x = 0$. Nun ist $\int \psi \, (\Gamma ; \psi)^x \, d V = \sum_n \lambda_n^x c_n c_n^x = \tilde{\lambda}^x$, was in $\tilde{\lambda} - \tilde{\lambda}^x = 0$ eingesetzt $\int (\psi^x \Gamma ; \psi - \psi (\Gamma ; \psi)^x) dV = 0$ als Bedingung für Γ liefert. Wenn also Γ eine reale physikalische Größe beschreiben soll, so muß Γ hermitesch sein. Die Größe ist ferner quantisiert, wenn die Eigenwerte von Γ ein diskretes Punktspektrum bilden. Die Erweiterung des korpuskular korrigierten Wellenbildes ist also zusammengefaßt in

$$\Gamma ; \psi = \lambda \psi, \quad \Gamma ; \psi_n = \lambda_n \psi_n , \psi = \sum_n c_n \psi_n ,$$

$$\tilde{\lambda} = \int \psi^x \Gamma ; \psi \, d V , \quad \tilde{\lambda} = \lambda^x ,$$

$$\int (\psi^x \Gamma ; \psi - \psi (\Gamma ; \psi)^x) \, d V = 0 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots 34b$$

und zwar ist diese Erweiterung eine direkte Folge der Normierung. Die Hermitezität von Γ entspricht $\hat{M} = \hat{M}^x$ im Korpuskularbild. Sind die λ_n Energiestufen oder Impulsquanten so wird $\Gamma = \varepsilon$, beziehungsweise $\Gamma = P$ mit dem Energie- oder Impulsoperator ,

$$\varepsilon = i \hbar \partial / \partial t , \quad P = - i \hbar \, \mathrm{grad} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 34c$$

identisch und diese Operatoren genügen 34 b .

Wenn nach Gleichung 33 die abstrakten Revisionen 34 und 34 a den gleichen Sachverhalt beschreiben, so muß eine abstrakte Synthese zwischen beiden möglich sein. Die Matrixtheorie 34 geht vom Korpuskularbild aus. Gegeben sei ein System mit n Freiheitsgraden, welches unter Vernachlässigung der Quantenphänomene durch den kanonischen Formalismus beschrieben werden kann, das heißt, zu den $1 \leq k \leq n$ generalisierten Koordinaten q_k gehören die n kanonisch konjugierten Impulse p_k und diese 2 n Variablen bestimmen die Funktion $H = H (q_k , p_k)_1^n$, die den Energieinhalt des ganzen Systems angibt. Die q_k und p_k können als Fourierreihen entwickelt und wegen des Quantenphänomenes durch hermitesche Matrizen dargestellt werden, welche wegen der kanonischen Konjugation nach 34 nicht komutativ sein können. $\hat{p}_k = \hat{p}_k^x$ und $\hat{q}_k = \hat{q}_k^x$ gelten, weil es sich um Matrizen physikalisch realer Größen handelt und eine Transformation auf die Diagonalform möglich sein muß. Mithin sind zwei n Matrizen gegeben, die die Funktion H in Matrixformen $\hat{H} = \hat{H} (\hat{p}_k , \hat{q}_k)_1^n$ ermöglichen, doch muß auch $\hat{H} = \hat{H}^x$ sein, was wegen des nichtverschwindenden Komutators der Argumente eine bestimmte Reihenfolge der Argumentmatrizen voraussetzt. Wegen $\hat{H} = \hat{H}^x$ muß für $\hat{H}$ das invariante Säkularpolynom der charakteristischen Gleichung , oder aber eine Unitärtransformation $\hat{S} \cdot \hat{S}^x = \hat{E}$ existieren, welche $\hat{H}$ gemäß $\hat{S} \, \hat{H} \cdot \hat{S}^{-1} = \hat{W}$ in das Diagonalschema $\hat{W}$ transformiert, das nur noch die stationären Energietherme enthält. Nach dem kanonischen Formalismus gilt

für den Energieeinhalt des Systems $H = \sum_{k=1}^{n} p_k^2/2m_k + U(q_k)_1^n$. n-

Wegen $p_k \cdot \psi = p_k ; \psi$ wird auch H zum Funktionaloperator, nämlich $H = U - \hbar^2/2 \sum_{k=1}^{n} 1/m_k \, (\text{div grad})_k$. Anderer - - seits ist $H \psi = \varepsilon ; \psi = \lambda \psi$, wenn die λ - Werte Eigenwerte des Energieoperators ε sind, so daß die aus dem kanonischen Formalismus hervorgehende Wellengleichung zum energetischen Eigenwertproblem $H ; \psi = \lambda \psi$ mit $H = U(q_k)_1^n -$

$- \hbar^2/2 \sum_{k=1}^{n} 1/m_k \, (\text{div grad})_k$ wird. Die Eigenwerte λ sind sowohl im Strecken- als auch im Punktspektrum Parameter des quantenhaften Systems, zu denen die entsprechenden Eigenfunktionen gehören, welche ein normiertes Orthogonalsystem bilden. Bei der Korpuskularbeschreibung eines quantenhaften Systems mit n Freiheitsgraden kommt es darauf an, 2 n kanonisch konjugierte Matrizen $\hat{p}_k' = \hat{p}_k'^{\times}$ und $\hat{q}_k' = \hat{q}_k'^{\times}$ mit $1 \leq k \leq n$ zu finden, die $i((\hat{p}_k' \times \hat{q}_k'^{\times})_-)_n = \hbar \cdot (\delta_{kl} \hat{E})_n \, (1 - \delta_{pq})$ genügen und mit der UnitäRtransformation $\hat{S} \cdot \hat{S}^{\times} = \hat{E}$ in die Diagonalform gebracht werden können. Wegen des unutären Charakters muß $\hat{S}$ mit der Kontragredienten identisch sein, das heißt , die Inverse muß eindeutig definiert sein, was $\hat{S} = \hat{o}$ ausschließt. Aus den 2 n Matrizen ist $\hat{H}(\hat{p}_k, \hat{q}_k)_1^n = \hat{H}^{\times}$ so aufzubauen , daß $\hat{S}$ eine unitäre Simultantransformation $\hat{H}(\hat{S}^{-1} \hat{p}_k' \cdot \hat{S}, \hat{S}^{-1} q_k' \cdot S)_1^n =$ $= \hat{S}^{-1} \hat{H} \cdot \hat{S} = \hat{W}(\hat{p}_k, \hat{q}_k)_1^n$ auf eine Diagonalform $W_{il} = W_i \delta_{il}$ leistet, wenn $\hat{S}^{-1}(\hat{p}', \hat{q}') \cdot \hat{S} = (\hat{p}, \hat{q})$ ebenfalls Diagonalformen sind. Aus $\hat{S}^{-1} \hat{H} \hat{S} = \hat{W}$ wird $\hat{H} \cdot \hat{S} = \hat{S} \cdot \hat{W}$ oder $\sum_{l=1}^{n} H_{kl} \cdot S_{ls} = W_s \cdot S_{sk}$. Ist $\bar{x}$ irgendein n - dimensionaler Vektor und bezeichnet λ irgendein Diagonalelement W_s , so kann die Transformation auch in der Form $\sum_{l=1}^{n} H_{kl} \, x_l = \lambda x_k$ geschrieben werden und dies ist ein Eigenwertproblem, welches ein Äquivalent zur charakteristischen Gleichung $\hat{H} - \lambda \hat{E} = \hat{o}$ bildet. Bei der Beschreibung im Wellenbild wirkt ein Funktionaloperator $H = H(q_k, \hbar \, \partial/\partial q_k)_1^n$ auf eine über dem n - dimensionalen Argumentbereich q_k (Zustandsraum) definierte Zustandsfunktion $\psi(q_k)_1^n$ derart, daß mit dem Eigenwertparameter ein Eigenwertproblem $H ; \psi = \lambda \psi$ definiert

niert worden ist. Die ψ sind im kontinuierlichen Zustandsraum n-Ω vom Volumenelement $dV = \prod_{k=1}^{n} dq_k$ definiert, während die $x_k = x(k)$ als zahlentheoretische Funktionen der n ganz- - zahligen Indizes aufgefaßt werden können und somit in einem dis - kontinuierlichen R Z definiert sind. Im Ω - Raum sind dann die x (k) Punkte, so daß nicht einfach ein Uebergang von $\sum_{l=1}^{n} H_{kl} x_l = \lambda x_k$ nach $H ; \psi = \lambda \psi$ durch einen Übergang vom Z - Raum in den Ω - Raum in Form einer metrischen Transformation möglich wird. Wegen 33 beschreiben aber beide Eigenwertprobleme den gleichen Sachverhalt, so daß im Limes der Übergang $x \to \psi$ durchführbar erscheint. Dann wird

$$\lim_{x \to \psi} \sum_{l=1}^{n} (\;) x_l = \int_{-\infty}^{+\infty} \cdots \int_{-\infty}^{+\infty} (\;) \prod_{k=1}^{n} dq_k = \int_{\Omega} (\;) dV$$

und $\lim_{x \to \psi} H_{kl} = H(q_k, q_k')_1$, wobei die 2 n Variablen q_k und q_k' den Ω - Raum durchlaufen. Damit wird $\lim_{x \to \psi} \sum_{l=1}^{n} H_{kl} x_l$

$$= \int_{\Omega} H(q_k, q_k')_1^n \, \psi(q_k')_1^n \, dV' \text{ mit } dV' = \prod_{k=1}^{n} dq_k' \text{ und}$$

$\lim_{x \to \psi} x = \psi(q_k)_1$, was für das Eigenwertproblem der Matrix-theorie das Eigenwertproblem eines Integraloperators

$$\int_{\Omega} H(q_k, q_k')_1^n \, \psi(q_k')_1^n \, dV' = \lambda \psi(q_k)_1^n$$ zur Folge hat. Entsprechend wird aus $H ; \psi = \lambda \psi$ des Wellenbildes, wenn $H(q_k, q_k')_1$ der Kern eines Integraloperators ist, die Beziehung $H ; \psi(q_k)_1^n = \int_{\Omega} H(q_k, q_k')_1^n \, \psi(q_k')_1^n \cdot dV'$.

Mit $\delta(q) = o$ für $q \neq o$ und $\delta(o) = 1$ kann der n - dimensionale Integraleinheitsoperator $E_{(n)} = \int_{\Omega} \prod_{k=1}^{n} \delta(q_k - q_k') \cdot () \, dV'$ mit dem Kern $\prod_{k=1}^{n} \delta(q_k - q_k')$ definiert werden, mit dessen Hilfe der Operatorkern H des den Differentialpperator H darstellenden Integraloperators in der Form $H(q_k, q_k')_1^n = H ; \prod_{k=1}^{n} \delta(q_k - q_k')$ dargestellt werden. Damit nimmt auch das Eigenwertproblem des Wellenbildes die $\int_{\Omega} H(q_k, q_k')_1^n \cdot \psi(q_k')_1^n \, dV' = \lambda \psi(q_k)_1^n$ völlig analoge Form $\int_{\Omega} H ; \prod_{k=1}^{n} \delta(q_k - q_k') \cdot \psi(q_k')_1^n \cdot dV' = \lambda \psi(q_k)_1^n$ an.

Auf diese Weise wurde mit Hilfe der Integraloperatoren das matrizenhafte Eigenwertproblem des Korpuskularbildes und das,durch einen differentiellen Funktionaloperator definierte des Wellenbildes in die formal gleiche Fassung gebracht. Eine Synthese zwischen Korpuskular- und Wellenbild wurde auf diese Weise angedeutet, doch wurde sie noch nicht vollzogen, weil der Operatorkern H den fingierten Kern des Einheitspperators enthält. Die aus den x (k) gebildeten Funktionen F_Z sind im diskontinuierlichen Z - Raum der ganzzahligen Indizes und die aus den ψ gebildeten Funktionen F_Ω im n-dimensionalen Ω - Kontinuum definiert. Es kommt nicht darauf an, eine metrische Transformation zwischen dem Z - und Ω - Raum zu finden. Vielmehr sollen Zusammenhänge zwischen den Funktionenmannigfaltigkeiten F_Z und F_Ω aufgefunden werden. Für die F_Ω im Ω - Kontinuum muß, mindestens $\int_\Omega \psi\, \psi^x \, d\,V < \infty$ gefordert werden, weil nur bei dieser Konvergenz die Normierung $\int_\Omega \psi\, \psi^x d\, V=1$ möglich wird, nach welcher erst die F_Ω zu physikalischen Aussagen fähig werden. Es liegt nahe,auch für die F_Z eine ähnliche Konvergenz $\sum_{l=1}^{n} x_l^2 < \infty$ zu fordern, bei welcher $x_1 = o$ ausgeschlossen wird, weil zu $\hat{S}$ die eindeutig Inverse existieren soll. Gilt aber diese Konvergenz der F_Z , so kann auch in der Form

$\sum_{l=1}^{n} x_l^2 = 1$ normiert werden und der Zusammenhang zwischen den F_Z und F_Ω wird durch die Limesrelation $\lim_{x} \sum_{l=1}^{n} x_l^2 = \int_\Omega \psi\, \psi^x \, d\, V = 1$ evident. Hieraus folgt aber, daß die beiden n - dimensionalen Räume Z und Ω nur Trägerräume von zwei unendlichen Funktionenmannigfaltigkeiten F_Z und F_Ω sind, welche ihrerseits wegen der Konvergenz nur Teilmannigfaltigkeiten ein und desselben abstrakten Funktionenmannigfaltigkeit φ sind. Immer dann wenn also über einen n - dimensionalen Trägerraum eine Funktionenmannigfaltigkeit $\varphi = \varphi\ (q_k)_1^n$ definiert ist, wobei die Koordinaten q_k des Trägerraumes generalisiert sein können und wenn die Normierung $\int_\Omega \varphi \cdot \varphi^x \, d\, V = 1$ mit dem Element $d\, V = \prod_{k=1}^{n} d\, q_k$ des Trägerraumes Ω möglich wird, gehört die Mannigfaltigkeit φ zu dem allgemeinen abstrakten Funktionenraum. Wenn darüberhinaus ein hermitescher Funktionaloperator auf diese Funktionen einwirkt und ein Eigenwertproblem definiert, so kann dieser Operator stets als Zustandsoperator die Funktion als Eigenfunktion des betreffenden

Zustandes und das Eigenwertspektrum als Spektrum der Quantenstufen aufgefaßt werden, wodurch irgendeine quantenhafte Situation eines Systems vollständig beschrieben wird. Die Sysnthese beider Revisionen im abstrakten Funktionenraumewird also ausgedrückt durch

$$\int_{\Omega} \varphi \; \varphi^{x} \, d\,V = 1 \,, \quad d\,V = \prod_{k=1}^{n} d\,q_k \,, \quad \Gamma \,; \quad \varphi = \lambda\, \varphi \,,$$

$$\int_{\Omega} (\varphi^{x}\, \Gamma \,; \; \varphi - \varphi \,(\, \Gamma \,; \; \varphi \,)^{x}\,)\, d\,V = o \;\ldots\ldots\ldots\ldots\; 35,$$

wenn Ω der n - dimensionale, generalisierte Trägerraum der Mannigfaltigkeit φ des abstrakten Funktionenraumes ist. Die Quantisierungsvorschrift läuft also auf folgendes hinaus : Sind die Operatoren von zwei kanonisch konjugierten Größen gegeben, so ist zunächst nach 35 die Hermitezität der Operatoren festzustellen und für die Zustandsfunktion φ ist der Nachweis zu führen, daß sie zum abstrakten Funktionenraum gehört, also daß die Konvergenz $\int_{\Omega} \varphi \; \varphi^{x} \; d \; V \prec \infty$ existiert. Danach sind die Eigenwerte der Operatoren zu bestimmen,die ihrerseits Punktspektren bilden müssen und in die Diagonalelemente von Matrizen eingesetzt, haben diese Diagonalmatrizen kanonisch konjugierte Eigenwerte dem System 34 zu genügen, womit die Quantisierung durchgeführt worden ist. Wenn aber die Eigenwertmatrizen 34 genügen, müssen auch die kanonisch konjugierten Operatoren, welche die Matrizenelemente erst erzeugen, den gleichen Relationen genügen. Mithin kann das Quantisierungsverfahren auf eine Analyse kanonisch konjugierter Operatoren reduziert werden. Ist Q_k der Operator irgendeines Feldes und P_i derjenige eines kanonisch konjugierten und sind p_i beziehungsweise q_k die Zugehörigen Eigenwerte, so ist das betreffende Feld quantisiert, wenn die kanonisch konjugierten Operatoren den Bedingungen entsprechen

$$\int_{\Omega} (\, \varphi^{x} (\, P_i \; Q_k \,) \; ; \; \varphi - \varphi \,(\, P_i^{x} \,, \; Q_k^{x} \,) \; ; \; \varphi^{+} \,)\, d \;\; V = o,$$

$$i \,(\, P_i \times Q_k)_{-} = \hbar \; \delta_{ik} \; (1 - \delta_{PQ}) \,, \; (\, P_i \,, \; Q_k) \; ; \; \varphi =$$

$$= (\, p_i \;\; q_k) \; \varphi \,, \int_{\Omega} \varphi \; \varphi^{x} \; d \; V \prec \infty \;\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\; 35a,$$

woraus auch die Quantenstufen der Zustandsgrößen ermittelt werden können. Die Wellengleichung 34 a gilt nur für $o \leq \beta \ll 1$, also für nichtrelativistische Geschwindigkeiten und kann daher nicht gegen die unitäre raumzeitliche Transformation $\hat{A} \; \hat{A}^{x} = \hat{E}$

invariant sein. Nach 35 definiert jeder Operator ein quantenhaftes Eigenwertproblem, wenn er im abstrakten Funktionenraum wirkt und hermitesch ist, so daß es naheliegt ein möglichst universelles, gegen A invariantes Gesetz so umzuformen, daß mit diesem Gesetz ein 35 genügender Operator definiert werden kann. Es bietet sich das aus dem elektromagnetischen Induktionsgesetz resultierende Äquivalent $E' = m \cdot c^2$ mit $m = m_o (1 - \beta^2)^{-1/2}$ und $E_o = m_o \cdot c^2$ an; denn es gilt $E'^2 - E_o^2 = p^2 c^2$ oder $E'^2 = c^2 \sum_{i=1}^{4} p_i^2$, wenn $p^2 = \sum_{i=1}^{3} p_i^2$ und $p_4 = m_o \cdot c$ gilt. Daraus wird

$E' = \pm c \sqrt{\sum_{i=1}^{4} p_i^2}$; doch kann dieser Ausdruck nicht radiziert werden, weil diese Operation nicht über dem zugrundegelegten komplexen algebraischen Körper durchführbar ist. Zur Linearisation hat man also zu einem anderen abstrakten algebraischen Körper überzugehen, dessen Elemente Matrizen $\hat{\alpha}_k$ sind, die so bestimmt werden müssen, daß $\hat{E}$ zu diesem algebraischen Körper gehört und aus der linearisierten Form $\hat{E} \cdot E' = \pm c \sum_{i=1}^{4} \hat{\alpha}_i p_i$ durch Quadratur $E'^2 = c^2 \sum_{i=1}^{4} p_i^2$ wird. Das bedeutet aber, daß vier Glieder vorhanden sind, daß die $\hat{\alpha}_i$ mindestens vierreihig und quadratisch sind und dem Antikommutatorgesetz $(\hat{\alpha}_i \times \hat{\alpha}_k)_+ = 2\,\delta_{ik}\,\hat{E}$ oder $((\hat{\alpha}_i \times \hat{\alpha}_k)_+)_4 = 2\,(\hat{E} \cdot \delta_{ik})_4 = 2\,\hat{E}\,(\delta_{ik})_4 = 2\,\hat{E}^2 = 2\,\hat{E}$ genügen müssen. Die Zustandsfunktion muß dann aber auch ein Vektorfeld sein, welches sich aus soviel Komponenten zusammensetzt, wie vom quadratischen Matrizentyp angegeben werden. Mindestens ist also $\bar{\psi} = \sum_{i=1}^{4} \bar{\psi}_i$, doch kann die Zustandsfunktion auch irgendein Tensorfeld sein. Ist U irgendein Potential Φ , so gilt $E' = E - U$, wo E der Eigenwertparameter des Operators ε ist, während $\bar{p} = \sum_{k=1}^{3} \bar{p}_k$ derjenige des Impulsoperators P ist. Verwendet man als neuen Operator $\hat{\nabla} = \sum_{i=1}^{3} \hat{\alpha}_i \partial/\partial x_i + i \cdot \hat{\alpha}_4 m_o c/\hbar$, so folgt für den Operatorzusammenhang $1/c\,(\partial/\partial t + i\,U/\hbar)\,\hat{E} \pm \hat{\nabla} = \hat{o}$. Da bei der Quadratur das alte Gesetz wieder resultieren muß, können die Elemente der $\hat{\alpha}_k$ nur die Werte o . ± 1 oder $\pm i$ haben. Da außerden noch das Antikommutatorgesetz $((\hat{\alpha}_i \times \hat{\alpha}_k)_+)_4 = 2\,\hat{E}$ erfüllt sein muß, ergibt sich für die vier Matrizen

$\hat{\alpha}_1 = \begin{pmatrix} 0001 \\ 0010 \\ 0100 \\ 1000 \end{pmatrix}$, $\hat{\alpha}_2 = \begin{pmatrix} 000-i \\ 00i0 \\ 0-i00 \\ i000 \end{pmatrix}$, $\hat{\alpha}_3 = \begin{pmatrix} 0010 \\ 000-1 \\ 1000 \\ 0-100 \end{pmatrix}$ und $\hat{\alpha}_4 \begin{pmatrix} 1000 \\ 0100 \\ 00-10 \\ 000-1 \end{pmatrix}$.

Damit nimmt die linearisierte Wellengleichung die Formen an

$$\hat{E}/c \cdot (\partial/\partial t + iU/\hbar) \; ; \; \bar{\psi} \pm \hat{\nabla} \; ; \; \bar{\psi} = \bar{0} \; ,$$

$$\hat{\nabla} = \sum_{k=1}^{3} \hat{\alpha}_k \cdot \partial/\partial x_k + i \hat{\alpha}_4 \cdot m_0 \; c/\hbar \; ,$$

$$((\hat{\alpha}_i \times \hat{\alpha}_k)_+)_4 = 2 \hat{E} \; , \; \bar{\psi} = \sum_{i=1}^{4} \bar{\psi}_i \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \; 36$$

und diese linearisierte Wellengleichung umfaßt wegen der Zweideutigkeit der Linearisierung $2 \cdot 4 = 8$ Wellengleichungen, die alle gegen die raumzeitlichen Unitärtransformationen $\hat{A}$ invariant sind.

Mit $m_0 = 0$ und $U = 0$ wird 36 zu $E/c - \pm \sum_{k=1}^{3} \alpha_k \cdot$

$: \dfrac{\partial \bar{\psi}}{\partial x_k} = \bar{0}$, was für die $\bar{\psi}_i$, da die $\hat{\alpha}_k$ bekannt sind vier zweideutige Komponentengleichungen liefert. Nimmt man im allgemeinen Fall $\bar{\psi} = \bar{D}' + i \bar{C}'$ komplex an und bildet man aus den beiden viedimensionalen reellen Vektoren zwei dreidimensionale $\bar{D}$ und $\bar{C}$ und berücksichtigt man weiterhin nur den negativen Zweig, so folgt rot $\bar{C} \sim \dot{\bar{D}}$, rot $\bar{D} \sim - \dot{\bar{C}}$, div $\bar{D} = 0$ und div $\bar{C} = 0$, was mit $\bar{D} = \bar{E}$ und $\bar{C} = \bar{H}$ das elektromagnetische Induktionsgesetz im Vakuum $\rho = 0$ liefert, aus welchem sich div grad $(\bar{E}, \bar{H}) = 1/c^2 \; \partial^2/\partial t^2 \; (\bar{E}, \bar{H})$ ergibt. Wird die zweite Gleichung mit i R multipliziert, zur ersten addiert und $\bar{\varphi} = \bar{E} + i \bar{H} R$ mit $R = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$ eingeführt (Raumwellenwiderstand), so folgt div grad $\bar{\varphi} = \ddot{\bar{\varphi}}/c^2$, was aber die Grundgleichung der Wellenoptik ist, welche wegen ihrer Vektornatur auch Polarisationsphänomene umschließt , im Gegensatz zur Skalargleichung div grad $\psi = \ddot{\psi}/c^2$, die sich aus der gegen $\hat{A}$ invariant gemachten Gleichung 34 a ergibt. Dies bedeutet, daß 36 einen höheren Aussagewert als 34 a hat. 36 kann noch erweitert werden, wenn U zu U' und $\bar{p}$ zu $\bar{p}'$, durch ein elektrostatisches Potential - V und einen elektromagnetischen Strahlungsimpuls $\bar{p}_e$ gemäß $U' = U - V$, und $\bar{p}' = \bar{p} + \bar{p}_e$ ergänzt werden. Mit dem Vektorpotential $\bar{A}'$, welches mit $\bar{H}$ im Zusammenhang $\bar{H} = \text{rot } \bar{A}'$ steht, wird $\bar{p}_e = q \bar{A}'$ und der Ladung $q = \mu_0 \bar{A}$ mit $\bar{A} = q \bar{A}'$, $q = \mu_0$. Gleichung 36 wird unter Berücksichtigung dieser Beziehungen zu

$$\hat{\varepsilon} \; ; \; \bar{\psi} \pm \hat{\Delta} \; ; \; \bar{\psi} = \bar{o} \; , \; \hat{\varepsilon} = \hat{E}/c \; (\partial/\partial t - U/\hbar + V/\hbar),$$

$$\hat{\nabla} = \sum_{k=1}^{3} \hat{\alpha}_k \; (\partial/\partial x_k + \mu_o \; A_k/\hbar) + i \; \hat{\alpha}_4 \; m_o \; c/\hbar \; ..... 36a$$

erweitert. Eine Iteration zweiten Grades von 36 a kann mit $\hat{D} = \hat{\varepsilon} \pm \hat{\nabla}$ durch Bildung von $(\hat{D} \; ; \; \bar{\psi}) (\hat{D} \; ; \; \bar{\psi})^{\times} = \hat{D} \; ; \; \hat{D}^{\times} ; \bar{\psi} = \bar{o}$, also durch Bildung des Operators $(\hat{\varepsilon} \pm \hat{\nabla}) \; ; \; (\hat{\varepsilon} \pm \hat{\nabla})^{\times}$ durchgeführt werden, dessen Einwirkung auf $\bar{\psi}$ zum Nullvektor wird. Das Ergebnis dieser Iteration ist dann

$$\hat{E} \; \Big[\mathrm{div}_4 \; \mathrm{grad}_4 \; \bar{\psi} - \frac{2i\mu_o}{\hbar} \; (\varepsilon_o \; U' \; \dot{\bar{\psi}} - (\bar{A} \; \mathrm{grad}) \; ; \; \bar{\psi}) \mp$$

$$\mp \; 1/\hbar^2 \; (U'^2/c^2 - \mu_o^2 \; A^2 - m_o^2 \; c^2) \cdot \bar{\psi} \Big] \; \mp$$

$$\mp \; 2\pi/hc \; \hat{\tau} \; \hat{\sigma} \; \mathrm{grad} \; U \; \bar{\psi} - \frac{8\pi^2 m_o}{h^2} \; \hat{E} \; (E_e + E_m) \; \bar{\psi} = \bar{o} \; ,$$

$$U' = U - V \; , \; E_m = \bar{M}_m \; \bar{H} \; , \; E_e = \bar{M}_e \; \bar{E} \; , \; \bar{M}_m = \bar{M} \; \hat{\sigma} \; ,$$

$$\bar{M}_e = \bar{M}/\mu_o^2 \cdot \hat{\tau} \; \hat{\sigma} \; , \; | \bar{M} | = \frac{\mu_o \; q \; h}{4 \pi \; m_o} \; , \; \hat{\sigma} = \sum_{k=1}^{3} \hat{\sigma}_k \; ,$$

$$\hat{\tau} = \prod_{i=1}^{4} \hat{\alpha}_i \; , \; \hat{\sigma}_1 = i \; \hat{\alpha}_3 \; \hat{\alpha}_2 \; , \; \hat{\sigma}_2 = i \; \hat{\alpha}_1 \; \hat{\alpha}_3 \; ,$$

$$\hat{\sigma}_3 = i \; \hat{\alpha}_2 \; \hat{\alpha}_1 \; ..... 36 b.$$

Die $\hat{\sigma}_k$ sind dabei die Spinmatrizen der drei Raumrichtungen, welche zu $\hat{\sigma}$ superponieren. Die ersten Glieder von 36 b sind mit der gegen $\hat{A}$ invarianten Form von 34 a identisch, doch hat 36 b wie auch 36 a einen wesentlich höheren physikalischen Aussagewert. Die Gleichung 36 und 36 b können immer dann als quantenhafte Operatorgleichungen aufgefaßt werden, wenn die Mannigfaltigkeit der komplexen Vektorfunktionen $\bar{\psi} = \sum_{k=1}^{4} \bar{\psi}_k$ zum abstrakten Funktionenraum gehören, das heißt, wenn unter Voraussetzung der Orthogonalität $\bar{\psi}_i \; \bar{\psi}_k \sim \delta_{ik}$ das Produkt $\bar{\psi} \; \bar{\psi}^{\times} = \sum_{k=1}^{4} \psi_k \; \psi'_k$ in der Form $\int \bar{\psi} \; \bar{\psi}^{\times} \; dV = 1$ normiert, also $\bar{\psi} \cdot \bar{\psi}^{\times}$ als Wahrscheinlichkeitsdichte gedeutet werden kann. Hierfür ist zunächst der Nachweis der zeitlichen Konstanz $\bar{\psi} \; \bar{\psi}^{\times} = \mathrm{const}\,(t)$ notwendig. Die iterierte Form $\hat{D} \; ; \; \hat{D}^{\times} \; ; \; \bar{\psi} = \bar{o}$ liefert vier komplexe Gleichungen $\bar{f} = \bar{o}$, beziehungsweise $f_k = o$ und damit $f_k \; \psi_k^{\times} + f_k^{\times} \; \psi_k = o$ oder

$\sum_{k=1}^{4} (f_k \psi_k^x + f_k^x \psi_k) = - 1/c \; \partial/\partial t \sum_{k=1}^{4} \psi_k \psi_k^x +$
$+ \partial/\partial x_1 (\psi_1 \psi_4^x + \psi_4 \psi_1^x + \psi_2 \psi_3^x + \psi_3 \psi_2^x) +$
$+ i \; \partial/\partial x_2 (\psi_1 \psi_4^x - \psi_4 \psi_1^x + \psi_3 \psi_2^x + \psi_2 \psi_3^x) +$
$+ \partial/\partial x_3 (\psi_1 \psi_3^x + \psi_3 \psi_1^x - \psi_2 \psi_4^x - \psi_4 \psi_2^x) = o,$

was aber der Kontinuitätsgleichung $\partial/\partial t \; \bar{\psi} \; \bar{\psi}^x + \operatorname{div} \bar{J} = o$ entspricht. Bei der Bildung von $f_k \; k + f_k \; k = o$ aus der iterierten Form kompensieren sich alle Glieder, welche U , V oder $\bar{A}$ oder q enthalten. Integration über den ganzen Konfigurationsraum Ω , also über den Trägerraum der Funktionenmannigfaltigkeit $\bar{\psi}$, liefert $o = \int_{\Omega} (\partial/\partial t \; \bar{\psi} \; \bar{\psi}^x + \operatorname{div} \bar{J}) \; d \; V =$
$= \partial/\partial t \int_{\Omega} \bar{\psi} \; \bar{\psi}^x d \; V + \int_{o} \bar{J} \; d \; \bar{F}$, wenn Θ die Ω umschließende Oberfläche ist, Liegt diese Fläche Θ im Unendlichen, so wird $\int_{\Theta} \bar{J} \cdot d \; \bar{F} = o$ und auch $\partial/\partial t \int_{\Omega} \bar{\psi} \; \bar{\psi}^x dV = o,$ während sich $\partial/\partial t \; \bar{\psi} \; \bar{\psi}^x = o$ für $\operatorname{div} \bar{J} = o$, ergibt . Zeitintegration liefert $\int_{\Omega} \bar{\psi} \; \bar{\psi}^x d \; V = \text{const } (t) < \infty$, was die Normierung $\int_{\Omega} \bar{\psi} \; \bar{\psi}^x \cdot d \; V = 1$ ermöglicht, woraus folgt, daß $\bar{\psi}$ zum abstrakten Funktionenraum gehört.

Das Äquivalent lo wurde aus dem elektromagnetischen Induktionsgesetz und den mechanischen Begriffsbildungen entwickelt, so daß diese Beziehung bereits eine Verknüpfung des Energiebegriffes mit der allgemeinen Trägheit (m) darstellt, die ein Maß der allgemeinen Gravitation ist. Anwendung des Quantenprinzips auf lo wiederum liefert den Quantendualismus der in letzter Konsequenz die allgemeine Operatorgleichung 36 ergab, die einen höheren Aussagewert als das von ihr implizierte elektromagnetische Induktionsgesetz besitzt. Dies bedeutet aber, daß von den drei Fällen die Ausbreitungsgeschwindigkeit gravitativer Feldstörungen von vornherein $c' \; (\mu) < \infty$ ausfällt, so daß nur noch $c' \to \infty$ und $c' = \text{const} < \infty$ in Erwägung gezogen werden muß, wo aber $c' \to \infty$ als sehr unwahrscheinlich anzusehen ist.

5.) Quantisierte kanonische Feldmechanik.

Alle Naturvorgänge, die sich im Raum und Zeit abspielen, müssen dem Prinzip $\delta \int_{t_1}^{t_s} \underline{L} \; d \; t = o$ mit $\underline{L} = \int L \; d \; V$ genügen, wonach stets die Aktion minimal bleibt. Ist L bekannt, so

können aus L ein kanonischer Formalismus und damit kanonische Feldgleichungen entwickelt werden, welche den $1 \leq i, k \leq n$ Freiheitsgraden des Systems entsprechend n Feldfunktionen ψ_k mit den zugehörigen kanonisch konjugierten Feldern π_i in Relation setzen. Das energetische Verhalten des Systems wird vollständig durch die Funktion H beschrieben. Diese kanonische Feldmechanik ist quantisierbar, wenn den Größen π_i , ψ_k , H und L hermitesche Operatoren P_i ; $\varphi = \pi_i \cdot \varphi$, Q_k ; $\varphi = \psi_k \varphi$, so wie $\wedge$; $\varphi = L \varphi$ und H ; $\varphi = \lambda \varphi$ zugeordnet werden, die alle den Bedingungen 35 a zu genügen haben. Insbesondere müssen für die kanonisch konjugierten Operatoren P_i und Q_k Vertauschungsrelationen erfüllt sein. Der hermitesche Operator H wiederum kann aus den 2 n kanonisch konjugierten Operatoren und $\wedge$ gemäß $H = \sum_{j=1}^{n} P_j$; $\dot{Q}_j - \wedge$ aufgebaut werden. Die Quantisierung des kanonischen Formalismus wird alsom mit

$$(P_j , Q_j , \wedge , H) ; \varphi = (\pi_j , \psi_j , L , \lambda) \varphi ,$$

$$H = \sum_{j=1}^{n} P_j ; \dot{Q}_j - \wedge \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 37$$

durchgeführt, wenn 35 a verwendet wird. Im Zellenbild $\delta V_{(s)}$ gilt $i (\pi_{(s)j} \quad (s')j')_- = \hbar \delta_{jj} \delta_{ss'}/\delta V_{(s)} (1-\delta_{\pi})$ oder mit $\mathcal{H}_{(s)j} = \mathcal{H}_j (V)$ und $\delta_{ss'}/\delta V_{(s)} = \delta (V , V')$ auch $i (\pi_j (V) \times \psi_j, (V'))_- = \hbar \delta_{jj'} \delta (V , V') \cdot (1 - \delta_{\pi\psi}) .$

Beim Übergang zum Feldkontinuum $\delta V_{(s)} \rightarrow o$ wird $\lim_{\delta V_{(s)} \rightarrow o} \delta(V,V') =$ $= \delta (V - V')$ und aus $\int \delta (V , V') \cdot d V = 1$ beziehungsweise $\int f \delta (V,V') d V = \tilde{f}$ wird $\int \delta (V-V') \, d V = 1$ und $\int f (V) \delta (V -V') d V = f (V')$, so daß aus dem Kommutatorgesetz der kanonisch konjugierten Operatoren

$$i (P_j (V) \times Q_j, (V'))_- \hbar \delta_{jj'} \cdot \delta (V-V') \cdot (1-\delta_{PQ}) \ldots\ldots$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 37a$$

wird, wobei $\delta (V-V')$ die räumliche δ- Funktion ist. Voraussetzung für 37 a ist die zeitliche Konstanz der Operatoren. Sind die Q_j

linear von t abhängig, so gilt 37 a für $\dot{Q}_j$ und hieraus kann $H = \sum_{j=1}^{n} P_j \; ; \; \dot{Q}_j - \wedge$ gebildet werden. Wegen der Operatoreigenschaft von H wird $\underline{H} = \int H \; () \; d\,V$ zum Integraloperator, der hermitesch sein muß, was durch Symmetrisierung erreichbar ist. Nach dem kanonischen Formalismus gilt $\dot{q}_j = \partial \underline{H} / \partial p_j$ und $\dot{p}_j = - \partial \underline{H} / \partial q_j$. Andererseits ist aber $\partial \underline{H} / \partial p_j = i/\hbar \; (\underline{H} \quad q_j)_-$ und $- \partial \underline{H} / \partial q_j = i/\hbar \; (\underline{H} \times p_j)_-$, so daß allgemein, wenn ξ irgendein von den 2 n variablen p_i und q_j abhängige Funktion ist, die t nicht explizit enthält, $i\,(\underline{H} \times \xi)_- = \hbar \cdot \dot{\xi}$, oder wenn die ξ Eigenwerte eines Operators ϕ sind, ergibt sich der Operatorzusammenhang

$$i\,(\underline{H} \times \phi)_- = \hbar \, \dot{\phi} \; , \quad \phi = \phi \; (P_j \; , \; Q_j)_1^n \; ,$$

$$\underline{H} = \sum_{j=1}^{n} \int P_j \; ; \; \dot{Q}_j \; ; \; () \; d\,V - \int \wedge \; ; () \; d\,V \; \ldots\ldots 37b,$$

was zusammen mit 37 a und 37 die quantisierten kanonischen Feldgleichungen liefert.

In der nicht quantisierten Theorie ist $\underline{H} = \int H \; d\,V$ der Energieinhalt des gesamten Systems, also $H = d\underline{H}/dV$ die Energiedichte , für welche $dH/dt = o$, also $\dot{H} + \operatorname{div} \bar{S} = o$ mit der Energieströmung $\bar{S}$ gelten muß. Für $\dot{H}$ folgt wegen der Ener-

$$H = \sum_{j=1}^{n} \pi_j \; \dot{\psi}_j - L \quad \text{und} \quad \pi_j = \partial L / \partial \dot{\psi}_j \quad \text{die Beziehung}$$

$$\partial H/\partial t = \sum_{j=1}^{n} \Big\{ \dot{\psi}_j \; \partial/\partial t \; \partial L/\partial \dot{\psi}_j + \ddot{\psi}_j \cdot \partial L/\partial \dot{\psi}_j - \Big.$$

$$\Big. - \Big(\dot{\psi}_j \; \partial L/\partial \psi_j + \ddot{\psi}_j \; \partial L/\partial \dot{\psi}_j + \sum_{k=1}^{3} \partial \dot{\psi}_j/\partial x_k \cdot \frac{\partial L}{\partial \frac{\partial \psi_j}{\partial x_k}} \Big) \Big\}$$

oder mit den Gleichungen der kanonischen Feldmechanik

$$\partial H/\partial t = - \sum_{j=1}^{n} \sum_{k=1}^{3} \Big\{ \dot{\psi}_j \; \partial/\partial x_k \; \frac{\partial L}{\partial \frac{\partial \psi_j}{\partial x_k}} + \Big.$$

$$\Big. + \partial \dot{\psi}_j/\partial x_k \cdot \frac{\partial L}{\partial \frac{\partial \psi_j}{\partial x_k}} \Big\} = \sum_{k=1}^{3} \partial/\partial x_k \sum_{j=1}^{n} \psi_j \; \frac{\partial L}{\partial \frac{\partial \psi_j}{\partial x_k}} \cdot$$

Somit wird $\dot{H} + \operatorname{div} \bar{S} = 0$ mit $S_k = \sum_{j=1}^{n} \dot{\psi}_j \frac{\partial L}{\partial \frac{\partial \psi_j}{\partial x_k}}$

erfüllt. Neben H kann eine Impulsdichte $\bar{G} = d\bar{G}/dV$ des Gesamtimpulses $\underline{\bar{G}}$ definiert werden, für die $\dot{\bar{G}} + \overline{\operatorname{div}}\ {}^2\bar{\tau} = \bar{o}$ mit dem räumlichen Spannungstensor ${}^2\bar{\tau}$ der Impulsströmung gelten muß. Mit diesen Größen wiederum kann, wenn $x_4 = i\,c\,t$ ist, ein raumzeitlicher Energiedichtetensor ${}^2\bar{T}$ aufgebaut werden, dessen Raumkomponenten $[T_{ik}]_3 = {}^2\bar{\tau}$ bilden, während $T_{4,4} = -H$ und $T_{4,k} = i/c\ S_k$, sowie $T^{\times}_{4,k} = i\,c\,G_k$ sind. Für diesen Tensor gilt das speziell relativistische Gesetz $\overline{\operatorname{div}}_4\ {}^2\bar{T} = \bar{o}$, dessen Realteil den Impulssatz und dessen Imaginärteil den Energiesatz liefert. Man hat also zusammengefaßt

$$\overline{\operatorname{div}}_4\ {}^2\bar{T} = \bar{o}\ ,\quad [T_{ik}]_3 = {}^2\bar{\tau}\ ,\quad T_{44} = -H\ ,$$

$$T_{4k} = i/c\ S_k\ ,\quad T^{\times}_{4,k} = i\,c\,G_k\ ,\quad \dot{\bar{G}} + \overline{\operatorname{div}}\ {}^2\bar{\tau} = \bar{o}\ ,$$

$$S_k = \sum_{j=1}^{n} \dot{\psi}_j \frac{\partial L}{\partial \frac{\partial \psi_j}{\partial x_k}} \qquad \text{..... 38.}$$

Werden die nicht quantisierten kanonischen Feldgleichungen angewendet, so ergibt sich für die $T_{\mu\gamma}$ die Darstellungsmöglichkeiten

$$T_{\mu\gamma} = -\sum_{j=1}^{n} \frac{\partial \dot{\psi}_j}{\partial x_\gamma} \frac{\partial L}{\partial \frac{\partial \psi_j}{\partial x_\mu}} + L\,\delta_{\mu\gamma}\ ,\quad \text{woraus}$$

$$\mathfrak{G}_k = \sum_{j=1}^{n} \frac{\partial L}{\partial \dot{\psi}_j} \cdot \frac{\partial \psi_j}{\partial x_k} = \sum_{j=1}^{n} \pi_j \frac{\partial \psi_j}{\partial x_k} \quad \text{oder}$$

$$\bar{G} = \sum_{j=1}^{n} \pi_j\ \operatorname{grad}\ \psi_j\ ,$$

weil sonst die Spaltung von $\overline{\operatorname{div}}_4\ {}^2\bar{T} = \bar{o}$ in Real- und Imaginärteil nicht die Erhaltungssätze liefert. $T_{\mu\gamma}$ ist nicht die einzige mögliche Darstellungsweise von ${}^2\bar{T}$, die $\overline{\operatorname{div}}_4\ {}^2\bar{T} = \bar{o}$ ermöglicht. Sind $M_{\mu\gamma\gamma'} = T_{\mu\gamma}\,x_\gamma - T_{\mu\gamma'}\,x_\gamma$ die Komponenten des antihermiteschen Drehimpulstensors ${}^3\bar{M}$, so gilt $\overline{\operatorname{div}}_4\ {}^3\bar{M} = {}^2\bar{T} - {}^2\bar{T}^{\times}$, das heißt, $\overline{\operatorname{div}}_4\ {}^3\bar{M} = {}^2\bar{o}$ wird nur für ${}^2\bar{T} = {}^2\bar{T}^{\times}$ möglich, doch ist ${}^2\bar{T} = {}^2\bar{T}^{\times}$ kein Kriterium für ${}^2\bar{T}$; denn auch für ${}^2\bar{T} \neq {}^2\bar{T}^{\times}$ ist $\overline{\operatorname{div}}_4\ {}^2\bar{T} = \bar{o}$ erfüllbar. Immer dann, wenn keine Wechselwirkung des Feldes mit irgendwelchen Fremdfeldern vorliegt, ist L nur von den ψ_j und ihren ersten

Ableitungen nach Raum und Zeit abhängig. Tritt dagegen noch ein solches Fremdfeld auf, so ist L auch noch explizit von den Raum- zeitkoordinaten abhängig und dann wird $\overline{\overline{div}}_4\ {}^2\overline{T} = grad_4\ L \neq \overline{o}$ und dieses Gestz ist offenbar allgemein gültiger als $\overline{\overline{div}}_4\ {}^2T = \overline{o}$. Die Aussagen über den raumzeitlichen gegen $\hat{A}$ invarianten Energie- dichtetensor sind also zu ergänzen durch

$$\overline{\overline{div}}_4\ {}^2\overline{T} = grad_4\ L\ ,\quad \overline{\overline{div}}_4\ {}^3\overline{M} = {}^2\overline{T} - {}^2\overline{T}^{\times},\ grad_4\ L = \overline{o}\ ,$$

$$T_{\mu\gamma} = -\sum_{j=1}^{n} \frac{\partial \psi_j}{\partial x_\gamma} \frac{\partial L}{\partial \frac{\partial \psi_j}{\partial x_\mu}} + L\ \delta_{\mu\gamma}\ ,$$

$$\overline{G} = \sum_{j=1}^{n} \pi_j \cdot grad\ \psi_j \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 38a.$$

Die Erhaltung des Drehimpulses $\overline{\overline{div}}_4\ {}^3\overline{M} = {}^2\overline{o}$ kann stets durch die Hermitesierung von ${}^2\overline{T} \neq {}^2\overline{T}^{\times}$, also durch Zufügung additiver Glieder erzwungen werden, weshalb ${}^2\overline{T}$ auch als kanonischer Energie- tensor bezeichnet wird. Seine Symmetrieeigenschaften werden durch die in L zum Ausdruck gebrachten Invarianzeigenschaften bestimmt. Zur Quantisierung von 38 und 38a wird 35a und $i\ (\underline{H} \times \phi)_- = \hbar\ \dot{\phi}$ verwendet. Es ist $\dot{\underline{H}} = i/\hbar\ (\underline{H} \times \underline{H})_- = o$ und $\dot{\underline{G}} = i/\hbar\ (\underline{H} \times \underline{G})_- = \overline{o}$, aber $\dot{H} \cdot \hbar = i\ (\underline{H} \times H)_- = -\hbar\ div\ \overline{S}$ und $\hbar\ \dot{\overline{G}} = i\ (\underline{H} \times \overline{G})_- = -\hbar\ \overline{\overline{div}}\ {}^2\overline{\tau}$. Hieraus werden die $T_{\mu\gamma}$ gebildet, so daß auch diese dem Komutatorgesetz zu genügen haben. Andererseits sind die $T_{\mu\gamma}$ durch die π_j, ψ_j und L gegeben, die aber Eigenwerte hermi- tescher Operatoren sind, so daß $T_{\mu\gamma}$ Funktionalpperatoren sind, die im Sinne der Operatortheorie hermitesiert werden müssen. ${}^2\overline{T}$ ist somit ein tensorieller Funktionalpperator, für den das Quanti- sierungsgesetz

$$i\ ({}^2\overline{T}_i\ (V) \times {}^2\overline{T}'_k\ (V'))_- = \hbar\ {}^2\overline{E}\ \delta_{ik}\ \delta\ (V - V') \cdot (1 - \delta_{TT'})\ ,$$

$$\int (\varphi^{\times}\ {}^2\overline{T}\ ;\ \varphi - \varphi\ ({}^2\overline{T}\ ;\ \varphi)^{\times})\ .\ d\ V = {}^2\overline{o} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots 39,$$

wenn ${}^2\overline{T}$ als hermitescher tensorieller Funktionaloperator nicht explizit von t abhängt. Liegt trotzdem eine solche explizite Abhängigkeit vor, so muß, wenn es sich im allgemeinen um einen her- miteschen Operator C handelt, die imaginäre Koordinate $x_4 = ict$ eingefügt werden, derart, daß x_4 wegen der Invarianz gegen $\hat{A}$ keine Sonderstellung gegen die übrigen Raumkoordinaten x_k ein -

nimmt , denn wegen $\hat{A}$ sind alle vier Raumkoordinaten gleichberechtigt, aber nicht notwendig vertauschbar. Mit einem Raumzeitelement $d\Omega \sim \prod_{k=1}^{4} dx_k$ und $\underline{L} = L\,dV$ wird $\int_{t_1}^{t_2} \underline{L}\,dt =$

$= 1/ic \cdot \int\int\int\int_{\Omega} L \prod_{k=1}^{4} dx_k \sim 1/ic \cdot \int_{\Omega} L\,d\Omega$ oder

$\delta \int_{\Omega} L\,d\Omega = o$, was bereits eine gegen $\hat{A}$ invariante Form des Extremalprinzips ist. Das Vertauschungsgesetz für den explizit von t abhängigen hermiteschen Operator C wird dann, wenn C zugleich aus kanonischen Operatoren aufgebaut ist zu

$$i\,(C_k(V,t)\quad C_l'(V',t'))_- = \hbar\,\delta(\Omega-\Omega')\cdot\delta_{kl}(1-\delta_{CC'}),$$

$$\delta\int_{\Omega} L\cdot d\Omega = o\,,\ d\Omega \sim \prod_{k=1}^{4} dx_k \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 39a.$$

Sind im kanonischen Formalismus die $\psi_j \sim \psi_j' + i\,\psi_j''$ komplex, so ist L nicht aus den n Funktionen ψ_j, sondern aus den $2n$ komplexen Funktionen ψ_j und ψ_j^x zu bilden. Sonst ändert sich an dem Formalismus nichts. Ist $n = 1$, so daß nur ψ und $\psi^x \neq \psi$ vorhanden sind, so kann mit der reellen Phasenkonstanten $\alpha = \alpha^x$ die Eichtransformation $\underline{\psi} = \psi \cdot e^{i\alpha}$, beziehungsweise $\underline{\psi}^x = \psi^x e^{-i\alpha}$ durchgeführt werden und es zeigt sich, daß $^2\overline{T}$ gegen diese Transformationen $e^{\pm i\alpha}$ invariant bleibt. Mit $\varepsilon \neq \varepsilon = \text{const}$ und den Funktionen ψ beziehungsweise ψ^x kann dann eine skalare Größe ϱ und ein Vektor $\bar{s}$ definiert werden, daß beide Größen für $\psi = \psi^x$ verschwinden und $\dot{\varrho} + \operatorname{div}\bar{s}$ die Infinitesimaländerung von L mit α angibt. Aus ψ, ψ^x und ε können die Größen ϱ und $\bar{s}$ nur in einer einzigen Weise aufgebaut werden, die den Forderungen entspricht, nämlich

$$\varrho = -i\varepsilon\,(\pi\psi - \pi^x\psi^x),$$

$$s_k = -i\varepsilon\left(\frac{\partial L}{\partial\frac{\partial\psi}{\partial x_k}}\psi - \frac{\partial L}{\partial\frac{\partial\psi^x}{\partial x_k}}\psi^x\right), \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots 40.$$

$$\varepsilon = \varepsilon^x = \text{const.}$$

Tatsächlich folgt daraus $\dot{\varrho} + \operatorname{div}\bar{s} = -i\varepsilon\,(L/\ +$

$$+ \sum_{k=1}^{3} \frac{\partial L}{\partial\frac{\partial\psi}{\partial x_k}} \cdot \partial\psi/\partial x_k + \partial L/\partial\dot{\psi}\ \dot{\psi}) -$$

$$- \left(\partial L/\partial \psi^{\times} \; \psi^{\times} + \sum_{k=1}^{3} \cdot \frac{\partial L}{\partial \frac{\partial \psi^{\times}}{\partial x_k}} \cdot \partial \psi^{\times}/\partial x_k + \right.$$

$$\left. + \partial L/\partial \dot{\psi}^{\times} \; \dot{\psi}^{\times} \right) \} = dL/d\alpha$$

. Nun ist aber L gegen $e^{\pm i\alpha}$ invariant, was $dL/d\alpha = o$, also $\dot{\varrho} + \operatorname{div} \bar{s} = o$ zur Folge hat. Die in 4o aufgebauten Größen stehen also durch eine Kontinuitätsgleichung im Zusammenhang. Tatsächlich wird $\varrho = o$ und $\bar{s} = \bar{o}$ für $\psi = \psi^{\times}$. Mit $x_4 = ict$ wird $\dot{\varrho} = ic \, \partial \varrho / \partial x_4$ und man kann $S_4 = ic \, \varrho$ als zeitartige Komponente einführen, so daß $\bar{S} = \bar{s} + i c \, \bar{e}_4 \cdot \varrho$ und aus $\dot{\varrho} + \operatorname{div} \bar{s} = o$ die Beziehung $\operatorname{div}_4 \bar{S} = o$ wird. Bei der Quantisierung sind ϱ und $\bar{s}$, so wie die ψ als hermitesche Operatoren aufzufassen. Es gilt $i \, (\underline{H} \times \varrho)_- = \hbar \dot{\varrho} = - \hbar \operatorname{div} \bar{s}$, das heißt

$$i \, (\underline{H} \times \varrho)_- = - \hbar \operatorname{div} \bar{s} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \text{4oa.}$$

Ist $n > 1$, das heißt, hängt L von n Funktionen $\psi_j \neq \psi_j^{\times}$ ab, so ändert sich an dem Formalismus 4o nichts. ϱ und $\bar{s}$ verhalten sich wie elektrische Ladungsdichten und Stromdichte, so daß es nahe liegt, elektrisch geladene Materiefeldquanten durch $\psi_j \neq \psi_j^{\times}$ und neutrale durch $\psi_j = \psi_j^{\times}$ zu beschreiben. Im allgemeinsten Fall sind die ψ_j nicht nur skalar, sondern können Tensorfelder beliebigen Grades sein. Es kann aber der Formalismus ohne weiteres auf diese beliebigen Tensorfelder erweitert werden.

Ist zum Beispiel $\psi = \psi^{\times}$ ein Skalarfeld, für welches $L = 1/2 \left\{ \dot{\psi}^2 - c^2 \, (\operatorname{grad} \psi)^2 - c^2 \, \mu^2 \, \psi^2 \right\}$ mit $\mu = \mu^{\times} =$ const gilt, so ist $Q ; \varphi = \psi \, \varphi$ und $P ; \varphi = \pi \, \varphi$ mit $\pi = \partial L/\partial \dot{\psi}$ zu setzen. Wenn außerdem noch $\Lambda ; \varphi = L \, \varphi$ gilt, können die Operatoren H und $\underline{H}$ gebildet werden, was zu den Zusammenhängen $i \, (\underline{H} \times Q)_- = \hbar P$, sowie $i \, (\underline{H} \quad P)_- = c^2 \, \hbar \, (\operatorname{div} \operatorname{grad} - \mu^2) ; Q$ und $i \, (\underline{H} \times \Lambda)_- = \hbar \dot{\Lambda}$ führt, was zur Quantisierung verwendet werden kann, weil $i(P \times Q)_- = \hbar$ gelten muß. Der tensorielle Funktionaloperator der Energie wird dann zu $T_{\mu\gamma} = c^2 \, \partial Q/\partial x_\mu \cdot \partial Q/\partial x_\gamma + L \, \delta_{\mu\gamma}$. Ist im anderen Fall $\bar{\psi} \neq \bar{\psi}^{\times}$ komplex vektoriell $\bar{\psi} = \sum_{i=1}^{4} \bar{\psi}_i$ und gilt

$$L = - 1/2 \sum_{\mu,\gamma=1}^{4} f_{\mu\gamma} \, f_{\mu\gamma}^{\times} - \mu^2 \, \bar{\psi}^{\times} \, \bar{\psi} \text{ , worin}$$

$\bar{f} = \operatorname{rot}_4 \bar{\psi}$ ist, so folgt entsprechend

$T_{\mu\gamma} = \frac{\varepsilon}{Q} \left(f_{\mu\varsigma} \left(\bar{\psi}^{\times} \right) f_{\gamma\varsigma} + f_{\gamma\varsigma} \left(\bar{\psi}^{\times} \right) f_{\mu\varsigma} \right) +$

$+ \mu^2 \left(\psi^{\times}_{\mu} \psi_{\gamma} + \psi^{\times}_{\gamma} \psi_{\mu} \right) + L \delta_{\mu\gamma}$. Im allgemeinen ist

${}^2\bar{T} = {}^2\bar{T}^{\times}$ nur für skalare ψ erfüllt, während für Vektorfunktionen stets ${}^2\bar{T} \neq {}^2\bar{T}^{\times}$ gilt, doch kann durch additive Glieder hermitesiert werden.

6.) Evolution der Populationen im variablen Biotop.

Nach der deduktiven analytischen Untersuchung der empirischen Aussagen α , β und δ der phänomenologischen Induktion ist noch die Analyse der Aussage $\mathcal{J}\!\!\!/$ in Bezug auf lebende Organismen offen. Von allen in B IV untersuchten Eigenschaften der Organismen enthält $\mathcal{J}\!\!\!/$ diejenigen, die nicht nur universell allen Organismenarten zukommen, sondern darüberhinaus analytisch über dem Quantitätsaspekt erfaßbar sind. Eine Deduktion von $\mathcal{J}\!\!\!/$ muß also aufzeigen, bis zu welchem Grade die Organismen im Quantitätsaspekt hinsichtlich des elementaren Lebensprozesses beschreibbar sind und welche Methodik zur vollständigen Beschreibung dieses Elementarprozesses des Lebens jenseits des Quantitätsaspektes zu konzipieren ist.

Die phänomenologisch induktive Aussage $\mathcal{J}\!\!\!/$ enthält vier analytisch faßbare Aussagen über den elementaren Lebensprozeß:

a) Die empirisch als hierarchisch geschichtete Wirkungsgefüge definierten Organismen reduplizieren identisch, das heißt, eine Fortpflanzungseinheit aus $q \geq 1$ Individuen produziert $p > o$ Organismen der gleichen Art, von denen $Z \leq p$ nicht zur Fortpflanzung kommen. Die identische Reduplikation ist nur innerhalb einer Organismenart möglich.

b) Längs der Phylogenese kommt es zu exogenen, endogenen und spontanen Mikromutationen (x , y , z) des genetischen Informationsmusters, deren Änderung mit der Zeit t die Mutationsbewegung $\mu = \dot{x} + \dot{y} + \dot{z} = \text{const } (t)$ längs der Typostase kennzeichnet.

c) Die Typoklinencharakteristik $v\ (t)$ (Evolutionsgeschwindigkeit) ist nach 45 B IV 3 während der Typogenese und Typolyse nicht - linear, so daß Evolution- und Mutationsbewegung nicht identisch sind.

d) Auf der Typokline gibt es keine singulären Unendlichkeitsstellen so daß stets $v < \infty$ bleibt.

Zunächst kann versucht werden, aus a eine die Population charakterisierende Zustandsgröße zu zu entwickeln, in welcher jedoch die Anfangspopulation $A \geq q$ zur Zeit $t = o$ im Biotop B, sowie Generationsziffer n nicht enthalten sein dürfen. Die Anfangsbesetzung von B ist $Q_o = A$. Kommen als kennzeichnende Größen der Organismenart im Mittel $N = p - Z \geq o$ Organismen in jeder Generation zur Fortpflanzung, dann ist B in der ersten Generation mit $Q_1 = A \cdot N/q$, in der zweiten Genration mit $Q_2 = A\ (N/q)^2$ und in der Dritten mit $Q_3 = A\ (N/q)^3$ Organismen der diskutierten Art besetzt. Anwendung des vollständigen Induktionsschlusses liefert für die Generation n die Besetzung $Q_n = A \cdot (N/q)^n$. Da hierin A als Faktor und n als Potenz auftritt, ist Q_n noch keine zur allgemeinen Analyse geeignete Zustandsgröße. Ist $\log_b$ irgendein Logarithmus zu einer Basis b, dann kann $\phi_n = \log_b Q_n = n \log_b (N/q) + \log_b A$ gewählt werden; denn für den Übergang von n-1 nach n ergibt sich ein Ausdruck $\phi = \phi_n - \phi_{n-1} = \log_b (N/q)$, welcher A und n nicht mehr enthält, so daß ϕ eine geeignete Zustandsgröße der Organismenart hinsichtlich ihrer sexuellen Entfaltung ist. Zur Interpretation muß berücksichtigt werden, daß $N/p = 1 - Z/p = w \leq 1$ eine Fortpflanzungswahrscheinlichkeit darstellt, während $q/p = w_o$ die Ursprungswahrscheinlichkeit dafür ist, daß die Fortpflanzungseinheit p Organismen produziert. Zum einen ist also $N/q = w/w_o$ ein Wahrscheinlichkeitsverhältnis, und zum anderen kann jeder Logarithmus zur Basis b durch einen Modul $\beta(b)$ gemäß $\log_b = \beta \cdot \ln$ auf den Logarithmusnaturalis reduziert werden, so daß die Zustandsgröße zu $\phi = \beta \cdot \ln (w/w_o)$ wird. Da es sich bei der Population eines Biotop stets um eine statistische Masse handelt, und alle Größen statistischer Natur sein müssen, kann nach C I 2 aus $\ln (w/w_o)$ eine den Fortpflanzungswahrscheinlichkeiten entsprechende Sexualentropie definiert werden, deren Differenz $S \sim \ln (w/w_o)$ den Übergang von n - 1 nach n kennzeichnet. Dies bedeutet aber, daß $\phi = \beta\ \alpha\ S$ mit dem Proportionalitätsfaktor $\alpha > o$ einer Differenz der Sexualentropie zwischen zwei aufeinanderfolgenden Generationen entspricht. In $\ln (w/w_o) = \alpha S$ ist das Wahrscheinlichkeitsverhältnis $\gamma = w/w_o = p/q - Z/q = \omega - \eta$ mit $\omega = p/q$ und $\eta = Z/q$ eine weitere Zustandsgröße der Organismenart, welche wegen

$\psi = \omega - \eta$ binären Charakter trägt und den Organismus als Doppelsystem kennzeichnet, welches trotz seiner Labilitär existiert. Es ist nämlich $\omega = p/q$ ein Maß sexueller Vitalität, also der Quantität, während $\eta = Z/q$ als Maß der Mortalität die Qualität angibt, so daß die Binärgröße $\psi = \omega - \eta$ Quantität und Qualität der Organismenart darstellt. Wegen $\psi = w/w_o$ folgt für den Zusammenhang zwischen dieser Quantität und Qualität darstellenden Binärgröse und der Sexualentropie $\ln \psi = \alpha S$ mit dem Parameter $\alpha > o$ der betreffenden Organismenart.

Wegen der Stabilitätstendenz aller Organismen wird das genetische Informationsmuster hereditär zeitlich durch die Generationskette der Phylogenese getragen. Nach der Aussage b aus $\mathfrak{H}$ kann dieses Informationsmuster Mikromutationen erfahren, derart, daß der statistische Trend der Mutationsbewegung $\mu = \dot{x} + \dot{y} + \dot{z} = \text{const}(t)$ verläuft. Nach der paläonthologischen Aussage c gilt aber für den statistischen Trend der Evolutionsgeschwindigkeit $v(t) = \mu + q(t) \neq \mu$ insbesondere, während der Typogenese und Typolyse. Der Modulationsterm q kann zweifellos in drei Anteile, nämlich einen biotopischen (q_x), einen organisch strukturierten (q_y) und in einen thermischatomistischen Anteil q_z gespalten werden, von denen jeder gemäß $v = \dot{x} + \dot{y} + \dot{z} + q = (\dot{x} + q_x) + (\dot{y} + q_y) + (\dot{z} + q_z)$ mit der entsprechenden genetischen Variablen korreliert. Durch Zeitintegration der v - Komponentenfolgen demnach mit q aus den genetischen Variablen die sogenannten Evolutionsvariablen $x_1 = \int (\dot{x} + q_x)\, dt$ sowie $x_2 = \int (\dot{y} + q_y)\, dt$ und $x_3 = \int (\dot{z} + q_z)\, dt$, welche als generalisierte Koordinaten einen abstrakten Evolutionsraum $V_3 (x_k)_1^3$ aufspannen. Jeder Punkt dieses V_3 kennzeichnet demnach den momentanen Evolutionszustand einer Phylogenese, so daß sich die Strukturen des V_3 mit t ändern. Es ist also stets $x_k (t)$ für $1 \leq k \leq 3$ zu setzen. Die Anwendung dieses deduktiven Ergebnisses von b und c hinsichtlich a, also $\ln \psi = \alpha S$ bedeutet, daß ψ und S zu Funktionen der x_k im V_3 werden, wenn die Organismenart in B evolviert. Im allgemeinen muß jedoch noch B mit t variabel sein, so daß eine separate Zeitabhängigkeit diese Variabilität des Biotops impliziert, was durch $\psi (x_k, t)_1^3$ beziehungsweise $S (x_k t)_1^3$ ausgedrückt wird. Der durch die Analyse von a, b und c gewonnene Ansatz wird also beschrieben durch

$$x_{1,2,3}\ (t) = \int ((\dot{x}\ ,\ \dot{y}\ ,\ \dot{z}) + (q_x\ ,\ q_y\ ,\ q_z))\ d\,t\ ,$$

$$V_3 = V_3\ (x_k)_1^3\ ,\ \ln \psi\ (x_k\ ,\ t)_1^3 = \alpha\ S\ (x_k\ ,\ t)_1^3\ ,$$

$$\psi = \omega - \eta\ ,\ \omega = p/q\ ,\ \eta = Z/q\ ,\ \alpha > o\ \ldots\ldots\ldots$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 41.$$

Zur weiteren Analyse können die x_k des V_3 mit dem normierten Orthogonalsystem $(\bar{e}_i \cdot \bar{e}_k)_3 = \hat{E}$ zu $\bar{x}_k = \bar{e}_k\ x_k$ ergänzt werden, was $\bar{v} = \sum_{k=1}^{3} \dot{\bar{x}}_k$ quantitativ ermöglicht, weil die x_k voneinander unabhängig sind. Als Hilfsmittel der Analyse wäre 41 durch

$$(\bar{e}_i \cdot \bar{e}_k)_3 = \hat{E}\ ,\ \bar{x}_k = \bar{e}_k \cdot x_k\ ,\ \bar{v} = \sum_{k=1}^{3} \dot{\bar{x}}_k\ \ldots\ldots$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 41a$$

zu ergänzen.

In 41 ist S die Sexualentropie, welche nach dem allgemeinen Entropieprinzip ~~und~~ aus α nur anwachsen kann. Dieses Wachstum ist jedoch nur bis zur Optimalbesetzung von B möglich, weil dann kein weiteres Anwachsen der Population mehr erfolgen kann. Nunmehr ist $N = q$, also $\psi = 1$ erreicht, was die Differenz $S = o$ werden läßt. Dieser stabile Zustand wird immer erreicht, unabhängig davon, wie ich die x_k, also die Strukturen des V_3 oder B mit t verändert. Stets oszilliert die Population um die jeweilige relative Optimalbesetzung des variablen Biotop, wobei sich der Begriff Optimalbesetzung auf den Momentanzustand von B und das betreffende Niveau der V_3 - Struktur bezieht. Der jeweilige Stabilitätszustand maximaler Sexualentropie, die nicht weiter ansteigt, erscheint in V_3 als Struktur einer Sexualisentrope. Dieses Prinzip der Sexualisentropie einer evolvierenden stabilen Population im variablen Biotop sagt also aus, daß die totale Zeitänderung von S verschwindet, wenn B konstant bleibt, aber mit der partiellen Zeitänderung identisch wird, wenn B variiert, also $\dot{S} \neq o$ ist. Die Sexualisentrope wird demnach durch die Stabilitätsbeziehung $dS/dt = \dot{S}$ beschrieben, was eine unmittelbare Konsequenz des allgemeinen Entropieprinzips ist. Wegen α = const und $S \sim \ln \psi$ folgt die gleiche Stabilitätsbeziehung für ψ,

nämlich $d\psi/dt = \dot{\psi}$, so daß mit $dS/dt = \dot{S}$ und $d\psi/dt = \dot{\psi}$ die weitere Analyse zweideutig wird. Da S und ψ gleichermaßen von x_k und t abhängen, können beide Zweige durch $(S, \psi) \equiv \varphi\ (x_k, t)_1^3$ symbolisiert werden, so daß vorläufig die zweideutige Sexualisentropie durch die Stabilität $d\varphi/dt = \dot{\varphi}$ ausgedrückt wird. Hierin ist $d\varphi = \sum_{k=1}^{3} \partial\varphi/\partial x_k \cdot dx_k + \dot{\varphi} \cdot dt$, also $d\varphi/dt = \dot{\varphi} + \sum_{k=1}^{3} \dot{x}_k \cdot \partial\varphi/\partial x_k$, was eingesetzt die Elimination $\dot{\varphi}$ des variablen B in der Form

$\sum_{k=1}^{3} \dot{x}_k \cdot \partial\varphi/\partial x_k = o$ oder nach 41 a in Vektorform

$\bar{v}$ grad $\varphi = o$ liefert. Da die partiellen Ableitungen kommutieren, gilt div $\bar{v} = o$, also $o = \bar{v}$ grad $\varphi = \bar{v}$ grad $\varphi +$ $+ \varphi$ div $\bar{v} =$ div $(\bar{v} \cdot \varphi)$. Die so umgeformte Beziehung div $(\bar{v} \cdot \varphi) = o$ ist erfüllbar durch $\bar{v} \cdot \varphi = o$ oder $\bar{v} \cdot \varphi =$ const. Da aber $\bar{v} \neq \bar{o}$ bleibt, und φ nur im Zweig $\varphi = S$ als Entropiedifferenz verschwinden kann, ist $\bar{v} \cdot \varphi = o$ nicht allgemein gültig. Auch kann $\bar{v} \cdot \varphi =$ const nicht realisiert werden, weil die Evolutionsfaktoren während jeder Ontogenese und längs jeder Phylogenese stetig wirken und nur bei der Fortpflanzung sich spontan manifestieren. Dies bedeutet, daß div $(\bar{v}\ \varphi) = o$ wegen div rot $= o$ im V_3 nur durch $\bar{y} = \bar{v} \cdot \varphi =$ $=$ rot $\bar{\mu}$ erfüllbar ist (wenn $\bar{y} = \bar{v} \cdot \varphi$ als Kürzung verwendet wird), worin $\bar{\mu}$ als abstraktes Vektorfeld im V_3 als sexualisentrope Vektorpotenz bezeichnet werden kann. Skalarmultiplikation der Sexualisentropen mit $\bar{y}$ und Subtraktion von $\bar{\mu} \cdot$ rot $\bar{y}$ liefert wegen der Darstellbarkeit von Vektorprodukten durch Determinanten im V_3 die Operatorbeziehung $y^2 - \bar{\mu}$ rot $\bar{y} = \bar{y}$ rot $\bar{\mu}$ $- \bar{\mu}$ rot $\bar{y} = -$ div $(\bar{y} \times \bar{\mu})$. Diese Beziehung kann über den ganzen V_3 integriert werden. Ist $dV = dx_1 \cdot dx_2 \cdot dx_3$ ein Volumenelement und $d\bar{F}$ ein Element der das Integrationsvolumen begrenzenden abstrakten Fläche, dann folgt für das kubische Integral über ein Volumen V des Evolutionsraumes $\int_V (y^2 - \bar{\mu}$ rot $\bar{y}) \cdot dV = -\int_V$ div $(\bar{y} \times \bar{\mu})\ dV = -\oint \bar{y} \times \bar{\mu} \cdot d\bar{F}$. Hierin ist $\bar{\mu} \times \bar{y} = \bar{\mu} \times$ rot $\bar{\mu} \neq \bar{o}$ diejenige Zustandsgröße im V_3, welche offenbar die betreffende Taxonome im Rahmen der Phylogenese durch die Strukturen des V_3 trägt. Da jede Phylogenese zeitlich begrenzt, also in einem endli-

chen Zeitintervall definiert ist, und nach der Aussage (d) immer $v < \infty$ bleibt, wird jede Phylogenese durch ein abstraktes Gebilde mit endlichem Volumen Ω im V_3 beschrieben. Das phylogenetische Evolutionsvolumen $\Omega < \infty$ umfaßt also sämtliche Evolutionszustände während der betreffenden Phylogenese, so daß $\bar{\mu} \times \text{rot } \bar{\mu}$ die begrenzende abstrakte Oberfläche von Ω nicht durchdringen kann. Weil $\cos \pi/2 = o$ ist, kann die Bedingung für die Grenze des Ω - Volumens nur die Orthogonalität $\bar{\mu} \times \text{rot } \bar{\mu} \perp d\,\bar{F}$ sein, so daß für $V = \Omega$ die Integralbeziehung zu $\oint \bar{\mu} \times \bar{y} \cdot d\,\bar{F} = o$ das Verschwinden von $\int_{\Omega} (y^2 - \bar{\mu} \text{ rot } \bar{y})\, d\,V = o$ zur Folge hat. Während einer Phylogenese ist eine Richtungsumkehr von $\bar{v}$ beziehungsweise $\bar{y}$ wegen der Nichtumkehrbarkeit der Zeit unmöglich, so daß auch rot $\bar{\mu}$ und $\bar{\mu}$ wegen $\bar{y} = \text{rot } \bar{\mu}$ eine derartige Richtungsumkehr nicht erfahren können. Dies hat aber wiederum zur Folge, daß auch $\bar{\mu} \times \text{rot } \bar{\mu} = \bar{\mu} \times \bar{y}$ während der Phylogenese die Richtung behält, und zwar bezogen auf alle x_k. Aus diesem Grunde kann die Quellenverteilung $\text{div } (\bar{\mu} \times \bar{y})$ in einem Volumen Ω (abgeschlossene Phylogenese) das Vorzeichen nicht ändern. Da andererseits $y^2 - \bar{\mu} \text{ rot } \bar{y} = \text{div } \bar{\mu} \times \bar{y}$ und $\int_{\Omega} \text{div } \bar{\mu} \times \bar{y}\, d\,V = \oint \bar{\mu} \times \bar{y} \cdot d\,\bar{F} = o$ gilt, kann $\int_{\Omega} (y^2 - \bar{\mu} \text{ rot } \bar{y})\, d\,V = o$ wegen des nichtalternierenden Vorzeichens von $\text{div } \bar{\mu} \times \bar{y}$ in Ω nur durch $y^2 - \bar{\mu} \text{ rot } \bar{y} = o$ erfüllt werden, was als eine aus der Aussage (d), also $v < \infty$ resultierende Substitutionsbeziehung der Sexualisentropien Vektorpotenz $\bar{\mu}$ aufgefaßt werden kann.

Aus $\bar{y} = \text{rot } \bar{\mu}$ folgt $\bar{y} \parallel \text{rot } \bar{\mu}$ und $\bar{y} \perp \bar{\mu}$, also $\bar{\mu} \parallel \text{rot } \bar{y}$, so daß mit der Kürzung $\bar{f} = \pm \,|\, \text{rot } \bar{y} \,|^{-1} \cdot \bar{\mu}_o$ und $\bar{\mu}_o \cdot \mu = \bar{\mu}$ aus $\bar{\mu} \text{ rot } \bar{y} = y^2$ die Vektorpotenz $\bar{\mu} = y^2 \cdot \bar{f}$ eliminiert und in $\bar{y} = \text{rot } \bar{\mu}$ substituiert werden kann. Dies liefert die invariante Differentialgleichung $\bar{y} = \text{rot } (y^2\ \bar{f})$, in welcher y und $\bar{v}$ durch die x_k des V_3 verknüpft sind. Nach den drei dimensionalen Operatortheoremen wird $\text{rot } (y^2\ \bar{f}) = y^2 \text{ rot } \bar{f} - (\text{grad}(y^2)) \times \bar{f}$, was skalar mit $\bar{y}$ multipliziert und in die Differentialgleichung eingesetzt $y^2 \cdot (1 - \bar{y} \text{ rot } \bar{f}) = - \bar{y}\, (\text{grad}\,(y^2)) \times \bar{f} = \bar{y} \times \bar{f} \cdot \text{grad}\,(y^2)$ ergibt. Wegen $\bar{y} \perp \bar{f}$ ist $(\bar{y} \times \bar{f})^2 = y^2 f^2$, so daß nach Skalarmultiplikation mit $\bar{y} \times \bar{f}$ die Darstellung für den Gradienten $\text{grad}\,(y^2) = f^{-2} \cdot (1 - \bar{y} \text{ rot } \bar{f}) \cdot \bar{y} \times \bar{f}$ entsteht. Skalarmultiplikation mit dem orientierten Linienelement $d\,\bar{s} = \sum_{k=1}^{3} d\,\bar{x}_k = \bar{v} \cdot d\,t$ des V_3 liefert $\text{grad}\,(y^2)\, d\,\bar{s} = f^{-2} \cdot (1 - \bar{y} \text{ rot } \bar{f})\, \bar{y} \times \bar{f} \cdot \bar{v} \cdot d\,t = o$, wobei

diese Integrabilität nach dem Determinantentheorem $\bar{v} \cdot (\bar{y} \times \bar{f}) = 0$ wegen $\bar{y} = \bar{v} \cdot \varphi$ entsteht. Andererseits ist grad $Q \cdot d\bar{s} = d\,Q$, also $d(y^2) = 0$ und $d\,y = 0$, was integriert die Lösung $y = a = \text{const}$ liefert, worin die Integrationskonstante $a < \infty$ wiederum ein die Organismenart kennzeichnender Parameter ist. Wird in diesem Integral $v\,\varphi = a$ der Zweig $\varphi \equiv S$ verwendet, dann folgt $v = a\,S^{-1}$. Hierin kann die Entropiedifferenz S zwischen zwei aufeinanderfolgenden Generationen verschwinden und dies hätte $v \to \infty$ zur Folge. Nach der Aussage d aus $\mathcal{L}$ ist aber die Typokline frei von singulären Unendlichkeitsstellen, so daß für jede Phylogenese $v < \infty$ gefordert werden muß. Aus diesem Grunde schließt d den Zweig $\Psi \equiv S$ aus, so daß hierdurch die Eindeutigkeit $\varphi = \Psi$ und damit $v\,\Psi = a$ erreicht wird. Mit 41 wird daraus $v = a \cdot e^{-\alpha S}$, was differenziert $d\,v = -\alpha\,a\,e^{-\alpha S} \cdot d\,S = -\alpha\,v\,d\,S$ liefert. Wird für v ein logarithmisches Maß $W = ln\,v$ verwendet, dann folgt $-\alpha\,d\,S = dv/v = d\,ln\,v = d\,W$, also nach dem Übergang zur Differenzgleichung $\Delta\,W \sim -\Delta\,S = (-S)$, weil $\alpha > 0$ ist In $\Delta\,W = \Delta(-\alpha\,S)$ ist $\alpha\,S = ln\,w/w_o$ ein direktes Maß für die Fortpflanzungswahrscheinlichkeit w, welches mit w ansteigt. Somit ist also $\alpha \cdot S$ ein direktes Maß der Desorganisation, was der Entropieinterpretation vollständig entspricht. Wegen der logarithmischen Natur dieses Maßes entspricht $-\alpha\,S = -ln\,w/w_o = ln\,w_o/w$ dem reziproken Wahrscheinlichkeitsmaß, welches mit wachsender Wahrscheinlichkeit abnimmt. Es ist mithin $-\alpha\,S$ die Inversion des Entropiebegriffes, also der Desorganisation. Aus diesem Grunde muß $-\alpha\,S$ als Maß des Organisationszustandes ε eines Systems interpretiert werden. Ein direkter Zusammenhang $-\alpha\,S \sim \varepsilon$ kann nicht gegeben sein, weil $S = 0$ im Fall $\Psi = 1$ keine Entropieänderung beim Generationswechsel liefert, obgleich der Organisationszustand der Population nicht verschwindet. Ist $\mathcal{S} = \text{const}$ eine die betreffende Taxonome kennzeichnende Zeitkonstante, dann wird $-\alpha\,S = \mathcal{S} \cdot \varepsilon$ möglich; denn S kennzeichnet die Änderung der Sexualentropie beim Übergang von der Generation $n - 1$ nach n, so daß $-\alpha\,S \sim ln\,(w_o/w)$ die zeitliche Änderung des Organisationszustandes beschreiben muß, was durch $-\alpha\,S = \mathcal{S}\,\dot{\varepsilon}$ zum Ausdruck gebracht werden kann. Der Fall $\Psi = 1$, also $S = 0$ hätte demnach $\dot{\varepsilon} = 0$, oder $\varepsilon = \text{const}$ zur Folge, das heißt, im Fall $S = 0$ bleibt der Organisationszustand beim Generationswechsel erhalten. Nach $\Delta\,W \sim \Delta\,\varepsilon$

wächst
die Evolutionsgeschwindigkeit mit $\dot{\varepsilon}$. Während der Typogenese fällt also $\dot{\varepsilon}$ von einem Maximalwert auf den konstanten Wert der Typostase, so daß $\dot{\varepsilon}$ sein Maximum im Divergenzpunkt der Typostase derjenigen Taxonome hat, aus welcher die neuen Taxonome im Divergenzintervall hervorgehen. Ein derartiger Evolutionsschritt längs der typostatischen Phylogenese der Organismenart x zur neuen Taxonome y ist also mit einem steilen Anstieg von $\dot{\varepsilon}_y$ in Bezug auf $\dot{\varepsilon}_{xo}$ der Gattung x gekennzeichnet, wenn (o) den typostatischen ε - Wert angibt. Da y im allgemeinen ein höheres Organisationsniveau hat, liegt auch v_y in der Typostase von y höher als der entsprechende v - Wert für x , was wegen $\Delta W \sim \Delta \dot{\varepsilon}$ unmittelbar $\dot{\varepsilon}_{yo} > \dot{\varepsilon}_{xo}$ und auch $\varepsilon_{yo} > \varepsilon_{xo}$ nachsichzieht. Durch diese Eigentümlichkeit wird die Terminologie orthogenetischer Modulationsfaktor'' für q (t) in v nach 45 B IV 3 gerechtfertigt. Wenn dies aber so ist, dann muß ε nicht einfach als Maß eines Organisationszustandes interpretiert werden, sondern als Bewertung eines Organisationszustandes mit zeitlicher Finalbestimmung. Eine so interpretierte Größe genügt aber in allen Einzelheiten der Definition einer Entelechie, so daß nach $\Delta W \sim \Delta \dot{\varepsilon}$ die Änderung der logarithmischen Evolutionsgeschwindigkeit mit der Entelechieänderung des organischen Systems identisch ist. Einsetzen von $-\alpha S = \lambda \dot{\varepsilon}$ in die Lösung $v \psi = a$ und $\alpha S = ln \psi$ liefert für diese beiden Fundamentalbegriffe des elementaren Lebensprozesses die Darstellungen $v = a \cdot e^{\lambda \dot{\varepsilon}}$ und $\psi = e^{-\lambda \dot{\varepsilon}}$, welche somit allein von der Entelechie bestimmt werden. Das Ergebnis der Analyse von γ über dem Quantitätsaspekt , nämlich

$$v = a \cdot e^{\lambda \dot{\varepsilon}} , \quad \psi = e^{-\lambda \dot{\varepsilon}} , \quad -\alpha S = \lambda \dot{\varepsilon} \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 42$$

zeigt, daß die empirische Definition des lebenden Organismus abgeschichtetes Wirkungsgefüges mit entelechaler Bewertung zu einer heuristischen Definition aufgrund der Beziehung 42 abgewandelt werden muß. Diese heuristische Definition muß nach 42 lauten : Jeder lebende Organismus und Jede positive oder negative Symbiose solcher Organismen ist stets ein entelechal geschichtetes Wirkungsgefüge.

Aus Gleichung 42 folgt, daß der Anstieg der Sexualentropie während der Typogenese bis zur Typostase einem Abfallen der Entelechalbewegung $\dot{\varepsilon}$ entspricht, so daß v mit $\dot{\varepsilon}$ abnimmt, während

die Binärfunktion ansteigt. Der Typostasenwert $\dot{\varepsilon}_o$ = const liefert auch v = const. , während $\dot{\varepsilon}_o$ = o zu v = a führt, was die Integrationskonstante als Evolutionsgeschwindigkeit mit konstanter Entelechie interpretiert. Da die gesamte Evolution aller Organismenarten stets so verlaufen muß, daß zwar die allgemeine Entropie in den Einzelphylogenesen nur ansteigen kann, aber die ε - Niveaus orthogenetisch steigen, gilt $\tilde{\varepsilon}_y > \tilde{\varepsilon}_x$, wenn die Taxonome y aus x hervorgeht und später liegt. Diese zeitlich gemittelten ε - Niveaus werden mit der zeitlichen Phylogenesendauer T beschrieben durch $T \cdot \tilde{\varepsilon} = \int_o^T \varepsilon \, d\, t$. Für die mittlere Binärfunktion hinsichtlich einer Phylogenese gilt entsprechend $T \tilde{\psi} = \int_o^T e^{-\vartheta \dot{\varepsilon}} dt$ woraus evident wird, daß für die Orthogenese $\tilde{\varepsilon}_y > \tilde{\varepsilon}_x$ invers $\tilde{\psi}_y < \tilde{\psi}_x$ gilt. Da andererseits $\tilde{\psi} = \tilde{\omega} - \tilde{\eta}$ ist, kann diese Orthogenese beim Übergang von x nach y gemäß $\tilde{\omega}_y - \tilde{\eta}_y < \tilde{\omega}_x - \tilde{\eta}_x$ nur darin bestehen, daß sich beim Anstieg des ε - Niveaus Quantität und Qualität der Organismenart zu nivelieren, was einer Senkung der Binärfunktion mit einem $\dot{\varepsilon}$ - Anstieg entspricht. Die aus 42 unmittelbar folgende Orthogenese wird also beschrieben durch

$$x \to y \,,\; T\,\tilde{\varepsilon} = \int_o^T \varepsilon \, d\, t \,,\; T\,\tilde{\psi} = \int_o^T e^{-\vartheta \dot{\varepsilon}} \, d\, t \,,$$

$$\tilde{\varepsilon}_y > \tilde{\varepsilon}_x \,,\; \tilde{\omega}_y - \tilde{\eta}_y < \tilde{\omega}_x - \tilde{\eta}_x \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 42a$$

Da jeder lebende Organismus als entelechal geschichtetes Wirkungsgefüge auch eine sehr feste positive Symbiose eines Organverbandes ist, muß das orthogenetische Prinzip 42 a auch für die Organevolution längs einer Phylogenese T gelten. Während T kann sich also ε und damit v und ψ nur so verändern, daß es zum Quantitäts-Qualitätsausgleich kommt. Dies bedeutet, daß sich während T primär diejenigen Organe des Organismus über das genetische Informationsmuster evolutorisch ändern, bei denen ψ am höchsten liegt, also ein besonders starker Unterschied zwischen der Funktion sexueller Vitalität und resistenter Qualität besteht.

Aufgrund der Ergebnisse 42 und 42 a beruht das Prinzip des elementaren Lebensprozesses darauf, daß dieser Elementarprozeß zeitlich als Entelechie angelegt ist, woraus sich der Organismus als entelechal geschichtetes Wirkungsgefüge definiert. Hieraus folgt unmittelbar die Grenze des Quantitätsaspektes in Bezug auf den Lebensprozeß; denn die entelechale Schichtung ist im Kompetenzbereich dieses Aspektes analytisch nicht faßbar. Wegen der hierarchi-

schen Tektonik televarianter Äondynenstrukturen nach A bietet sich zur vollständigen Beschreibung der Organismen eine syntrometrische Methode an, bei welcher jedoch die Wahl des günstigsten Aspektivsystems offen bleiben muß. Auf jeden Fall hat dieses System den entelechalen Charakter dieser Strukturen zu berücksichtigen. Andererseits erscheint der Lebensprozeß stets an ein somatisches, also an ein materielles System gebunden, woraus folgt, daß rudimentär jedem Bestandteil dieses Systems, also in letzter Konsequenz jedem ponderablen oder imponderablen Materiefeldquant eine entelechale Bewertung koordiniert werden muß. Dies hätte aber eine durch 42 erzwungene entelechale Revision der Atomistik zur Folge, derart, daß die mikromaren Entelechien erst in den höchsten Organisationsformen der Materie makromar erscheinen. Zur Beschreibung der Materiefeldquanten ist der Quantitätsaspekt besonders geeignet, doch erscheint auch in diesem Bereich wegen der Existenz mikromarer Wechselwirkungen und der damit verbundenen Änderungvon Organisationszuständen das Prinzip entelechaler Schichtung. Die durch 42 geforderte entelechale Revision der Atomistik kann also nur darin bestehen, daß eine geschlossene analytische Theorie der Atomistik im Quantitätsaspekt so formuliert und eindeutig erweitert wird, daß das Übergangskriterium zur anthropomorphen Syntrometrie erfüllt ist und die entelechale Bewertung in der graduellen Tektonik äondynischer Metroplexkombinate erscheint, deren Trägerraum als Äondynenstensoriums mindestens der R_4 sein muß. Die Basissyntropoden dieser Strukturen müssen dabei die elementaren Syntrizen in der T (o) des Quantitätsaspektes anthropomorpher Syntrometrie sein.

Da der Lebensprozeß immer durch entelechale geschichtete Wirkungsgefüge an materielle Strukturen gebunden ist, müssen die Basissyntropoden der organischen Metroplexkombinate in der gleichen T (o) stehen, wie diejenigen der anthropomorph syntrometrisch beschriebenen Entelechalatomistik . Auf jeden Fall müssen alle diese äondynischen Metroplexkombinate im R_4 zeitlich telezentriert sein, wobei die telezentrische Tektonik über eigentliche oder uneigentliche Telezentren verfügt. Auch muß es im Fall der organischen Strukturen $p > o$ Zusatzdimensionen geben, welche das Trägertensorium zum R_{p+4} ergänzen. Das dem Organismus angepaßte Aspektivsystem wiederum , muß das anthropomorphe Aspektivsystem und in diesem wiederum den Quantitätsaspekt implizieren. Diese Forderung ist notwendig, weil die Basissyntropoden organischer Strukturen mit denen der Atomistik identisch sind und sich erst in höherer graduel-ler Tektonik unterscheiden. Ob eine durchgehende Korrespondenz

zwischen organischen Strukturen und der über den Quantitätsaspekt beschreibbaren Atomistik existiert oder nicht, hängt davon ab, ob der R_{p+4} mit $p > o$ entelechal bedingten Zusatzdimensionen bereits für die entelechale Revision der Atomistik eine sich selbst ergebende Notwendigkeit ist. Ist ε (p) ein Element der Prädikatrix des optimalen subjektiven Aspektes aus einem organischen Aspektivsystem (was wiederum die entelechal bedingten $p > o$ berücksichtigt), sind V und L Metroplexkombinate organischer Strukturen, welche von den $p + 4$ Koordinaten des Trägertensoriums abhängen, und ist B ein anorganischer Biotop (als Metroplexkombinat beschrieben) der mindestens vom R_4 abhängt, dann gilt für die allgemeine Beschreibung organischer Strukturen durch äondynische Metroplexkombinate über einem organischen Aspektivsystem mit entelechaler Prädikatrix das Schema

$$\overset{q}{\underset{V}{M}}\,(x_k)_1^{p+4}\ \{\}\ \overset{s}{\underset{B}{M}}\,(x_k)_1^{(p)+4}\ ,\ \varepsilon\,(p)\ ,\ \overset{m}{\underset{L}{M}}\,(x_k)_1^{p+4}\ \ldots\ldots\ldots$$

..... 43.

Hierin sind die x_k die Koordinaten des Trägertensoriums, wobei in der Äondyne $\overset{s}{\underset{B}{M}}$ des anorganischen Biotops durch $(p)+4$ die Existenz der durchgehenden Korrespondenz $p \geq o$ zwischen anorganischer und organischer Strukturierung offen bleibt. Aufgrund des Quantendualismus und der hierdurch notwendigen Interpretation des Quadrats der Zustandsfunktion als Wahrscheinlichkeitsdichte wird allerdings für Materiefeldquanten das Auftreten von Freiheitsgraden oder von $p > o$ verborgenen Koordinaten nahegelegt, was die Existenz des R_{p+4} auch für die anorganischen Strukturierungen wahrscheinlich macht. Diese $p > o$ entelechal bedingten Zusatzkoordinaten η_k können nur die graduelle Tektonik der Metroplexkombinate in Richtung der zeitlich telezentrischen Tektonik verändern; denn wegen des Zeitverlaufes aller Phylogenesen und des Zeitdiagramms der Typoklinen v (t) muß muß die telezentrische Tektonik organischer metroplexkombinate zeitartig sein. Wenn also eine organisch-anorganische Korrespondenz des Entelechalfaktors $p > o$ existiert, dann muß für dme Metroplexgrade von 43 das System

$$q = q\,(\eta_k)_5^{p+4}\ ,\quad s = s\,(\eta_k)_5^{p+4}\ ,\quad m = m\,(\eta_k)_5^{p+4}\ ,$$

..... 43 a

$$\eta_k = \eta_k\,(t)$$

berücksichtigt werden, wenn eine einheitliche syntrometrische Beschreibung anorganischer und organischer Strukturen durchgeführt werden soll.

Der Ansatz 43 zur einheitlichen Syntrometrie des Lebensprozesses geht auf die Beziehungen 42 und 42 a zurück, aus denen (an der Grenze des Kompetenzbereiches des Quantitätsaspektes) hervorgeht, daß die Typoklinencharakteristik aller Phylogenesen und die orthogenetische Evolutionstendenz zu wachsenden Organisationszuständen allein auf die entelechale Natur des Lebensprozesses zurückgeht. Die Natur der Organismen, nach 42 entelechal geschichtete Wirkungsgefüge zu sein, macht die Evolution zu steigenden Organisationsformen von der anorganischen Existenzsphäre über diejenige organischer autogener Katalyse durch die Biosphäre in die humane Neosphäre und die Logosphäre des Vernunftwesens zur Notwendigkeit.

7) K o n s e q u e n z e n a u s d e r D e d u k t i o n.

Nach der vorangegangenen Analyse können die empirischen Definitionen der ersten Aussagegruppe aus B , welche den Trägheitswiderstand enthalten, auf das in δ erscheinende Prinzip der Gravitation wegen des Äquivalentes zurückgeführt werden, während die Definition der Organismen nach 42 a auf $\mathcal{L}$ zurückgeht. Von den deskriptiven Aussagen der zweiten Gruppe - ausgenommen sind die in δ zusammengestellten- können bis auf die Beziehungen 19, 34 a, 35, 38, 40 und 44 alle anderen durch α, β und δ beschrieben werden. Hierbei ist jedoch zu bemerken, daß das in δ angeführte Prinzip der konstanten nuklearen Massendichte analytisch noch nicht verwendet worden ist. Aus der deduktiven Untersuchung der phänomenologischen Induktion folgt zusammenfassend, daß es tatsächlich ein System aus drei Fundamentalaussagen über die materielle Wirklichkeit gibt, aus denen sich der größte Teil der übrigen Aussagen deduktiv entwickeln lassen, wenn zunächst die Organismen ausgeschlossen werden.

1) Das Tensorium des materiellen Geschehens ist ein relatives vierdimensionales Raumzeitkontinuum, dessen räumliche Projektion, hinsichtlich elektromagnetischer Wirkung, nicht absolut ist.
2) Alle materiellen Phänomene sind atomar strukturiert, das heißt, es gibt ein Spektrum elementarer Materiefeldquanten (elektro-

magnetische Strahlungsquanten sind, wegen des Energiematerieäquivalents einbezogen), die als elementare Wirkungszentren des materiellen Geschehens anzusprechen sind.

3) Jedes materielle Geschehen, also jede Kette materieller Ereignisse, wird durch die Wechselwirkung materieller Strukturen verursacht und läuft zeitlich so ab, daß die Aktion des Geschehens ein Minimum ist und die Entropie des betreffenden materiellen Systems mindestens konstant bleibt.

Es erscheint notwendig, diese drei Grundsätze des materiellen Geschehens so zu vereinheitlichen, daß ein syntrometrischer Formalismus angewendet werden kann und diese syntrometrische Erweiterung muß über den Rahmen der materiellen Beschreibung hinausgehen, derart, daß die Phänomene der lebenden Organismen nach 43 und 43 a einbezogen werden. Um die mathematische Basis zur syntrometrischen Erweiterung zu schaffen, wird es zunächst notwendig, die drei Fundamentalaussagen formal zu vereinheitlichen und hierzu ist es wiederum erforderlich, ein einheitliches Gesetz zu finden, welches die Raumzeitstrukturen der elementaren Materiefeldquanten und deren allgemeine Wechselwirkungen beschreibt, doch muß zuvor die innere Struktur dieser Materiefeldquanten ergründet werden. Eine solche Strukturtheorie ist so zu formulieren, daß die Materiefeldquanten durch Strukturkaskaden beschrieben werden können; denn nur so kann das Übergangskriterium zur anthropomorphen Syntrometrie erfüllt werden. Dieser Übergang ist aber die notwendige Voraussetzung einer einheitlichen syntrometrischen Beschreibung aller materieller Strukturen über geeigneten nichtanthropomorphen Aspektivsystemen. Das empirische Spektrum dieser Feldquanten ist überaus mannigfaltig. Ist v die Relativgeschwindigkeit zu einem Ruhesystem und ist $\beta = v/c$ das auf die Lichtgeschwindigkeit c bezogene undimensionierte Geschwindigkeitsmaß, so ist zwischen dem Spektrum $\beta = 1$ und $o \leq \beta < 1$ zu unterscheiden. $\beta = 1$ beschreibt die unbegrenzte Zahl, der sich in ihrer Wellenlänge unterscheidenden elektromagnetischen Strahlungsquanten, die sämtlich elektrisch neutral und imponderabel sind, während $o \leq \beta < 1$ ein diskretes Spektrum ponderabler Feldquanten umfaßt. Diese Quanten können mit elektrischen Ladungen versehen oder neutral erscheinen, Auch können sie zeitlich stabil oder labil sein, das heißt, sie können nach bestimmten Halbwertzeiten unter Emission von Quanten $\beta = 1$ in andere ponderable Strukturen übergehen und so weiter. Alle Quanten $o \leq \beta < 1$ können aus $\beta = 1$ hervorgehen oder sich wieder in diese Quanten

auflösen, weil es zu jeder ponderablen Struktur eine Antistruktur gibt. So sehr sich alle diese Materiefeldquanten voneinander unterscheiden, so gibt es doch ein gemeinsames Kriterium aller Materiefeldquanten, nämlich nach 10 und 10 a die Trägheit. Da aber ein träger Körper zugleich auch schwer sein muß und beiden Eigenschaften auf ein und dasselbe Phänomen, nämlich die Gravitation nach 11 zurückgehen, kann festgestellt werden, daß, so verschieden auch immer die Materiefeldquanten sein mögen, eine Eigenschaft doch allen gemeinsam ist, nämlich die, eine gravitative Feldquelle zu sein, Eine einheitliche Beschreibung aller Materiefeldquanten muß also bei dieser, allen Feldquanten gemeinsamen Eigenschaft ansetzen. Es kommt also darauf an, eine ganz allgemeine Theorie der Gravitation und ihrer Koppelung an die Feldquanten zu finden, welche so beschaffen ist, daß sich aus ihr die Spektren der Materiefeldquanten sowie deren Wechselwirkungen und Eigenschaften (elektrische Ladung, Halbwertzeit und so weiter) im Raumzeitkontinuum ergeben. Damit wäre eine Vereinheitlichung der drei Fundamentalaussagen erreicht, und die Vereinheitlichung könnte dann in eine dem Übergangskriterium genügende syntrometrische Fassung gebracht und als syntrometrische Basis einer umfassenden Untersuchung aller Phänomene der Wirklichkeit verwendet werden.

K a p i t e l II

H E U R I S T I K D E R G R A V I T A T I O N

1) G r a v i t a t i v e F e l d q u e l l e n u n d a p p r o x i m i e r t e r T e n s o r f l u ß .

Das Gravitationsfeld eines Materiefeldquants der Masse m wird durch die als Geschwindigkeitspotential aufzufassende Zentralfeldfunktion $\varphi = \varphi(r)$ beschrieben, derart, daß m als Singularität des Zentralfeldes erscheint. Wegen $\varphi \sim 1/r$ würde φ für $r \to o$ divergieren. Da in natürlichen Feldern solche uneigentlichen Punkte nicht vorkommen dürfen (das Energieniveau ψ zwischen m und einem anderen Feldquant m_1 würde nämlich gemäß $\lim_{r \to o} \psi \to \infty$

ebenfalls divergieren), muß die Singularität m über ein endliches räumliches Volumen verteilt sein. Die Niveauflächen $\varphi(r) = \text{const}$, also $r = \text{const}$, sind sphärisch, so daß wegen des stetigen Anschlusses von Gravitations- und Materiefeld, auch die Begrenzung der Feldsingularität m als sphärisch vom Radius r_o angenommen werden muß. Dies bedeutet aber, daß zwischen einem exogenen Gravitationsfeld $r > r_o$ und einem endogenen Feld $o \leq r < r_o$ zu unterscheiden ist und, daß die Fläche $r = r_o = \text{const}$ der geometrische Ort des Überganges zwischen der endogenen und exogenen Gravitationsfeldstruktur ist. Bezeichnet $\sigma_{(o)}$ die Materiedichte innerhalb des singulären Bereiches $r = r_o$, so gilt $m = \int_{r_o} \sigma_{(o)} \cdot dV = 4\pi \int_{r_o} r^2 \sigma_{(o)} dr$ wegen der sphärischen Natur der Begrenzung. Für das Energieniveau des endogenen Feldes gilt dann, wenn $\varrho < r_o$ der Fläche $r_o = \text{const}$ infinitesimal benachbart ist, $\psi' = 16\pi^2 \gamma\varepsilon/r \int_o^r r^2 \sigma_{(o)} dr \cdot \int_r^{\varrho} r^2 \sigma_{(o)} dr$, oder wenn $\sigma_{(o)} = \text{const}\ (r)$ angenommen wird, $\psi' = 16/9\ \pi^2 \cdot \gamma\varepsilon\, \sigma^2_{(o)}\, r^{+2} (\varrho^3 - r^3)$, was für $\varrho \to r_o$ das endogene Niveau $\psi' = b \cdot r^{+2} (r_o^3 - r^3)$ mit $b = 16/9\ \pi^2\, \gamma\varepsilon\, \sigma^2_{(o)}$ ergibt. Für die endogene Gravitationskraft gilt entsprechend $\bar{K}' = \bar{b}\ (r_o^3 - r^3)$, wenn $\bar{b}$ den Einheitswktor $\bar{e}_r$ enthält. In dem so beschriebenen endogenen Feld wird $\lim_{r \to \infty} \psi' = o$ und $\lim_{r \to 0} \bar{K}' = \bar{o}$, das heißt, für $r \to o$ verschwindet das endogene Feld und damit das uneigentliche Feldzentrum. Zugleich zeigt sich aber $\bar{K}' = \bar{o}$ in $o < r < r_o$, woraus folgt, daß im Innern des singulären Bereiches gravitative Spannungen auftreten müssen, so daß die Hypothese $\sigma_{(o)} = \text{const}\ (r)$ angezweifeld werden kann. Im mikromaren Bereich der Nuklearstrukturen und ponderablen Materiefeldquanten gilt jedenfalls $\sigma_{(o)} = \text{const.}$ in sehr guter Näherung wegen der dritten empirischen Aussage des deskriptiven Prinzips δ der phänomenologischen Induktion. Selbst wenn $\sigma_{(o)} = \text{const}$ aus B III wegen des empirischen Charakters nur eine Näherung ist, kann grundsätzlich im Innern der Materiefeldquanten ein endliches Volumen angenommen werden, in welchem $\sigma_{(o)} = \text{const.}$ exakt gilt. Für $r = r_o$ wird ebenfalls $\psi' = o$ und $\bar{K}' = \bar{o}$, doch beginnt hier der Anschluß zum exogenen Feld vom Niveau φ für $r \geq r_o$.

Zur Beschreibung des exogenen Feldes werde angenommen, daß m mit einer anderen Masse m_1 (im Abstand r) in gravitativer Wechselbeziehung steht. Das Energieniveau des exogenen Feldes ist dann $\psi = \gamma/r \; m \cdot m_1$ und dieses Niveau wiederum ist nache dem Energiematerieäquivalent $\psi = \underline{m} \cdot c^2$ einer Masse $\underline{m}$ äquivalent, die ihrerseits wiederum als gravitative Quelle den Massen m und m_1 überlagert , und dies bedeutet, daß wegen dieser Feldmasse $\underline{m}$ die Massen in m und m_1 als Funktionen des Abstandes r aufzufassen sind. Mit m (r) und $m_1(r)$ wird dann $\bar{K} = \text{grad } \psi =$ $= \gamma \bar{e}_r \left(m_1/r \cdot \partial m/\partial r + m/r \cdot \partial m/\partial r - \frac{m \cdot m_1}{r^2}\right)$. Ist m_1 die Masse eines Probekörpers der sich im Nullpunkt des Beobachtungsystems befindet, so ist relativ zu diesem System $m_1 = \text{const}(r)$, während für m = m (r) anzusetzen ist. Dies bedeutet $\frac{\partial m_1}{\partial r} = 0$, also $\bar{K} = \gamma \bar{e}_r \; m_1 \left(1/r \cdot \partial m/\partial r - m/r^2\right)$, was mit $\bar{K} = m_1 \cdot \bar{F}$ verglichen $\bar{F} = \gamma \bar{e}_r \left(1/r \; \partial m/\partial r - m/r^2\right) = \text{grad } \varphi$ mit $\varphi = \gamma \; m/r$ und m = m (r) ergibt. Diese Form des gravitativen Feldvektors $\bar{F}$ ist mithin eine Folge des Energiematerieäquivalents. Die Beschreibung des endogenen und exogenen Gravitationsfeldes eines Materiefeldquants als gravitative Feldquelle ist demnach gegeben durch

$$0 \leq r < r_0 \; , \; \psi' \sim r^4 \left(r_0^3 - r^3\right) \; , \; r \geq r_0 \; , \; \bar{F} = \text{grad } \varphi \; ,$$

$$\varphi = \gamma \; m/r \; , \; m = m \; (r) \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \; 44$$

Es kommt nun darauf an, die singulären Bereiche der Materiefeldquanten m direkt als Quellen des exogenen Feldes $\bar{F}$ zu beschreiben. Zu diesem Zweck wird zunächst für $\bar{F}$ der dreidimensionale Feldvektor ${}^2\bar{F} = \frac{\times}{\text{div}} \bar{F}$ definiert. Wegen $\bar{F} = \text{grad } \varphi$ wird in diesem speziellen Fall rot $\bar{F} = \bar{o}$ wegen rot grsd = $\bar{o}$, das heißt ${}^2\bar{F} = {}^2\bar{F}^{\times}$ ist für $\bar{F} = \text{grad } \varphi$ symmetrisch. Diese Symmetrie hat zwar die Wirbelfreiheit, nicht aber notwendig die Quellenfreiheit zur Folge, denn für ${}^2\bar{F} = {}^2\bar{F}^{\times}$ braucht $\text{sp } {}^2\bar{F} = \text{div } \bar{F}$ nicht notwendig zu verschwinden. Nur ${}^2\bar{F} = - {}^2\bar{F}$ ist immer sp ${}^2\bar{F} = 0$. Im allgemeinen Fall ${}^2\bar{F} \neq {}^2\bar{F}^{\times}$ spaltet ${}^2\bar{F}$ in einen symmetrischen und einen antisymmetrischen Anteil, so daß sowohl Quellen als auch Wirbel vorkommen. Selbst wenn $\bar{F}$ noch durch einen Wirbelanteil additiv ergänzt wäre, würde

sp $^2\bar{F}$ = div $\bar{F} \neq 0$ auch deshalb erhalten bleiben, weil div rot = 0 den Nulloperator liefert. Die Einschränkung $^2\bar{F} = {}^2\bar{F}^{\times}$ hat demnach auf die Bildung s p $^2\bar{F}$ = div $\bar{F}$ keinen Einfluß. Die spezielle Darstellung $\bar{F}$ = grad φ bedingt $^2\bar{F} = {}^2\bar{F}^{\times}$. Die Quellen werden beschrieben durch q = s p $^2\bar{F}$ = div $\bar{F}$ oder q = div grad φ . Da das Feld $\bar{F}$ nicht gestört werden soll, sind seine Niveauflächen sphärisch , so daß sich für div grad =

$$= \sum_{k=1}^{3} \partial^2/\partial x_k^2$$

eine Transformation in Polarkoordinaten empfiehlt . Da $\varphi = \varphi(r)$ nur von r nicht aber von Poldistanz und Azimut abhängt, ergibt sich für den in Polarkoordinaten transformierten Operator div grad = $\partial^2/\partial r^2 + 2/r\ \partial/\partial r + 1/r^2$. Mit $\varphi = \gamma m/r$ und m = m (r) wird aus q = div grad φ nach der Transformation q/γ = div grad (m/r) = $(\partial^2/\partial r^2 + 2/r\ \partial/\partial r + 1/r^2)$; $m/r = 1/r \frac{d^2 m}{d r^2} + m/r^3$. Mit $V = 4/3\ \pi r^3$ und $dV = 4\pi r^2 dr$ (dieses Volumen wird von einer sphärischen Niveaufläche umschlossen) wird $q/4\pi\gamma =$

$$= 4\pi r\ d/dV\ (r^2\ dm/dV) + m/3V = 3V \frac{d^2 m}{d V^2} +$$

$$+ 2\ dm/dV + m/3V = 1/3V\ (9\ V^2\ d^2/dV^2 + 6\ V\ d/dV + 1),$$

$m = 1/3V\ (3\ V\ d/dV + 1)^2$; m , weil der Operator $9 V^2 \frac{d^2}{dV^2} +$

$+ 6\ V\ d/dV + 1$ als Iteration zweiten Grades von $3\ V\ d/dV + 1$ aufgefaßt werden kann. Offenbar ist $\frac{3q}{4\pi\gamma} = 1/V\ (3\ V\ d/dV + 1)^2$; $m \sim \sigma$, wenn σ die auf V bezogene Dichte von m (r) ist. Der Proportionalitätsfaktor muß dabei so beschaffen sein, daß sich für die Begrenzung r_o des Materiefeldquants als gravitativer Feld - quelle stets $\sigma_{(o)} = (dm/dV)_o = m_o/V_o$ = const ergibt, wenn $m_o = m(r_o)$ ist. Der Operator V d/dV wird unter diese Voraussetzung in der Limesrelation $\lim_{r \to r_o} V\ d/dV = 1$ zum Einheitsoperator und dies hat $\lim_{r \to r_o}$ zur Folge, so daß ein Dichteoperator $\wedge$ mit der Eigenschaft $\wedge$; $m = \sigma$ und $\lim_{r \to r_o} \wedge$; $m = \sigma_{(o)}$ nur in der mit 1/16 normierten Form $\wedge = 1/16V\ (3\ V\ d/dV + 1)^2$ definiert werden kann. Damit wird $3q/4\pi\gamma = 16 \wedge$; $m = 16\ \sigma$.

$1/V\ (3\ V\ d/dV + 1)^2$; m = $= 16\ m_o/V_o = 16\ \sigma_{(o)}$

Da andererseits $q = s\,p\,{}^2\bar{F} = \operatorname{div}\bar{F}$ ist, folgt für die Beschreibung der gravitativen Feldquellen

$$\alpha \operatorname{div}\bar{F} = \wedge \;;\; m = \sigma \;,\; \wedge = 1/16V\;(3\,V\,d/dV + 1)^2 \;,$$

$$64/3\;\pi\;\gamma^e\;\alpha = 1 \qquad \ldots\ldots\ldots\

keine Senken geben, so daß mit dem Quellpunkt m nicht eine Senke, sondern ein Aufpunkt A der Masse m_a in Wechselbeziehung steht. Ist $\bar{a} = \overrightarrow{QA} = \text{const.}$ und sind beide Punkte an feste Ruhelagen gebunden, so daß für jede Strecke $\dot{\bar{s}} = \bar{o}$ gilt, so kann A ebenfalls als Nullpunkt eines Koordinatensystems x'_k angenommen werden. Beide Systeme können so orientiert werden, daß für ihre Einheitsvektoren immer $\bar{e}'_k = \bar{e}_k$ und für ihre Koordinaten die Transformationen $x'_1 = x_1 - a$, $x'_2 = x_2$ und $x'_3 = x_3$ gelten. Werden die Quellenpunktdaten nicht indiziert, so gilt für die den Aufpunkt beeinflussende ponderomotorische Wirkung $\bar{K}_A = m_A \cdot \bar{g}$, während für die Rückwirkung der im Aufpunkt befindlichen Kontermasse m_A auf die Quellenpunktmasse $\bar{K} = m \cdot \bar{g}_A$ gilt. Beide Kräfte wirken gegeneinander, das heißt, sie müssen entgegengesetzt gleich groß sein, so daß $\bar{K}_A = -K$ oder $m_A \cdot \bar{g} + m \cdot \bar{g}_A = \bar{o}$ gilt. Aus $\bar{K}_A = m_A \bar{g}$ wird, wenn auf das Quellenpunktsystem bezogen wird und dV_A irgendein Volumenelement eines von einer Niveaufläche des m_A - Feldes umschlossenen Volumens ist, $\bar{\xi}_{(A)} = d\bar{K}_A/dV_A = \sigma_{Ao} \cdot \bar{g}$ oder $\bar{\xi}_{(Q)} = d\bar{K}/dV = \sigma_o \cdot \bar{g}_A$ in Bezug auf das Aufpunktsystem. Q und A seien Punkte von zwei Parallelebenen, derart, daß $\overrightarrow{QA} < \infty$ die Achse eines durch diese beiden Ebenen begrenzten unendlichen Zylindervolumens darstellt. Wegen des unpolaren Charakters der Gravitation und der Tatsache, daß $\bar{g}$ und $\bar{g}_A$ im Innern dieses Volumens immer entgegengerichtet sind, kommt es innerhalb dieses Bereiches (gekennzeichnet durch die Indizierung i) stets zu einer gegenseitigen Schwächung der Kraftdichten $\bar{\xi}_{(A)}$ und $\bar{\xi}_{(Q)}$, während sich in den beiden Halbräumen außerhalb des Zylinders (gekennzeichnet durch die Indizierung e) die Vektoren addieren, so daß es hier zu einer Verstärkung der Kraftdichten kommt. Hier bezieht sich der Begriff Kraftdichte auf die zu den Niveauflächen normalen Kraftvektoren, welche auf die durch $\wedge$ charakterisierte Massendichte einwirken. Wegen $\sigma_o = \alpha \operatorname{div} \bar{g}$ wird also $\bar{\xi}_{(Q)} = \bar{\xi}_{ei} = \pm \alpha \bar{g}_A \operatorname{div} \bar{g}$ in Bezug auf Q, jenachdem, ob sich das Feld auf die Halbräume (oberes Vorzeichen) oder den Innenbereich (unteres Vorzeichen) bezieht. Es soll das Q - System x_k als Bezugssystem verwendet werden. Die beiden Parallelebenen sind also hinsichtlich $\bar{\xi}_{ei}$ singulär. In Komponentenform wird

$$\pm \bar{\xi}_{ei}/\alpha = \bar{g}_A \operatorname{div} \bar{g} = \sum_{k=1}^{3} \bar{e}_k \, g_{Ak} \sum_{i=1}^{3} \frac{\partial g_i}{\partial x_i} =$$

$$= \frac{}{\operatorname{div}} \, {}^2\bar{\tau} - (\bar{g} \operatorname{grad}) \; ; \; \bar{g}_A \quad \text{mit} \quad {}^2\bar{\tau} = \left[g_i \cdot g_{A,k} \right]_3 \cdot \text{Für}$$

$m = m_A$ folgt, wenn $\bar{g}_{ei}$ sich wieder auf die Halbräume und das Zylindervolumen bezieht, und wenn weiter der statische Fall rot $\bar{g}_{ei}=\bar{0}$ angenommen wird, also, wenn ${}^2\bar{g} = \overline{\overline{div}}\ \bar{g}$ symetrisch ist, $\pm \bar{\xi}_{ei}/\alpha = \overline{div}\ {}^2\bar{\tau} - 1/2\ \overline{div}\ \bar{g}^2_{ei}\ {}^2\bar{E} = \overline{div}\ ({}^2\bar{\tau} - 1/2\ \bar{g}^2_{ei}\ {}^2\bar{E})$, weil für ${}^2\bar{g}_{ei} = {}^2\bar{g}^{\times}_{ei}$ immer $(\bar{g}_{ei}\ \text{grad})$; $\bar{g}_{ei} = 1/2\ \overline{div}\ \bar{g}^2_{ei} \cdot {}^2\bar{E}$ gilt, denn die Systeme Q und A sind gleich orientiert und gehen durch eine Parallelverschiebung auseinander hervor, Sind weiterhin die $\alpha_k = \sphericalangle\ (\bar{g}_{(k)ei}, \bar{g}_{ei})$ die Winkel zwischen den Vektoren und ihren Komponenten, so daß $g_{(k)ei} = g_{ei} \cdot \cos\ \alpha_k$ gilt, so wird ${}^2\bar{\tau} = g^2_{ei} \cdot {}^2\bar{C}'_{ei}$ mit ${}^2\bar{C}'_{ei} = [\cos\ \alpha_i \cdot \cos\ \alpha_k]_3$, also ${}^2\bar{\tau} - 1/2\ \bar{g}^2_{ei}\ {}^2\bar{E} = \bar{g}^2_{ei}\ ({}^2\bar{C}'_{ei} - 1/2\ {}^2\bar{E}) = 1/2\ \bar{g}^2_{ei}\ {}^2\bar{C}_{ei}$, wenn ${}^2\bar{C}_{ei} = [2 \cdot \cos\ \alpha_i \cdot \cos\ \alpha_k - \delta_{ik}]_3$ ist. Damit hat man $\bar{\xi}_{ei} = \pm\ \alpha\ \overline{div}\ \bar{g}^2_{ei}/2\ {}^2\bar{C}_{ei}$, wenn $m = m_A$ und ${}^2\bar{g} = {}^2\bar{g}^{\times}$ ist. Im Zylindervolumen ist immer $o \leq \alpha_1 \leq \pi/2$, aber $0 \leq \alpha_2$, $\alpha_3 \leq \pi$, also $0 \leq \cos\ \alpha_1 \leq 1$ und $-1 \leq \cos\ (\alpha_2,\alpha_3) \leq +1$. Im Halbraum der Ebene, welche Q enthält (auch für das Zylindervolumen bezog sich die Untersuchung auf dieses System), gilt entsprechend $\pi/2 \leq \alpha_1 \leq \pi$, während für α_2 und α_3 die gleichen Intervalle gelten, das heißt, während im Zylindervolumen $o \leq \cos\ \alpha_1$ gilt, wird im Halbraum $(\cos\ \alpha_1)_e = \cos\ (\pi - \alpha_1) = -\cos\ \alpha_1$, das heißt, es ist ${}^2\bar{C}_e \neq {}^2\bar{C}_i$. Die gesamte auf Q wirkende Kraftdichte ist gegeben durch $\bar{\xi} = \bar{\xi}_e + \bar{\xi}_i = \alpha/2 \cdot \overline{div}\ (\bar{g}^2_e \cdot {}^2\bar{g}_e - \bar{g}^2_i\ {}^2\bar{C}_i)$. Insgesamt gilt also für die Kraftdichte, welche die gravitative Feldstruktur im Fall einer Wechselwirkung beschreibt:

$${}^2\bar{g} = \overline{\overline{div}}\ \bar{g}\ ,\ \bar{\xi}_{ei} = \pm\ \alpha\ (\overline{div}\ {}^2\bar{\tau} - (\bar{g}\ \text{grad})\ ;\ \bar{g}_A)\ ,$$

$${}^2\bar{\tau} = [g_i \cdot g_{A,k}]_3\ ,\ {}^2\bar{g} = {}^2\bar{g}^{\times}\ ,\ m = m_A\ ,$$

$$\bar{\xi} = \alpha/2\ \overline{div}\ (\bar{g}^2_e\ {}^2\bar{C}_e - \bar{g}^2_i\ {}^2\bar{C}_i)\ ,$$

$${}^2\bar{C}_{ei} = [2\ \cos\ \alpha_i\ \cos\ \alpha_k - \delta_{ik}]_3\ ,\ \alpha_k = \sphericalangle\ (\bar{g}, \bar{g}_k)\ \ldots\ ,$$

.....46.

Die Entwicklung der Vektordivergenz kann weitergeführt werden.

Volumenintegration von $\overline{\xi}$ liefert, wenn $\overline{G}$ ein gravitativer Impuls ist und $\overline{F}$ das Integrationsvolumen als Oberfläche umschließt ,

$\dot{\overline{G}} = \int_V \overline{\xi}\, d\,V = \alpha/2 \int_V \overline{div}\ (\overline{g}_e^2\ {}^2\overline{C}_e - \overline{g}_i^2\ {}^2\overline{C}_i)\, d\,V =$

$\alpha/2 \oint (g_e^2\ {}^2\overline{C}_e - \overline{g}_i^2\ {}^2\overline{C}_i)\, d\,\overline{F}$, das heißt, die Tensordifferenz, deren Vektordivergenz die gravitative Kraftdichte ergab, muß als Strömung eines gravitativen Tensorfeldes durch eine Oberfläche aufgefaßt werden, derart, daß dieser gravitative Tensorfluß die Impulsströmung durch die das Integrationsvolumen umschließende Oberfläche angibt. Die Beschreibung eines Tensorflusses ist dabei nur approximativ, weil die Forderung ${}^2\overline{g} = {}^2\overline{g}^{\times}$ eine Einschränkung bedeutet, die nur durch die empirische Gradienten- also Quellennatur der Gravitation bedingt wird; doch gilt diese Empirik nur für $\overline{\Gamma}$, nicht aber notwendig für die Reduktion $\overline{g} = \overline{\Gamma} \pm \overline{A}/\alpha$, die durch $m = m\,(r)$ bestimmt wird, so daß ohne weiteres neben den Quellen auch Wirbelanteile vermutet werden können und daher ${}^2\overline{g} \neq {}^2\overline{g}^{\times}$ den Allgemeinfall darstellt für den die Untersuchung des Tensorflusses nicht gilt. Auch müßte zu einer exakten Beschreibung eine Untersuchung im Raumzeitkontinuum durchgeführt werden. Der approximierte Tensorfluß der Gleichung 46 kann auch in eine andere Form gebracht werden. Ist $\overline{g}_a$ das Aufpunktfeld der Kontermasse $m_A = m$ im Abstand $a + s \geq a$, welches auf m des Quellpunktes einwirkt, und ist $\alpha_{ei} = \sphericalangle\,(\overline{g},\overline{g}_a)_{ei}$ der Winkel zwischen den beiden Feldvektoren, so gilt $\overline{g}_{ei}^2 = \overline{g}^2 +$

$+ \overline{g}_a^2 + 2\,g \cdot g_a \cos.\ \alpha_{ei}$ und dies hat für den approximierten Tensorfluß $\overline{g}_e^2 \cdot {}^2\overline{C}_e - \overline{g}_i^2\ {}^2\overline{C}_i = (g^2 + g_a^2)\,({}^2\overline{C}_e - {}^2\overline{C}_i) +$

$+ 2\,g\,g_a\,({}^2\overline{C}_e \cos\,\alpha_e - {}^2\overline{C}_i \cos\,\alpha_i)$ zur Folge und hierdurch kann die Darstellung des Tensorflusses in die Form

$$g_{ei}^2 = g^2 + g_a^2 + 2\,g\,g_a \cos\,\alpha_{ei}\ ,$$

$$\overline{\xi} = \alpha/2\ \overline{div}\ (g^2 + g_a^2)\,({}^2\overline{C}_e - {}^2\overline{C}_i) +$$

$$+ \alpha\ \overline{div}\ g\,g_a\,({}^2\overline{C}_e \cos\,\alpha_e - {}^2\overline{C}_i \cos\,\alpha_i) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 46a$$

gebracht werden. Wird nur eine Feldlinie untersucht, die mit der x_1-Achse zusammenfällt, so ist immer $\cos\,\alpha_2 = \cos\,\alpha_3 = o$ und $\cos\,\alpha_1 = 1$ beziehungsweise $\cos\,\alpha_1 = -1$, je nach dem, ob es sich um ${}^2\overline{C}_i$ oder ${}^2\overline{C}_e$ handelt. Da aber dieser Cosinus als Quadrat auftritt, wird ${}^2\overline{C}_e = {}^2\overline{C}_i = {}^2\overline{C} = \begin{bmatrix} 1 & o & o \\ o & -1 & o \\ o & o & -1 \end{bmatrix}$ und dies liefert

$\xi_x = \alpha \overline{div}\, g\, g_a\, {}^2\bar{C}\, (\cos \alpha_e - \cos \alpha_i)$. Hierin ist $\alpha_e = o$ und $\alpha_i = \pi$, was $\xi_x = 2 \alpha \overline{div}\, g\, g_a\, {}^2\bar{C}$ zur Folge hat. Die Entwicklungen, die zu den Gleichungen 46 und 46 a führen, zeigen, daß die approximierte Tensorflußdichte nicht nur als Flächendichte, der Impulsströmung, sondern auch als Tensorfeld der gravitativen Raumspannung aufgefaßt werden kann. Die Struktur des Ausdruckes für ξ zeigt, daß es bei der Superposition der kugelsymmetrischen Felder von Q und A zu einer metrischen Deformation der sphärischen Niveauflächen kommt, derart, daß die zuvor kugelsymmetrische gravitative Raumstruktur eine asymmetrische Verformung erfährt. Die gravitativen Feldlinien müssen , da das jeweilige Gravitationsniveau ein Maß für die Feldliniendichte ist, ebenfalls eine Dichteasymmetrie erfahren, und zwar wird die Feldliniendichte im Zylindervolumen vermindert, während es in den beiden Halbräumen zu einer Erhöhung der Feldliniendichte kommt. Bei der Superposition ist also neben der metrischen Deformation der Niveauflächen ein Gefälle der Feldliniendichte entstanden und die ponderomotorische Gravitationskraft wirkt in Richtung dieses Dichtegefälles derart, daß die gravitierenden Massen aus Bereichen höherer Feldliniendichte in Raumbereiche geringerer Dichte zu gelangen suchen, Der Elementarprozeß der gravitativen Attraktion läuft also auf das Bestreben hinaus, die Dichteasymmetrie der gravitativen Feldlinien auszugleichen und der kugelsymmetrischen Raumstruktur anzunähern, weil dies offenbar der stabile Zustand maximaler Entropie ist. Kennzeichnet F_2 den V_2 umschließenden Flächeninhalt einer derjenigen exzentrischen aber rotationssymmetrischen Mittelpunktsflächen, welche als metrisch deformierte Niveaufläche (wegen der Dichteasymmetrie der Feldlinien) Quell- und Aufpunkt gemeinsam umschließt, dann erfolgt im Dichtegefälle der Feldlinien die gravitierende Bewegung stets so, daß das Verhältnis $V_2/F_2 \rightarrow V_1/F_1 \rightarrow V_k/F_k = (V/F)_{max}$ gemäß $V_k/F_k > V_1/F_1 > V_2/F_2$, während der Bewegung ansteigt, bis die sphärische Minimalfläche $F_k = 4 \pi r^2$ mit $V_k = 4/3 \pi r^3$ eines ungestörten neuen Feldes (erregt durch die Summe beider Massen) erreicht wird. V/F muß bei der sphärischen Fläche das Maximum durchlaufen, weil die Sphäre bei minimaler Oberfläche ein Volumenmaximum umschließt. Da nach B II 3 alle Vorgänge so ablaufen, daß die Entropie gemäß $\dot{S} \geq o$ und $\ddot{S} \leq o$ des Systems nur anwächst, kann angenommen werden, daß $V_1/F_1 - V_2/F_2 = \Delta (V/F) > o$ einer Entropieerhöhung $\Delta S > o$ des gravitierenden Systems proportional ist. Mit dem Proportionalitätsfaktor $a > o$

gilt also $a \triangle S = \triangle (V/F)$, oder nach dem infinitesimalen Limes $a\,dS = d\,V/F - V/F^2 \cdot dF$, so daß, wenn $V(F)$ der exzentrischen Niveaufläche bekannt ist, aus der Differentialgleichung

$$a\,F \cdot dS/dF = dV/dF - V/F\,,\quad V = V(F) \qquad 47$$

auf den integralen Verlauf der Entropieänderung $S(F)$, während der linearen Gravitationsbewegung geschlossen werden kann. Da $\dot{S} > o$ ist muß $\dot{F}$ nach 47 das gleiche Vorzeichen haben wie $dV/dF - V/F$, weil anderenfalls die Entropie abnehmen würde, was aber dem Entropiegesetz widerspräche.

Das Zustandekommen des gravitativen Feldgefälles bei der Superposition kann in zweifacher Weise interpretiert werden. Zum einen kann angenommen werden, daß das Dichtegefälle durch einen einfachen Superpositionsvorgang von Vektorfeldern zustandekommt, doch sind bei dieser Beschreibungsweise keine Einsichten in den Elementarvorgang zu erwarten, der sich bei der Superposition in dem gravitativ strukturierten Raum abspielt. Zum anderen ist es denkbar, daß bei der gravitativen Wechselwirkung zu den gravitativen Feldlinien Orthogonaltrajektorien induziert werden, welche nach Art eines Wirbelgesetzes die Feldlinien aus dem Zylindervolumen herausziehen und in den Halbräumen verdichten, so daß auf diese Weise die metrische Niveauflächendeformation zustande kommt. Da die Wirkung jeder ponderomotorischen Kraft auf die Überwindung des Trägheitswiderstandes der bewegten Materie zurückgeht und dieser Trägheitswiderstand mit dem Gravitationsfeld der betreffenden Materie identisch ist, kann angenommen werden, daß beim Wirken eines ponderomotorischen Vektors in der Gravitationsfeldstruktur der bewegten Materie ebenfalls ein solches Orthogonaltrajektorfeld induziert wird, welches ein gravitatives Feldgefälle verursacht, das dem ponderomotorischen Vektor entgegengerichtet ist und eine entgegengesetzt gleiche ponderomotorische Wirkung die reaktive Trägheitskraft bedingt. Sind Q und A nicht an feste Ruhelagen gebunden, sondern kommt es zur kräftefreien Gravitationsbewegung, so kompensieren diese reaktiven Trägheitskräfte die gravitativ verursachten Feldasymmetrien wieder aus, so daß in Q und A bei dieser Form der Bewegung keine Kraftwirkung mehr auftreten kann. Wie das Dichtegefälle im Fall der gravitativen Wechselwirkung zu interpretieren ist, (durch Superposition oder Induktion eines Orthogonaltrajektorfeldes) muß eine Analyse des Hilfsfeldes $\bar{A}$ ergeben, mit dessen Hilfe $m(r)$ eliminiert wurde.

2) Gravitative Feldstörungen

Faktisch ist vom Phänomen der Gravitation nur α div $\bar{g} = \sigma_o$ mit $\bar{g} = \bar{F} \pm \bar{A}/\alpha$ sowie $\bar{F} = \gamma$ grad (m/r) mit m (r) bekannt, worin der unbekannte Zusammenhang m (r) beziehungsweise das Feld $\pm \bar{A}$ auf $E = m c^2$, also auf das elektromagnetische Induktionsgesetz, und $\bar{F} =$ grad φ auf die Empirik der himmelsmechanischen Gravitationsbewegung zurückgeht. Offenbar ist α div $\bar{g} = \sigma_o$ noch durch andere Gleichungssysteme zu ergänzen. Die zeitliche Stabilität des $\bar{g}$ erregenden Materiefeldquants m_o wird durch $dm_o/dt = o$ ausgedrückt. Da immer $\wedge$; o = o ist, und $\wedge$ mit der Zeitdifferentiation gemäß $(\wedge \times d/dt)_- = o$ kommutiert, weil r und damit V im statischen Feld nicht von t abhängen, ist $o = \wedge$; $dm_o/dt = d/dt \wedge$; $m_o = d\sigma_o/dt$. Wegen $\sigma_o = \sigma_o (x_k, t)_1^3$ und $\bar{v} = \sum_{k=1}^{3} d\bar{x}_k/dt$,also div $\bar{v} = o$ wird $O = d\sigma_o/dt = \dot{\sigma}_o + \sum_{k=1}^{3} dx_k/dt \cdot \partial\sigma_o/\partial x_k = \dot{\sigma}_o + \bar{v}$ grad $\sigma_o = \dot{\sigma}_o +$ + div $(\bar{v}\sigma_o)$. Wird hierin $\dot{\sigma}_o = \alpha$ div $\dot{\bar{g}}$ eingesetzt , so folgt div $(\alpha \dot{\bar{g}} + \bar{v} \sigma_o) = o$. Diese Beziehung ist entweder erfüllt, wenn für alle Zeiten $\alpha \dot{\bar{g}} + \bar{v} \cdot \sigma_o = \bar{o}$ ist. Wird dies angenommen, so kann $\sigma_o = \alpha$ div $\bar{g}$ eingeführt und hierdurch dividiert werden. Dies ergibt $\dot{\bar{g}}/\text{div}\bar{g} = -\bar{v} =$ const. Ist $\bar{s} = \bar{s}_o \cdot s$ irgendein Wegvektor, derart, daß div $\bar{g} = \partial g_s/\partial s$ und $\dot{\bar{g}} = \bar{s}_o \dot{g}_s$ wird, so ist $\dot{\bar{g}}/\text{div}\bar{g} = \bar{s}_o \cdot \dot{s} = \dot{\bar{s}}$ oder wegen $\dot{\bar{s}} = -\bar{v} =$ const. Die Forderung $\alpha \dot{\bar{g}} + \bar{v} \sigma_o = \bar{o}$ kann also nur unter den Bedingungen $\dot{\bar{s}} + \bar{v} = \bar{o}$ und $\bar{g} \parallel \dot{\bar{s}} =$ const. erfüllt werden. Da dies aber nicht allgemein der Fall zu sein braucht, aber $\alpha \dot{\bar{g}} + \bar{v} \sigma_o$ immer divergenzfrei sein muß, was wegen div rot = o nur möglich sein kann, wenn der Vektor als Rotor eines neuen Vektorfeldes $\bar{\mu}$ darstellbar ist. Neben α div $\bar{g} = \sigma_o$ existiert also noch der aus der Stabilitätsforderung folgende Ausdruck $\alpha \dot{\bar{g}} + \bar{v} \sigma_o =$ rot $\bar{\mu}$. Wird das von σ_o erregte Feld gestört, und beschreiben $\bar{g}$ und $\bar{\mu}$ jetzt die von σ_o nicht mehr beeinflußbaren gravitativen Feldstörungen, so ist $\sigma_o = o$ zu setzen und für die im Vakuum fortschreitenden gravitativen Störungen gilt dann div $\bar{g} = o$ und $\alpha \dot{\bar{g}} =$ rot$\bar{\mu}$, was noch durch div $\bar{\mu} \sim \pm \sigma$ ergänzt werden kann, weil im Vakuum für $\bar{\mu}$ die Quelle mit der Feldmasse identisch ist. In diesen drei Differentialbeziehungen kann $\bar{\mu}$ eventuell als das Orthogonaltrajektorfeld

zu $\bar{g}$ interpretiert werden; denn wegen $\bar{\mu} \cdot \dot{\bar{g}} \sim \bar{\mu}$ rot $\bar{\mu} = o$ und $\bar{\mu} \neq \bar{o}$ beziehungsweise $\dot{\bar{g}} \neq \bar{o}$ ist $\bar{\mu}\, \dot{\bar{g}} = o$ nur für $\sphericalangle (\bar{\mu}, \dot{\bar{g}}) = \pi/2$, also $\bar{\mu} \perp \dot{\bar{g}}$ möglich und dies bedeutet wiederum, da rot $\bar{\mu} \sim \dot{\bar{g}}$ ist, daß die Feldlinien von $\bar{\mu}$ diejenigen Orthogonaltrajektorien sind, welche bei der gravitativen Wechselwirkung die Niveauflächen von $\bar{g}$ exzentrisch deformieren und ein Dichtegefälle der Feldlinien von $\bar{g}$ induzieren, durch welches eine ponderomotorische Kraftdichte entsteht. Dies aber gilt auch für $\bar{v}\ \sigma_o \neq \bar{o}$. Wenn die Beziehungen $\alpha\ \dot{\bar{g}} =$ rot $\bar{\mu}$, sowie div $\bar{g} = o$ beziehungsweise div $\bar{\mu} \sim \pm\ \sigma$, welche fortschreitende gravitative Feldstörungen im Vakuum beschreiben, vollständig sind, müssen sie sich aus $\delta \int_{t_1}^{t_2} \underline{L}\ d\,t = o$ als kanonische Feldgleichungen ergeben. Es ist zu erwarten, daß dieses Gleichungssystem noch nicht vollständig ist, das heißt, es kommt darauf an, für die durch $\bar{g}$ und $\bar{\mu}$ beschriebenen gravitativen Feldstörungen eine Funktion $\underline{L}$ so zu bestimmen, daß sich aus $\delta \int_{t_1}^{t_2} \underline{L}\ d\,t = o$ auf jeden Fall div $\bar{g} = o$, div $\bar{\mu} \sim \pm\ \sigma$ und $\alpha\ \dot{\bar{g}} =$ rot $\bar{\mu}$ als Feldgleichungen ergeben. Wenn noch zusätzliche Gleichungen entstehen, wird das System durch diese vervollständigt. Auch ist bei der Bestimmung von $\underline{L}$ der empirische Sachverhalt zu berücksichtigen, wonach die Gravitation einen nicht polaren Charakter hat, so daß sie sich zum elektrischen Feld konträr verhält. Auf jeden Fall ist die Gravitation ein ponderomotorisches Feld, so daß es nach den allgemeinen Untersuchungen aus I 3, im R_4 einen Feldtensor ${}^2\bar{M} = - {}^2\bar{M}^{\times}$ geben muß, der aus den Komponenten der im R_3 definierten Vektoren $\bar{g}$ und $\bar{\mu}$ so aufgebaut ist, daß seine Iteration 2. Grades dem Energiedichtetensor in R_4 proportional wird. Es ist ${}^2\bar{M} = \mathrm{rot}_4\ \bar{\psi}$ mit $\bar{\psi} = \sum_{k=1}^{4} \bar{\psi}_k$ möglich, wobei allerdings die Definition der Zeitkoordinate $x_4 = i\,c'\,t$ offen bleiben muß, weil, wenn c' die Ausbreitungsgeschwindigkeit gravitativer Feldstörungen bezeichnet, völlig unbekannt ist, ob $c' = c'^{\times} = c$ gilt oder nicht. Auch eine Abschätzung von c' ist nach den bisherigen Ergebnissen unmöglich. Den nicht polaren Charakter des Gravitationsfeldes wird durch $\bar{\psi} = \bar{\psi}^{\times}$ Rechnung getragen und $\bar{\psi}$ kann als allgemeine Feldfunktion im R_4 aufgefaßt werden. Da $\bar{\psi}$ nur von vektorieller Natur sein kann, muß für $L = d\underline{L}/dV$ der Ansatz eines Vektorfeldes gemacht werden. Am einfachsten wäre die Invarianz $L = - 1/4 \sum_{\mu\gamma=1}^{4} M^2_{\mu,\gamma}$, so daß sich für das kanonisch

konjugierte Feld i c' $| \pi_\gamma | = | M_{\gamma,4} |$, also $\pi_4 = o$ ergibt Zwar ist $\bar{\psi}$ durch ${}^2\bar{M} = rot_4\ \bar{\psi}$ nicht eindeutig bestimmt, doch ist $\bar{\psi}$ immerhin gegen Eichtransformationen $\bar{\psi}' = \bar{\psi} + grad_4\ \Lambda$ invariant, wenn Λ irgendeine Skalarfunktion im R_4 ist. Aus ${}^2\bar{M} = rot_4\ \bar{\psi}$ folgen die Feldgleichungen $\overline{div}_4\ {}^2\bar{M} = \bar{o}$, doch ist die Elimination von ψ_4 mit $L = -1/4 \sum_{\mu,\gamma=1}^{4} M^2_{\mu,\gamma}$ singulär. Diese Singularität wird durch die Form

$$L = -1/4 \sum_{\mu,\gamma=1}^{4} M^2_{\mu,\gamma} - 1/2\ (div_4\ \bar{\psi})^2$$

vermieden. Mit ${}^2\bar{M} = rot_4\ \bar{\psi}$ folgt aus dem kanonischen Formalismus für die Feldgleichungen

$$\partial L/\partial \psi_\gamma - \sum_{\mu=1}^{4} \partial/\partial x_\mu \frac{\partial L}{\partial \frac{\partial \psi_\gamma}{\partial x_\mu}} =$$

$$= \Big| \sum_{\mu=1}^{4} \partial/\partial x_\mu\ (\partial \psi_\gamma/\partial x_\mu - \partial \psi_\mu/\partial x_\gamma) + \partial/\partial x_\gamma \sum_{\mu=1}^{4} \partial \psi_\mu/\partial x_\mu =$$

$$= \sum_{\mu=1}^{4} \partial^2/\partial x_\mu^2\ \psi_\gamma = div_4\ grad_4\ \psi_\gamma = o$$

oder vektoriell $div_4\ grad_4\ \bar{\psi} = \bar{o}$. Diese letzte Beziehung ist aber eine raumzeitliche Potentialgleichung, wenn die Ausbreitungsgeschwindigkeit c' dieses Gravitationspotentials die Koordinate x_4 bestimmt. Mit der Kürzung $\chi = div_4\ \bar{\psi}$ wird $\overline{div}_4\ {}^2\bar{M} + grad_4 \chi = \bar{o}$ oder $div_4\ grad_4\ \chi = o$, was wegen der Potenzreihenentwicklung

$$\chi = \sum_{k=o}^{\infty} t^k/k!\ (\partial^k/\partial t^k\ \chi)_{t=o}$$

in t - Potenzen die Nebenbedingungen $\chi_{t=o} = o$ und $\dot{\chi}_{t=o} = o$ zur Folge hat. Dies bedeutet auch für die Eichtransformationen $\bar{\psi}' = \bar{\psi} + grad_4\ \Lambda$ die Forderung $div_4\ grad_4\ \Lambda = o$. Die Gruppe der Eichtransformationen wird durch diese letzte Beziehung eingeschränkt. Die Komponenten des zu $\bar{\psi}$ kanonisch konjugierten Impulses ergeben sich aus L wie folgt: $i\ c'\ \pi_\gamma = M_{\gamma 4} - \delta_{\gamma,4}\ div_4\ \bar{\psi}$, das heißt , $i\ c'\ \pi_4 = - div_4\ \bar{\psi}$ verschwindet nur, wenn $\bar{\psi}$ gemäß $div_4\ \bar{\psi} = o$ divergenzfrei ist. Hieraus läßt sich ψ_4 regulär eliminieren. Dies bedeutet aber , daß die Funktion $H = d\underline{H}/dV$ des kanonischen Formalismus in der Form $H = 1/2\ c'^2\ (|\ \underline{\bar{\pi}}\ |^2 + \pi_4^2) + 1/2\ rot\ \underline{\bar{\psi}}|^2 + i\ c' \cdot (\underline{\bar{\pi}}\ grad\ \psi_4 - \pi_4 \cdot div\ \underline{\bar{\psi}})$ dargestellt werden kann, wenn die Vektoren $\underline{\bar{\pi}}$ und $\underline{\bar{\psi}}$ die im R_3 definierten Komponenten

von $\bar{\pi}$ und $\bar{\psi}$ sind. Wesentlich für die weiteren Untersuchungen ist, daß aus L unter Anwendung des kanonischen Formalismus

$\delta \int_{t_1}^{t_2} \underline{L} \cdot \, d\,t = o$ resultierende Gesetz $div_4\ grad_4\ \bar{\psi} = \bar{o}$,

das mit $x_4 = i\ c'\ t$ auch in der Form div grad $\bar{\psi} = \ddot{\bar{\psi}}/c'^2$ einer Wellengleichung beschrieben werden kann, wenn $c' = c'^{\times}$ ist. Da ${}^2\bar{M}$ aus den Komponenten von $\bar{g}$ und $\bar{\mu}$ aufgebaut ist und wegen ${}^2\bar{M} = rot_4\ \bar{\psi}$ auch $\bar{\psi}$ durch $\bar{g}$ und $\bar{\mu}$ gegeben ist, sagt div grad $\bar{\psi} = \ddot{\bar{\psi}}/c'^2$ aus, daß sich die durch $\bar{g}$ und $\bar{\mu}$ gegebene gravitative Feldstörung nach einem Wellengesetz mit der unbekannten Geschwindigkeit $c' < \infty$ ausbreitet. Soll ${}^2\bar{M} = -\ {}^2\bar{M}^{\times}$ so strukturiert sein, daß sich aus $\overline{div}_4\ {}^2\bar{M} = \bar{o}$ die bekannten Zusammenhänge div $\bar{g} = o$, div $\bar{\mu} \sim \pm\ \sigma$ und $\alpha\ \dot{\bar{g}} = rot\ \bar{\mu}$ ergeben, wenn vorübergehend approximativ $\sigma \approx o$ gesetzt wird, und soll weiterhin durch einen ergänzenden Zusammenhang für $\bar{g}$ und $\bar{\mu}$ die Wellengleichung div grad $\bar{\psi} = \ddot{\bar{\psi}}/c'^2$ zusammen mit den bekannten Beziehungen entstehen, so ist dies dann und nur dann möglich, wenn die Beziehungen durch rot $\bar{g} = \pm\ \beta\ \dot{\bar{\mu}}$ ergänzt werden, wobei β = const eine noch zu bestimmende Naturkonstante ist. Auch muß das Vorzeichen noch eindeutig festgelegt werden. Werden rot $\bar{\mu} = \alpha\ \dot{\bar{g}}$ und rot $\bar{g} = \pm\ \beta\ \dot{\bar{\mu}}$ unter Berücksichtigung von div $\bar{g} = o$ und div $\bar{\mu} \approx o$ substituiert, so folgt für $\bar{g}$ und $\bar{\mu}$ tatsächlich div grad $(\bar{g}, \bar{\mu}) = \mp\ \alpha\ \beta\ \partial^2/\partial t^2\ (\bar{g}, \bar{\mu})$ und dies ist das Gesetz einer Potential- beziehungsweise einer Wellenausbreitung, wenn $\mp\ \omega^2 = c'^2$ mit $1/\omega^2 = \alpha\ \beta$ die Ausbreitungsgeschwindigkeit kennzeichnet. Da α und β reelle Zahlen und zwar Naturkonstanten sein müssen (dies ist für α evident, doch trägt auch β diesen Charakter, weil rot $\bar{g} = \pm\ \beta\ \dot{\bar{\mu}}$ auch im Leerraum gilt), die beide im Endlichen liegen, fällt von den beiden möglichen Fällen $c' \to \infty$ und $c' = const < \infty$ aus C I 3 die noch diskutabel blieben, der Fall $c' \to \infty$ aus, weil $\alpha > o$ und nach dem kanonischen Formalismus auch $\beta > o$ sein muß. Es ist demnach nur noch $c' \neq c'^{\times}$ oder $c' = c'^{\times}$ für $c' = const < \infty$ zu entscheiden. Die aus ${}^2\bar{M} = rot_4\ \bar{\psi}$ und der kanonischen Feldmechanik folgende raumzeitliche Beziehung rot $\bar{g} = \pm\ \beta\ \dot{\bar{\mu}}$ gilt wie rot $\bar{\mu} = \alpha\ \dot{\bar{g}}$ und div $\bar{g} = o$ nur für $\sigma_o = o$ des leeren R_3 für hinreichend geringe Feldintensitäten $\sigma \approx o$. Ist $\sigma_o > o$, dann kann diese Beziehung nur ohne Korrekturglied $\bar{q}\ (\sigma_o)$ gelten, wenn div $\dot{\bar{\mu}} = o$ ist, was aber noch nicht entscheidbar ist. Erweist sich div $\dot{\bar{\mu}} \neq o$, dann gilt für $\sigma_o > o$ neben rot $\bar{\mu} = \alpha\ \dot{\bar{g}} + \sigma_o\ \bar{v}$ und

α div $\bar{g} = \sigma_o$ die korrigierte Form $\bar{q}\ (\sigma_o)$ + rot $\bar{g} = \pm\ \beta\ \dot{\bar{\mu}}$ mit $\bar{q}\ (o) = \bar{o}$. Nach der vorangegangenen Untersuchung hinsichtlich c' wird der Zweig von rot $\bar{g} = \pm\ \beta\ \dot{\bar{\mu}}$ durch $c'^2 = \mp\ \omega^2$ entschieden. Wird im leeren R_3, also für $\sigma_o = o$ der Ausdruck für rot $\bar{\mu}$ mit $\bar{g}$ multipliziert und hiervon der mit $\bar{\mu}$ multiplizierte Ausdruck für rot $\bar{g}$ subtrahiert, so folgt $\bar{g}$ · rot $\bar{\mu}$ - $-\ \bar{\mu}$ rot $\bar{g} = \alpha\ \bar{g}\ \dot{\bar{g}} \mp \beta\ \bar{\mu}\ \dot{\bar{\mu}} = 1/2\ \partial/\partial t\ (\alpha\ g^2 \mp \beta\ \mu^2)$.

Andererseits ist, weil rot $= \begin{vmatrix} \bar{e}_1 & \bar{e}_2 & \bar{e}_3 \\ \partial/\partial x_1 & \partial/\partial x_2 & \partial/\partial x_3 \\ ()_1 & ()_2 & ()_3 \end{vmatrix}$ als Determinante dargestellt werden kann,

$$\bar{g}\ \text{rot}\ \bar{\mu} - \bar{\mu}\ \text{rot}\ \bar{g} = - \begin{vmatrix} \partial/\partial x_1 & \partial/\partial x_2 & \partial/\partial x_3 \\ g_1 & g_2 & g_3 \\ \mu_1 & \mu_2 & \mu_3 \end{vmatrix} =$$

$= -$ div $\bar{g} \times \bar{\mu}$, also $1/2\ \partial/\partial t\ (\alpha\ g^2 \mp \beta\ \mu^2) = -$ div $\bar{g} \times \bar{\mu}$. Wenn also ein bestimmtes Volumen V die gravitativen Feldstörungen enthält und wenn $\bar{F}$ als Oberfläche dieses Volumen begrenzt, so folgt nach Volumenintegration $1/2\ \partial/\partial t \int (\alpha\ g^2 \mp \beta\mu^2)\ d\ V = - \int$ div $\bar{g} \times \times \bar{\mu}\ \cdot\ d\ V = - \oint \bar{g} \times \bar{\mu}\ d\ \bar{F}$ und dies ist die Leistung der Gravitationsfeldstörung, welche durch die Begrenzung $\bar{F}$ das System verläßt. Ist E_g die Energie dieser Störungen, so wird $\dot{E}_g = - \oint \bar{g} \times \times \bar{\mu}\ d\ \bar{F}$. Begrenzt also $\bar{F}$ das System so, daß $\bar{g} \times \bar{\mu}$ divergenzalso quellenfrei ist, so wird $\dot{E}_g = o$ wegen $\bar{F} \perp \bar{g} \times \bar{\mu}$, also E_g = const. und dies bedeutet nach Zeitintegration, $\alpha/2 \int g^2\ d\ V \mp \beta/2 \int \mu^2\ d\ V = E_g$ = const. Dies ist der konstante Energieinhalt des konservativen Systems gravitativer Feldstörungen. Wird weiter gefordert, daß dieses konservative System das statische Feld eines Materiefeldquants m (r) bildet, so setzt sich die konservative Gesamtenergie E_m offensichtlich aus $m \cdot c^2$ (Energie des Quants) und dem rein gravitativen Anteil $\alpha/2 \int \bar{\Gamma}^2\ d\ V$ gemäß $E_m = m\ c^2 + \alpha/2 \int \bar{\Gamma}^2\ d\ V$ zusammen. Ist der R_3 nicht leer, also $\sigma_o > o$, dann folgt analog $-$ div $\bar{g} \times \bar{\mu} = \alpha\ \bar{g}\ \dot{\bar{g}} + \beta\ \bar{\mu}\ \dot{\bar{\mu}} + \bar{g}\ \bar{v}\ \sigma_o \mp \bar{\mu}\ \bar{q}$, worin $\bar{g}\ \bar{v}\ \sigma_o \mp \bar{\mu}\ \bar{q} = \sigma\ c^2$ gelten muß. In E_m ist wegen rot $\bar{\mu} = \alpha\ \dot{\bar{g}} + \bar{v}\ \sigma_o$ immer der Anteil von $\bar{A}$ und $\bar{\mu}$ bereits in m (r) enthalten. Wird wieder div $\bar{g} \times \bar{\mu}$ räumlich integriert, und der konservative Charakter $\bar{g} \times \bar{\mu} \perp d\ \bar{F}$ berücksichtigt, dann folgt auch $E_m = \alpha/2 \cdot \int g^2\ d\ V \mp \beta/2 \int \mu^2 dV +$ $+\ m\ c^2$ = const. nach Zeitintegration, was im Vergleich

$o = \alpha/2 \int (g^2 - \Gamma^{*2})\, d\,V \mp \beta/2 \int \mu^2\, d\,V = \alpha/2 \int (\bar{A}^2/\alpha^2 \pm 2/\alpha \bar{\Gamma}\bar{A})$. $d\,V \mp \beta/2 \int \mu^2\, d\,V$ oder $A^2/2\alpha \pm \bar{\Gamma}\,\bar{A} = \pm \beta/2\, \mu^2$, beziehungsweise $A^2/\alpha^2 \pm 2\,\bar{\Gamma}\,\bar{A}/\alpha + \Gamma^2 = \Gamma^2 \pm \beta/\alpha\, \mu^2 =$ $= (\bar{\Gamma} \pm \bar{\mu}\sqrt{\beta/\alpha} \cdot \sqrt{\pm 1})^2$ wegen $\bar{\mu} \perp \bar{\Gamma}$ liefert. (Die Zweideutigkeit von rot $\bar{g}$ ist jetzt in $\sqrt{\pm 1}$ enthalten). Die Orthogonalität kann auf folgende Weise nachgewiesen werden. Aus rot $\bar{g} = \beta \cdot \dot{\bar{\mu}}$ folgt $\bar{g} \perp \dot{\bar{\mu}}$, also $\bar{\Gamma} \perp \dot{\bar{\mu}}$ und $\bar{A} \perp \dot{\bar{\mu}}$, was entweder $\bar{A} \parallel \bar{\Gamma}$ oder $\bar{\Gamma} \perp \bar{A} \perp \dot{\bar{\mu}}$ zuläßt. Die Beziehung rot $\bar{\mu} = \alpha\, \dot{\bar{g}}$ kann nicht verwendet werden, weil auf der rechten Seite noch der Summand $\bar{v} \cdot \ddot{\sigma}_o$ auftreten kann. Aus $\bar{A} \perp \dot{\bar{\mu}}$ folgt weiter $\dot{\bar{A}} \perp \ddot{\bar{\mu}} \parallel \bar{\mu}$ und $\dot{\bar{\Gamma}} \perp \ddot{\bar{\mu}} \parallel \bar{\mu}$, weil $\ddot{\bar{\mu}} \sim$ div grad $\bar{\mu}$ und div grad skalarer Natur ist. Nun muß aber immer $\bar{\Gamma} \parallel \dot{\bar{\Gamma}}$ sein, was die Orthogonalität $\bar{\Gamma} \perp \bar{\mu}$ zur Folge hat. Darüberhinaus zeigt sich $\dot{\bar{A}} \parallel \bar{\Gamma}$, aber $\bar{A} \perp \bar{\Gamma}$. So erweist sich $\bar{\mu}$ als Orthogonaltrajektorfeld zu $\bar{\Gamma}$. Da außerdem $\Gamma^2 \pm 2\,\bar{\Gamma}\,\bar{A}/\alpha + A^2/\alpha^2 = (\bar{\Gamma} \pm \bar{A}/\alpha)^2$ ist, folgt $\bar{A} = \bar{\mu} \cdot \sqrt{\alpha\beta} \cdot \sqrt{\pm 1} = \bar{\mu}/\omega \sqrt{\pm 1}$. Wenn in $\sqrt{\pm 1}$ das untere Vorzeichen gilt, also, wenn rot $\bar{g} = -\beta \cdot \dot{\bar{\mu}}$ gilt, so muß $\bar{\mu}\sqrt{\beta}$ imaginär werden und auch $\bar{A}$ müßte dies sein, so daß wegen $\bar{g} = \bar{\Gamma} \pm \bar{A}/\alpha$ dieser Vektor komplex wird, weil α reell ist. Und dies würde bedeuten, daß auch α div $\bar{g} = \sigma_o$ ein komplexer Zusammenhang ist. Nun ist aber σ_o eine reale physikalische Größe, für welche Im $\sigma_o = o$ gelten muß, und dies hätte auch Im α div $\bar{g} =$ $= \pm$ div $\bar{A} = o$ zur Folge, was wegen $\pm$ div $\bar{A} = \sigma_o - \sigma =$ $= \wedge\,;\ (m_o - m)$ die Gleichheit $m = m_o$ nach sich ziehen würde, was aber zu dem Energiematerieäquivalent im Widerspruch steht. Mithin muß $\bar{A}$ reell sein, so daß nur rot $\bar{g} = \beta\, \dot{\bar{\mu}}$ gelten kann, wodurch über das Vorzeichen entschieden worden ist. Zugleich ist das unbekannte Vektorfeld $\bar{A} = \bar{\mu}/\omega$ durch das Feld $\bar{\mu}$ ausgedrückt, was für $\bar{g}$ die im Vorzeichen noch immer zweideutige Darstellung $\bar{g} = \bar{\Gamma} \pm \bar{\mu}/\alpha\omega$ ermöglicht. Wegen $\omega\, \bar{A} = \bar{\mu}$ und div $\bar{A} =$ $= \pm \wedge\,;\ (m_o - m)$ ist auch die Quellenverteilung von $\bar{\mu}$, nämlich div $\bar{\mu} = \pm\, \omega \wedge\,;\ (m_o - m)$ bekannt. Wie schon erwähnt, ist in rot $\bar{g} = \beta\, \dot{\bar{\mu}}$ für $\sigma_o > o$ bei hohen Feldintensitäten $\sigma \neq o$ ein Zusatzvektor $\bar{q}$ zu vermuten, dessen Quellen mit denen von $\bar{\mu}$ äquivalent sind. Divergenzbildung von rot $\bar{g} + \bar{q} = \beta\, \dot{\bar{\mu}}$ liefert div $\bar{q} = \beta$ div $\dot{\bar{\mu}} = \pm\, \beta\, \omega\, \partial/\partial t \wedge\,;\ (m_o - m)$ und Volumenintegration $\int$ div $\bar{q}\, d\,V = \pm\, \beta\, \omega\, \partial/\partial t\, (m_o - m)$, weil $\int ()\, d\,V = \wedge^{-1}\,;$ () und $\wedge\,;\ \wedge^{-1} = 1$ gesetzt werden kann. Da $\int$ div $\bar{q}\, d\,V = \oint \bar{q}\, d\,\bar{F}$ ist, folgt im Vergleich nach Flächendifferentiation $\bar{q} = \pm\, \beta\, \omega\, \partial/\partial t\, d/d\bar{F}\, (m_o - m)$, das heißt, $\bar{q}$ entspricht dem pro Zeiteinheit die begrenzende Fläche durchsetzenden Fluß gravitativer Feldmasse und kann nur existieren,

wenn
$\partial/\partial t \; (m_o - m) \neq o$ bleibt, was aber im stabilen Fall nicht erfüllt sein dürfte. Zusammengefaßt gilt also für das dynamische, also zeitlich variable Gravitationsfeld

$$\alpha \; \mathrm{div} \; \bar{\Gamma} = \sigma \; , \; \mathrm{div} \; \bar{\mu} = \pm \omega \; (\sigma_o - \sigma) \; , \; \mathrm{rot} \; \bar{\mu} = \alpha \; \dot{\bar{g}} + \bar{v} \; \sigma_o \; ,$$
$$\mathrm{rot} \; \bar{g} = \beta \; \dot{\bar{\mu}} \mp \beta \; \omega \; \partial/\partial t \; d/d\bar{F} \; (m_o - m) \; , \; \bar{g} = \bar{\Gamma} \pm \bar{\mu}/\alpha\omega \; ,$$
$$m_o = o \; , \; m \approx o \; , \; \mathrm{rot} \; \bar{\mu} = \alpha \; \dot{\bar{g}} \; , \; \mathrm{rot} \; \bar{g} = \beta \; \dot{\bar{\mu}} \; ,$$
$$\mathrm{div} \; \bar{\mu} = o \; , \; \mathrm{div} \; \bar{\Gamma} = o \; , \; \bar{\mu} \perp \bar{\Gamma} \; , \; \alpha \; \beta \; \omega^2 = 1 \; \ldots\ldots$$
$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$ 48.

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit c' gravitativer Feldstörungen entsprach in ihrer Zweideutigkeit $c'^2 = \mp \omega^2$ derjenigen von $\mathrm{rot} \; \bar{g} = \pm \beta \; \dot{\bar{\mu}}$, was aber gemäß $\mathrm{rot} \; \bar{g} = \beta \; \dot{\bar{\mu}}$ wegen Im $\sigma_o = o$ eindeutig wurde, so daß dies $c'^2 = - \omega^2$ zur Folge hat. Aus Gleichung 48 folgt tatsächlich für die Feldstörung im leeren R_3 bei geringer Intensität $\sigma \approx o$ das transversale Ausbreitungsgesetz $\mathrm{div} \; \mathrm{grad} \; (\bar{\Gamma}, \bar{\mu}) = - \alpha \; \beta \; \partial^2/\partial t^2 \; (\bar{\Gamma}, \bar{\mu}) = - 1/\omega^2 \; \cdot$ $\cdot \; \partial^2/\partial t^2 \; (\bar{\Gamma}, \bar{\mu})$ für die beiden orthogonalen Feldvektoren. Da wegen $\alpha \succ o$, sowie $\beta > o$ und $\alpha \; \beta \; \omega^2 = 1$ auch $\omega^2 \succ o$ ist, beschreibt die Beziehung keine Wellenausbreitung der Feldvektoren im Analogie zur Elektrodynamik, sondern eine raumzeitliche Potentialgleichung. Es handelt sich dabei um eine als Potential sich ausbreitende Feldstörung, welche im R_3 mit der Geschwindigkeit ω fortschreitet, während die Zeitkoordinate $x_4 = \omega \; t$ dieser Raumzeit reell zählt. Aus diesem Grunde sollen die mit ω fortschreitenden gravitativen Wirkungen nicht als Gravitationswellen, sondern als gravitative Feldstörungen bezeichnet werden. Andererseits folgt aber aus der kanonischen Feldmechanik für jede gravitative Zustandsgröße

$c'^2 \; \mathrm{div} \; \mathrm{grad} \; \bar{\psi} = \ddot{\bar{\psi}}$, was

$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$ 48a

$c' = i \; \omega$ $\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$ 48a

liefert, wodurch über das algebraische Verhalten von c' entschieden ist. Zur völlig eindeutigen Bestimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeit von Gravitationsfeldwirkungen braucht also nur noch der Faktor β in $\alpha \; \beta \; \omega^2 = 1$ ermittelt zu werden. Auch gestattet die zu $\omega \; \bar{A} = \bar{\mu}$ führende Fassung $m(r) \; c^2 + \alpha/2 \int \bar{F}^2 \; d \; V = E_m = \mathrm{const.}$ des Energieprinzips im statisch ungestörten Gravitationsfeld eine approximative Beschreibung des unbekannten Verlaufes $m(r)$ der Feldmasse, wobei allerdings vorerst die notwendige Quantisierung unberücksichtigt bleibt, was den approximativen Charakter bedingt.

3.) Das Mesofeld

Ist das Gravitationsfeld des Materiefeldquants m_o ungestört und statisch, so gilt in guter Näherung $m(r) \cdot c^2 + \alpha/2 \int \bar{\Gamma}^2 \, d\,V = \text{const.}$ mit $dV = 4\pi r^2 \, dr$, wodurch die nicht deformierte - also sphärische - Natur der Niveauflächen ausgedrückt wird. Da außerdem $\bar{\Gamma} = \text{grad}\ \varphi = \gamma^l \bar{r}_o \, (1/r \, dm/dr - m/r^2)$ im statischen Fall immer gilt, folgt aus dem Erhaltungsprinzip $m c^2 + \alpha/2 \int \Gamma^2 \, dV = E' = \text{const.}$ nach totaler Differentiation, wenn zur Kürzung die neue Naturkonstante $a = 2\pi\alpha \cdot \gamma^2/c^2 = 3/32 \ \gamma^l/c^2$ eingeführt wird, für $m(r)$ das Differentialgesetz

$$a\,(dm/dr)^2 + dm/dr\,(1 - 2am/r) + a\,m^2/r^2 = 0\,,$$

$$a = 3/32 \cdot \gamma^l/c^2 \qquad \ldots\ldots\ldots\

$r\,q \cdot e^{-q} = r_o\,q_o \cdot e^{-q_o} = A = \text{const.}$ mit $q = 1 \pm \sqrt{1-4a\,m/r}$ ergibt, wenn mit $\xi = m/r$ zurücktransformiert wird. In dieser Lösung der Gleichung 49 ist noch die Zweideutigkeit von q zu beseitigen. Die Lösung muß auf jeden Fall so beschaffen sein, daß sie Randbedingungen genügt. Zunächst muß immer $m(r_o) = m_o$ werden und das Gesetz $m(r)$ muß konvergent sein; denn würde $\lim_{r \to \infty} m = m < \infty$ nicht gelten, so würde das Quant m_o eine divergierende gravitative Selbstenergie erhalten, was zu dem Energieprinzip in Widerspruch steht, Die Randbedingungen $\lim_{r \to r_o} m = m_o$ und $\lim_{r \to \infty} m = m < \infty$ können auch auf die Approximation $(a\,m/r)^n \approx o$ für $n > 1$ in $r\,q \cdot e^{-q} = \text{const.}$ angewendet werden. Ist also die gravitative Felddichte hinreichend klein, so kann für q die Reihenentwicklung $q \approx 1 \pm (1 - 2a\,m/r)$ verwendet werden. Ist die approximierte Integrationskonstante A', so gilt $r(1 \pm (1 - 2a\,m/r)) \cdot \exp\left[-(1 \pm (1 - 2a\,m/r))\right] = A'$. Zunächst werde der positive Zweig untersucht. Für diesen gilt, wenn $A' = b_+/e^2$ gesetzt wird, $2r(1 - am/r)\,e^{2a\,m/r} \approx 2r(1 - am/r) \cdot (1 + 2am/r) = b_+ = \text{const}$ Dieser Ausdruck $(1 - am/r)(1 + 2am/r) = b_+/2r$ ist eine quadratische Gleichung in m, nämlich $2a^2 m^2/r^2 - a\,m/r = 1 - b_+/2r$, deren zweideutige Lösung $m = r/4a\,(1 \pm \sqrt{9 - 4\,b_+/r})$ ist. Wegen

$$b_+ = 2r_o\,(1 - a\,m_o/r_o)\left(1 + \frac{2\,am_o}{r_o}\right)$$

wird für beide Vorzeichen, da $(\alpha - \beta)^2 = (\beta - \alpha)^2$ ist, $m(r_o) = m_o$ für beide Zweige der zweideutigen Lösung erreicht, so daß die erste Randbedingung für den positiven Zweig von q erfüllt ist. Für $r > r_o$ wird eine Reihenentwicklung in der Form $m(r) = r/4a\,(1 \pm 3\,(1 - 2/9\,b_+/r + \sum_{\gamma=2}^{\infty} b_\gamma/r^\gamma)) = r/4a\,(1 \pm 3) \mp b_+/18a \pm 1/4a \sum_{\gamma=2}^{\infty} b_\gamma/r^{\gamma-1}$ und hieraus folgt $\lim_{r \to \infty} m = \mp b_+/18a + 1/4a\,(3 \pm 1) \lim_{r \to \infty} r^\gamma$ und dies bedeutet, daß $\lim_{r \to \infty} m$ in jedem Fall divergiert, das heißt für den positiven Zweig von r q ist die Konvergenzforderung nicht erfüllt. In $r \cdot q \cdot e^{-q} = \text{const.}$ bleibt also nur noch der negative Zweig $q = 1 - \sqrt{1 - 4am/r} \approx 2am/r$ übrig, so daß auch

$$e^{-q} \approx e^{-2am/r} \approx 1 - 2am/r \text{ wird, was } r \cdot q \cdot e^{-q} \approx$$

$$\approx 2\,a\,m\,(1 - 2am/r) = 2\,a\,b_- = \text{const. zur Folge hat .}$$

Mit $b_- = m_o \left(1 - \frac{2am_o}{r_o}\right)$ lautet die Approximation $m\left(1 - \frac{2am}{r}\right) = b_-$, was wiederum eine quadratische Gleichung in m ist. Für die zweideutige Lösung folgt $m = r/4a \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{8ab_-}{r}}\right)$ für $r = r_o$ wird $m(r_o) = r_o/4a\left(1 \pm \left(\left|1 - \frac{4am_o}{r_o}\right|\right)\right)$, so daß $m(r_o) = m_o$ für jeden Zweig erreichbar ist. Für $r > r_o$ kann abermals m als Reihe entwickelt werden. Dies liefert

$$m = r/4a\left(1 \pm \left(1 - \frac{4ab_-}{r} + \sum_{\gamma=2}^{\infty} b'_\gamma/r^\gamma\right)\right)$$

und hieraus ergibt sich, daß für den negativen Zweig die Konvergenzforderung erfüllt ist. Man hat für diesen Zweig $m = b_- - 1/4a \sum_{\gamma=2}^{\infty} b'_\gamma/r^{\gamma-1}$, was wegen $\lim_{r\to\infty} \sum_{\gamma=2}^{\infty} \frac{b'_\gamma}{r^{\gamma-1}} = o$ die Konvergenz $\lim_{r\to\infty} m = -b_- < \infty$ liefert. Damit ist in q über das Vorzeichen entschieden und die Lösung der Gleichung 49 lautet

$$r\,q \cdot e^{-q} = A = \text{const}, \quad q = 1 - \sqrt{1 - 4am/r} \qquad \ldots\ldots 49a$$

und diese Beziehung enthält das unbekannte Gesetz m (r) näherungsweise implizit in makromarer, also nichtquantisierter Form. Auch scheint die Transzendentenfunktion der Gleichung 49 a ein Relativitätsprinzip gravitativer Raumstrukturen zum Ausdruck zu bringen; denn jede gravitative Feldquelle erscheint relativ zu irgendwelchen Raumpunkten als eine von der räumlichen Distanz abhängige Größe. Die Differenz $m - m_o = \mu_g$ muß die Feldmasse des zwischen r_o und $r > r_o$ vorhandenen Gravitationsfeldes sein, welches also das Volumen $4/3\ \pi\ (r^3 - r_o^3)$ ausfüllt. $\mu_g = \lim_{r\to\infty} \mu_g$ wäre dann die Feldmasse des gesamtem von m_o ausgesandten Gravitationsfeldes. Mit der aus 49 a folgenden Approximation $m \approx r/4a\left(1 - \sqrt{1 - \frac{8ab_-}{r}}\right)$ wird $\mu_g = \lim_{r\to\infty} (m - m_o) = b_- - m_o$, weil $\lim_{r\to\infty} m = b_-$ ist. Mit $b_- = m_o \left(1 - \frac{2am_o}{r_o}\right)$ wird dann $\mu_g = -\frac{2am_o^2}{r_o}$.

Da grundsätzlich $m_o^2 > o$ und auch $r_o > o$ ist, muß auch $\frac{2am_o^2}{r_o} > o$ wegen $2a = \frac{3\gamma\ell}{16\,c^2} > o$ sein, so daß sich $\mu_g < o$ ergibt, das heißt, die Feldmasse des Gravitationsfeldes ist negativ. Das positive Gegenstück dazu kann nicht die gesamte

gravitative Feldquelle m_o sein; denn es ist $\mu_g \not< m_o$. Es erscheint daher notwendig zwischen der Feldquelle und dem eigentlichen exogenen Gravitationsfeld ein Zwischenfeld als Mittel - oder Mesofeld anzunehmen, dessen Feldmasse $\mu = - \mu_g \approx \frac{2am^2_o}{r_o}$ das positive

Gegenstück zur negativen Gravitationsfeldmasse ist. Offenbar gilt für die der Gravitationsfeldmasse $\mu_g = m - m_o$ entsprechende Mesofeldmasse $\underline{\mu} = m_o - m$ und mit dem Dichteoperator $\wedge$ würde sich dann für die Massen- oder Energiedichte des Mesofeldes $\wedge ; \underline{\mu} = \wedge ; (m_o - m) = \sigma_o - \sigma$ ergeben. Andererseits ist aber $\sigma_o - \sigma$ die Feldquelle des in Gleichung 48 beschriebenen Vektors $\bar{\mu}$, woraus, wegen div $\bar{\mu} = \pm \omega (\sigma_o - \sigma) = \pm \omega \wedge ; \underline{\mu}$ folgt, daß $\bar{\mu}$ der Feldvektor dieses Mesofeldes im R_3 ist. Auf diese Weise hat der sich aus der Notwendigkeit des Energiesatzes ergebende $\bar{\mu}$, mit dem zweideutig $\bar{F}$ ergänzt wurde, mit Hilfe der Lösung 49 a seine Interpretation als Mesofeldvektor gefunden. Da $\wedge ; \underline{\mu} = \sigma_o - \sigma$ und $\underline{\mu} > o$ ist, kommt in $\bar{g}$ und div $\bar{\mu}$ von Gleichung 48 nur der positive Zweig in Betracht. Mithin ist 48 durch die Eindeutigkeit

$$\bar{g} = \bar{F} + \bar{\mu}/\alpha\omega \quad , \quad \text{div } \bar{\mu} = \omega (\sigma_o - \sigma) \, ,$$

$$\text{rot } \bar{g} = \beta \dot{\bar{\mu}} - \beta \omega \, \partial/\partial t \quad d/d\bar{F} \, (m_o - m) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots 49b$$

zu ergänzen. Unbekannt sind nur noch die Mesofeldkonstante β und damit die Größe ω als Betrag der Ausbreitungsgeschwindigkeit gravitativer Feldstörungen. Wegen $\alpha \beta \omega^2 = 1$ braucht nur eine dieser beiden Größen ermittelt zu werden. Es besteht die Möglichkeit weitere Aussagen zu erhalten. Für $r = r_o$ muß im makromaren Bereich auf jeden Fall das empirische Gravitationsgesetz 8 aus B II 2 erscheinen, in welchem $\gamma\varrho \, m_o/r_o \ll c^2$ und $4 a \, m_o/r_o \ll 1$ bleibt, so daß in der Reihenentwicklung von 49a alle höheren als erste Potenzen in sehr guter Näherung verschwinden. Hieraus folgt für die Integrationskonstante $A \approx 2 a m_o = 3 \gamma\varrho \, m_o/16c^2$, also $A = A^*$ oder Im $A = o$, was die Realität Im $qe^{-q} = o$ zur Folge hat, weil r im R_3 immer reell ist. $q e^{-q}$ kann aber nur dann einen imaginären Anteil haben, wenn der Radikant in q negativ wird. Die Realitätsforderung läßt also nur $1 - 4 a m/r > = o$ zu, wobei im Fall der Gleichheit der maximale Grenzwert für m/r vorliegt, so daß $1 - 4a \, (m/r)_{max} = o$ eine Grenze beschreibt. Ist M_o

irgendeine ponderable oder imponderable Trägheitswirkung, welche von $4a\,m/r$ so beeinflußt wird, daß die Trägheitswirkung mit $\beta=v/c$ in $4a\,m/r$ gravitiert, dann gilt $M = M_o\,(1-\beta^2)^{-1/2}$ wegen $\hat{A}$ nach 1o und 1oa für die kinetische Energie $E_k = M c^2 - M_o c^2 = M c^2 \cdot (1 - \sqrt{1-\beta^2})$, was andererseits identisch sein muß mit $E_g = \gamma m M/r$, so daß aus $E_k = E_g$ unmittelbar $1 - \sqrt{1-\beta^2} = \gamma m/c^2 r$ folgt. Wird dies mit $4a = 3/8\ \gamma/c^2$ in die Realitätsforderung eingesetzt, dann folgt $1 - 3/8\,(1-\sqrt{1-\beta^2}) \geq 0$, wobei die Gleichheit einem Geschwindigkeitsmaximum entspricht, nämlich $1 - 3/8\,(1-\sqrt{1-\beta^2_{max}}) = m$. Dieses Geschwindigkeitsmaximum muß aber die höchstmögliche Geschwindigkeit einer Trägheitswirkung überhaupt beschreiben. Trägheitswirkungen maximaler Geschwindigkeit können aber nur gravitative Feldstörungen sein, so daß $\beta_{max} = c'/c$ ihre Ausbreitungsgeschwindigkeit darstellt. Aus der extremalen Realitätsforderung ergibt sich $\beta_{max} = 4/3\ i$ oder $c' = i \cdot 4/3\ c$, was mit $48a$, also $c' = i\omega$ verglichen $\omega = 4/3\ c$ liefert. Wegen $64\pi\gamma\alpha = 3$ wird aber $(\alpha\omega^2)^{-1} = 12\pi\gamma/c^2$, was mit $\alpha\beta\omega^2 = 1$ für die Mesofeldkonstante $\beta = 12\pi\gamma/c^2$ liefert. Aus der Realitätsforderung der Lösung $49a$, welche sich aus der notwendigen Anschlußbedingung an das empirische Gesetz 8BII2 ergab, folgt also neben dem unbekannten Betrag der Ausbreitungsgeschwindigkeit gravitativer Feldstörungen noch die Mesofeldkonstante, so daß mit

$$\omega = 4/3\ c\ ,\quad \beta = 12\pi\gamma/c^2 \qquad \text{5o}$$

das durch $49b$ eindeutig gewordene Gravitationsgesetz 48 keine unbekannten Größen mehr enthält. Die imaginäre Natur von c' aus $48a$ wird durch die extremale Realitätsforderung der Lösung $49a$ bestätigt. Bei dieser Bestimmung ist zu berücksichtigen, daß $49a$ nur eine nichtquantisierte makromare Approximation ist. In dieser Näherung ist aber $\gamma m/r = \varphi$ die gravitative Feldfunktion, welche wegen $4a\,m/r = 3/8\,\frac{\gamma m}{c^2 r} = 3/8\ \varphi/c^2$ allein $q = 1 - \sqrt{1 - 3/8\,\frac{\varphi}{c^2}}$ in $r\,q\,e^{-q} = \text{const.}$ bestimmt. Wird auf irgendeine Weise in 49 das Quantenprinzip berücksichtigt, dann kann dies auf keinen Fall $\mathrm{Im}\ q\,e^{-q} = o$ ändern, während in q nur die Zustandsfunktion φ im makromaren Bereich der Quantisierung Rechnung trägt. Aus diesem Grunde müssen sich aus der Realitätsforderung auch nach der Ausdeh-

nung von 49 auf den mikromaren Bereich die Größen 5o ergeben. Trotz des approximativen Charakters von 49 sind also die Konstanten aus 5o exakt.

4.) Gravitative Mesofeldwechsel - wirkungen.

Das Differentialgesetz Gleichung 49 folgt aus $m c^2 + \alpha/2 \int \bar{F}^2 \, d V = E' = \text{const.}(t)$, wobei $m = \int \wedge ; m \, d V$ eingeführt werden kann, weil mit dem Operatorkern $\wedge$ der integrale Einheitsoperator in der Form $\int \wedge ; () \, d V$ definiert werden kann. Damit wird $E' = \int (c^2 \wedge ; m + \alpha/2 \bar{F}^2) \, d V$ oder $\sigma c^2 + \alpha/2 \bar{F}^2 = dE'/dV = \eta'$ und dieser Wert η' ist offenbar die rein gravitative Energiedichte, wenn das Feld nicht ungestört, sondern einer gravitativen Wechselwirkung unterworfen ist. Nach 48 und 49 b wird aber das Gravitationsfeld nicht allein durch $\bar{\Gamma}$ bestimmt; denn es existiert das hierzu normale Mesofeld $\bar{\mu}$, welches wegen $\bar{\mu}$ (r) (im ungestörten Fall) keineswegs auf den Quellbereich konzentriert bleibt. Aus Gleichung 5o folgt, daß die Mesofeldkonstante β sehr klein ist, was auch für die energetische Mesofelddichte $(\sigma_o - \sigma) c^2$ gilt, weshalb rot $\bar{g}$ und div $\bar{\mu}$ im statischen, also ungestörten Fall praktisch verschwinden. Da aber $\bar{\mu} \neq \bar{o}$ existiert, muß geschlossen werden, daß die gravitative Wechselwirkung zwischen Quell- und Aufpunktfeld nicht auf eine einfache Superposition $\bar{\Gamma}$ zurückgehen kann, sondern daß viel mehr die beiden Feldstrukturen über eine gegenseitige Mesofelderregung die Dichteasymmetrieen der gravitativen Feldvektoren und damit die metrischen Niveauflächendeformation induziert, als deren Folge erst die ponderomotorische Beschleunigung wegen des Entropieanstieges nach 47 resultiert. $\pi' = \sigma c^2 + \alpha/2 \bar{F}^2$ braucht also im Fall dieser gravitativen Mesofeldinduktion weder zu verschwinden, noch konstant zu sein, weil die gesamte Energiedichte η sich aus η' und einem Mesofeldanteil η'' zusammensetzen muß, so daß erst $\eta = \eta' + \eta''$ zeitlich konstant bleiben kann. Diese η' entsprechende Beziehung muß also auch für $\sigma_o - \sigma = \wedge ; (m_o - m) \sim \text{div } \bar{\mu}$, nämlich für die Mesofeldquellen gelten. Nun gibt $(m_o - m) \cdot c^2$ nach Gleichung 49 b den Energieinhalt der Mesofeldquelle an und die zu Gleichung 48 führende Entwicklung zeigt, daß für die freie Mesofeldenergie $- \beta/2 \int \bar{\mu}^2 \cdot \cdot d V$ ergibt. Damit folgt für den Energieinhalt des gesamten Mesofeldes

feldes $E'' = (m_o - m)\, c^2 - \beta/2 \int \bar{\mu}^2\, d\,V = \int (c^2 \wedge$; ; $(m_o - m) - \beta/2\ \bar{\mu}^2) \cdot d\,V$ oder $(\sigma_o - \sigma)\, c^2 - \beta/2\ \bar{\mu}^2 =$ $= dE''/dV = \eta''$. Die gesamte Energiedichte von Gravitations- und Mesofeld ist offenbar $\eta = \eta' + \eta'' = \sigma_o \cdot c^2 + 1/2\ (\alpha\ \bar{\Gamma}^2 - \beta\ \bar{\mu}^2)$, was mit $\sigma_o = \alpha$ div $\bar{g}$ die Beziehung α div $\bar{g} + 1/2c^2 \cdot$ $\cdot (\alpha\ \bar{\Gamma}^2 - \beta\ \bar{\mu}^2) = \eta/c^2$ liefert. Weiter ist $1/2\ (\alpha\ \bar{\Gamma}^2 - \beta\ \bar{\mu}^2) =$ $= \alpha/2\ (\bar{\Gamma}^2 - \bar{\mu}^2/\alpha^2\omega^2) = \alpha/2\ (\bar{\Gamma}^2 + \bar{\mu}^2/\alpha^2 c'^2)$, weil $c' = i\,\omega$ ist. Da $\bar{\mu} \perp \bar{\Gamma}$ verläuft, kann neben dem reellen Vektor $\bar{g}$ ein komplexer Vektor $\underline{\bar{g}} = \bar{\Gamma} + \bar{\mu}/c'\alpha = \bar{\Gamma} - i\bar{\mu}/\alpha\omega$ defi - niert werden, mit dessen Hilfe $\bar{\Gamma}^2 - \bar{\mu}^2/\alpha^2\omega^2 = (\bar{\Gamma} + \bar{\mu}/c'\alpha)^2 =$ $= \underline{\bar{g}}^2$ wird, weil $\bar{\Gamma} \perp \bar{\mu}$ ist. Damit gilt α div $\bar{g} + \alpha/2c^2 \cdot$ $\cdot\ \underline{\bar{g}}^2 = \eta/c^2$ oder div $\bar{g} + \underline{\bar{g}}^2/2c^2 = \eta/\alpha c^2$. Die Energiedichte η muß sich dabei in der Form $d\eta/dt = o$ gegen totale Zeitänderung verhalten, weil das Energieprinzip gewahrt bleiben muß. Nun ist

$$d\eta/dt = \dot{\eta} + \sum_{k=1}^{3} \partial\eta/\partial x_k \cdot dx_k/dt = \dot{\eta} + \bar{v}\ \text{grad}\ \eta = o.$$

Wird die Quelle von $\bar{g}$ nicht zum Bezugssystem mit $\bar{v} =$ const. stationär bewegt, sondern wirkt auf diese gravitative Feldquelle ein Fremdfeld $\bar{g}'$ ein, welches von einer Quelle m' erregt wird, so erfährt die Quelle von $\bar{g}$ die Beschleunigung $\bar{g}'$ und diejenige von $\bar{g}'$ die Beschleunigung $\bar{g}$, so daß für m stets als Fremdfeldeinfluß dieser gravitativen Mesofeldwechselwirkung $\bar{v} = \int \bar{g}'\, d\,t$ gesetzt werden kann. Wegen der Kommutation $(\text{div} \times \int ()\, d\,t)_- = o$ gilt div $\bar{v} =$ div $\int \bar{g}'\, d\,t = \int$ div $\bar{g}'\, d\,t \neq o$, weil im Allgemeinen div $\bar{g}' \neq o$ sein kann; denn div $\bar{g}' = o$ würde div $\bar{\Gamma}' = o$ und div $\bar{\mu}' = o$ bedeuten, was das Fremdfeld $\bar{g}'$ als eine quellenfreie gravitative Feldstörung näherungsweise kennzeichnet, deren Ausbreitungsgeschwindigkeit aber imaginär ist. Wenn aber div $\bar{v} \neq o$ bleibt, kann nicht mehr $\bar{v}$ grad $\eta =$ div $(\bar{v}\,\eta)$ gesetzt werden; denn dies setzt div $\bar{v} = o$ voraus. Mithin gilt $\dot{\eta} + \int \bar{g}'\, dt$ grad $\eta = o$. Wird hierin mit $\eta = c^2\ \alpha \cdot$ $\cdot$ (div $\bar{g} + \bar{g}^2/2c^2$) substituiert und werden die Operatoren

$$Q' = (\partial/\partial t + \int \bar{g}'\, dt \cdot \text{grad}) ; \text{div} ,$$

$$P' = 1/2c^2\ (\partial/\partial t + \int \bar{g}'\, d\,t\ \text{grad}) , \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 51$$

eingeführt, so folgt das allgemeine Wechselwirkungsgesetz zwischen

den Feldquellen von $\bar{g}$ und $\bar{g}'$ das nichtlineare Gesetz

$$Q' \; ; \; \bar{g} + P' \; ; \; \bar{g}^2 = o \; , \; \alpha \; \mathrm{div} \; \bar{\Gamma} = \sigma \; , \; \mathrm{div} \; \bar{\mu} = \omega \, (\sigma_o - \sigma)$$

$$Q \; ; \; \bar{g}' + P \; ; \; \bar{g}'^2 = o \; , \; c' = i \, \omega \; , \; \bar{\Gamma} \perp \bar{\mu} \; ,$$

$$\underline{\bar{g}} = \bar{\Gamma} + \bar{\mu}/\alpha . c' \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \; 51\,a,$$

worin die zweite Gleichung den Einfluß von $\bar{g}$ auf die Quelle von $\bar{g}'$ beschreibt. Für dieses allgemeine Wechselwirkungsgesetz gibt es noch Sonderfälle. Zunächst besteht die Möglichkeit $| \int \bar{g}' \cdot dt | = | \bar{v} | = \mathrm{const.}\,(t)$, was noch die zeitliche Änderung der Richtung von $\bar{v}$ offen läßt ; das heißt, die Quelle von $\bar{g}$ wird von $\bar{g}'$ so beeinflußt, daß sie sich längs des Meridians einer Niveaufläche von $\bar{g}'$ bewegt, doch weicht dieser Sonderfall praktisch nicht vom allgemeinen Fall Gleichung 51 a ab. Gilt dagegen $\int \bar{g}' \cdot dt = \bar{v} = \mathrm{const}\,(t)$, so bleibt $\bar{v}$ auch in der Richtung konstant, so daß die Quelle von $\bar{g}$ überhaupt nicht mehr vom Feld $\bar{g}'$ beeinflußt wird, sondern sich nur in einem zum Bezugssystem relativ bewegten Inertialsystem befindet. Damit wird $Q \; ; \; \bar{g} = \mathrm{div} \, \dot{\bar{g}} + \bar{v} \cdot \mathrm{grad} \, \mathrm{div} \, \bar{g} = \mathrm{div} \, (\dot{\bar{g}} + \bar{v} \, \mathrm{div} \, \bar{g})$, weil in diesem Fall $\mathrm{div} \, \bar{v} = o$ gilt. Auch folgt $P \; ; \; \bar{g}^2 = 1/2c^2 \, (\partial \bar{g}^2 / \partial t + \mathrm{div} \, (\bar{v} \, \bar{g}^2)) = 1/2c^2 \cdot d\bar{g}^2/dt$. Wird dies in Gleichung 51 eingesetzt mit α multipliziert und $\alpha \, \mathrm{div} \, \bar{g} = \sigma_o$ berücksichtigt, so folgt $\mathrm{div} \, (\alpha \, \dot{\bar{g}} + \bar{v} \cdot \sigma_o) + \alpha/2c^2 \, d\bar{g}^2/dt = o$. Aus der Stabilitätsforderung $dm_o/dt = o$ oder $d\sigma_o/dt = o$ ergibt sich $\alpha \, \dot{\bar{g}} + \bar{v} \cdot \sigma_o$ als divergenzfreier Rotor $\mathrm{div} \, (\alpha \, \dot{\bar{g}} + \bar{v} \, \sigma_o) = o$, oder $\alpha \, \dot{\bar{g}} + \bar{v} \, \sigma_o = \mathrm{rot} \, \bar{\mu}$, was $d\bar{g}^2/dt = o$ zur Folge hat. Die Einschränkung $\int \bar{g}' \, dt = \bar{v} = \mathrm{const.}$, also das Fehlen einer Wechselwirkung, bringt Gleichung 51a in die speziellere Form $\int \bar{g}' \, dt = \bar{v} = \mathrm{const.}$, $d\bar{g}^2/dt = o$ und $\dot{\bar{g}} + \bar{v} \cdot \mathrm{div} \, \bar{g} = 1/\alpha \cdot \mathrm{rot} \, \bar{\mu}$. Hierin kann $\alpha \, \bar{v} \cdot \mathrm{div} \, \bar{g} = \bar{v} \, \sigma_o = \bar{S}$ wegen $\bar{v} = \mathrm{const}$ als Strömungsvektor von $\sigma_o \neq o$ aufgefaßt werden. Mit $\bar{g} = \bar{\Gamma} + \bar{\mu}/\alpha\omega$ kann von $\alpha \, \dot{\bar{\Gamma}} + \dot{\bar{\mu}}/\omega + \bar{S} = \mathrm{rot} \, \bar{\mu}$ der doppelte Feldrotor gebildet werden. Es ist $\mathrm{rot} \, \mathrm{rot} \, (\alpha \, \dot{\bar{\Gamma}} + \dot{\bar{\mu}}/\omega + \bar{S}) = \mathrm{rot} \, \mathrm{rot} \, \mathrm{rot} \, \bar{\mu} = \mathrm{grad} \, \mathrm{div} \, \mathrm{rot} \, \bar{\mu} - \mathrm{div} \, \mathrm{grad} \, \mathrm{rot} \, \bar{\mu} = - \mathrm{div} \, \mathrm{grad} \, \mathrm{rot} \, \bar{\mu} = - \alpha \, \mathrm{div} \, \mathrm{grad} \, \dot{\bar{\Gamma}} - 1/\omega \cdot \mathrm{div} \, \mathrm{grad} \, \dot{\bar{\mu}} - \mathrm{div} \, \mathrm{grad} \, \bar{S}$, wegen $\mathrm{rot} \, \mathrm{rot} = \mathrm{grad} \, \mathrm{div} - \mathrm{div} \, \mathrm{grad}$ und $\mathrm{div} \, \mathrm{rot} = o$. Für die linke Seite folgt $\mathrm{rot} \, \mathrm{rot} \, (\alpha \, \dot{\bar{\Gamma}} + \dot{\bar{\mu}}/\omega + \bar{S}) = \alpha \, \mathrm{grad} \, \mathrm{div} \, \dot{\bar{\Gamma}} + \mathrm{grad} \, \mathrm{div} \, \bar{S} + 1/\omega \, \mathrm{rot} \, \mathrm{rot} \, \dot{\bar{\mu}} - \alpha \, \mathrm{div} \, \mathrm{grad} \, \dot{\bar{\Gamma}} - \mathrm{grad} \, \bar{S}$; also im Vergleich

grad div $(\alpha \dot{\bar{\Gamma}} + \bar{S})$ + $1/\omega$ rot rot $\dot{\bar{\mu}}$ = - $1/\omega$ div grad $\dot{\bar{\mu}}$.
Hierin ist rot rot $\dot{\bar{\mu}}$ = rot $(\alpha \ddot{\bar{\Gamma}} + \ddot{\bar{\mu}}/\omega + \dot{\bar{S}})$ und rot $\ddot{\bar{\mu}}$ =
= $\alpha \dddot{\bar{\Gamma}} + \dddot{\bar{\mu}}/\omega + \ddot{\bar{S}}$, was eingesetzt in die Beziehung
(grad div + $1/\omega$ rot $\partial/\partial t$ + $1/\omega^2$ $\partial^2/\partial t^2$) ; $(\alpha \dot{\bar{\Gamma}} + \bar{S})$=
= - $1/\omega$ $\partial/\partial t$ (div grad $\bar{\mu}$ + $\ddot{\bar{\mu}}/\omega^2$) ergibt. div grad $\bar{\mu}$ +
+ $\ddot{\bar{\mu}}/\omega^2$ = $\bar{o}$ gilt nur für div $\bar{\Gamma}$ = o und div $\bar{\mu}$ = o , während für $\sigma_o \neq o$ auch div grad $\bar{\mu}$ + $\ddot{\bar{\mu}}/\omega^2 \neq \bar{o}$ zu erwarten
ist. Mit div $\bar{\mu}$ = ω $(\sigma_o - \sigma)$ = q (Mesofeldquelle) wird grad q =
= div grad $\bar{\mu}$ = grad div $\bar{\mu}$ - div grad $\bar{\mu}$ = rot rot $\bar{\mu}$ =
= rot $(\alpha \dot{\bar{\Gamma}} + \dot{\bar{\mu}}/\omega + \bar{S})$ = α rot $\dot{\bar{\Gamma}}$ + rot $\bar{S}$ + $1/\omega$ rot $\dot{\bar{\mu}}$ =
= (rot + $1/\omega$ $\partial/\partial t$) ; $(\alpha \dot{\bar{\Gamma}} + \bar{S})$ + $\ddot{\bar{\mu}}/\omega^2$ oder - $1/\omega$ $\partial/\partial t$
. (div grad $\bar{\mu}$ + $\ddot{\bar{\mu}}/\omega^2$) = ($1/\omega$ rot $\partial/\partial t$ + $1/\omega^2$ $\partial^2/\partial t^2$);
$(\alpha \dot{\bar{\Gamma}} + \bar{S})$ - $1/\omega$ grad $\dot{q}$, was im Vergleich (grad div +
+ $1/\omega$ rot $\partial/\partial t$ + $1/\omega^2$. $\partial^2/\partial t^2$) ; $(\alpha \dot{\bar{\Gamma}} + \bar{S})$ =
= ($1/\omega$ rot $\partial/\partial t$ + $1/\omega^2$ $\partial^2/\partial t^2$) ; $(\alpha \dot{\bar{\Gamma}} + \bar{S})$ —
- $1/\omega$ grad $\dot{q}$ oder , weil q = div $\bar{\mu}$ ist, grad div $(\alpha \dot{\bar{\Gamma}}$ +
+ $\dot{\bar{\mu}}/\omega$ + $\bar{S}$) = $\bar{o}$ liefert. Mithin wird der Sonderfall $\int \bar{g}' \cdot d t$ =
= $\bar{v}$ = const. beschrieben durch

$$\int \bar{g}' \cdot d t = \bar{v} = \text{const.} , \quad d\bar{g}^2/dt = o ,$$
$$\dot{\bar{g}} + \bar{v} \text{ div } \dot{\bar{g}} = 1/\alpha \text{ rot } \bar{\mu} ,$$
$$\text{grad div } (\alpha \bar{g} + \bar{S}) = \bar{o} , \quad \bar{S} = \bar{v} \sigma_o \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 51b.$$

Ist $\bar{v}$ nur noch die Relativgeschwindigkeit des Koordinatensystems in welchem sich eine quellenfreie gravitative Feldstörung befindet, das heißt, ist m_o = o , so wird α div $\bar{\Gamma}$ = σ und div $\bar{\mu}$ = - ω σ , was div $\bar{g}$ = o zur Folge hat. Dieser weiteren Einschränkung wird also

$$\alpha \text{ div } \bar{\Gamma} = \sigma , \quad \text{div } \bar{\mu} = - \omega \sigma ,$$
$$\alpha \dot{\bar{g}} = \text{rot } \bar{\mu} , \quad d\bar{g}^2/dt = o \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 51 c,$$

weil σ der Dichte freier Feldenergie entspricht. Dieser Ausdruck wiederum kann durch eine Koordinatentransformation auf das Eigensystem $\bar{v}$ = $\bar{o}$ transformiert werden, das heißt, nach dieser Transformation muß sich die Beschreibung einer quellenfreien gravitativen Feldstörung ergeben. Die Spezialisierung $\bar{v}$ = $\bar{o}$ hat nur auf die letzte Beziehung aus Gleichung 51 c einen Einfluß; denn es ist

$d\bar{g}^2/dt = \partial\bar{g}^2/\partial t + \operatorname{div}(\bar{v} \cdot \bar{g}^2) = 1\partial\bar{g}^2/\partial t = o$.
Mit $\bar{g} = \bar{\Gamma} + \bar{\mu}/c'\alpha$, sowie $\bar{\Gamma} \perp \bar{\mu}$ und $c' = i$ wird
$\bar{g}^2 = \bar{\Gamma}^2 - \mu^2/\omega^2\alpha^2 = \bar{\Gamma}^2 - \beta/\alpha\ \bar{\mu}^2$, oder $\alpha/2\ \bar{g}^2 =$
$= 1/2\ (\alpha \cdot \bar{\Gamma}^2 - \beta \cdot \bar{\mu}^2)$, was in $\partial\bar{g}^2/\partial t = o$ eingesetzt $1/2\ \partial/\partial t\ (\alpha\ \bar{\Gamma}^2 - \beta\ \bar{\mu}^2) = o$ oder $1/2\ \partial/\partial t \cdot$
$\cdot (\alpha\ \bar{g}^2 - \beta\ \bar{\mu}^2) - \beta\ \bar{\mu}\ \dot{\bar{\mu}} = o$ ergibt. Hierin ist $1/2\ \partial/\partial t \cdot$
$\cdot (\alpha\ \bar{g}^2 - \beta\ \bar{\mu}^2) = -\operatorname{div} \bar{g} \times \bar{\mu} = \bar{g}\ \operatorname{rot}\ \bar{\mu} - \bar{\mu}\ \operatorname{rot}\ \bar{g}$,
was sich für $\operatorname{rot}\ \bar{g} = \beta\ \dot{\bar{\mu}}$ umd $\delta = o$ im stationären Fall $\dot{m} = o$
ergibt. Neben den bereits in Gleichung 48 zum Ausdruck gebrachten
Beziehungen gilt also noch, weil $\bar{g} \times \bar{\mu} = \bar{\Gamma} \times \bar{\mu}$ ist,
$o = \operatorname{div} \bar{\Gamma} \times \bar{\mu} + \beta\ \dot{\bar{\mu}}\ \bar{\mu}$ und darin kann $\beta\ \dot{\bar{\mu}}\ \bar{\mu} = \bar{\mu}\ \operatorname{rot}\ \bar{g} =$
$= \bar{\mu}\ \operatorname{rot}\ \bar{\Gamma} + 1/\alpha\omega \cdot \bar{\mu}\ \operatorname{rot}\ \bar{\mu} = \bar{\mu}\ \operatorname{rot}\ \bar{\Gamma}$ gesetzt werden,
weil $\bar{\mu} \perp \operatorname{rot}\ \bar{u}$ ist. Die fortschreitenden gravitativen Feldstö -
rungen werden also durch $\operatorname{div} \dot{\bar{\Gamma}} = o$, $\operatorname{div} \dot{\bar{\mu}} = o$, $\operatorname{div} \bar{\Gamma} \times \dot{\bar{\mu}} +$
$+ \bar{\mu}\ \operatorname{rot}\ \bar{\Gamma} = o$, sowie durch $\operatorname{rot}\ \bar{\mu} = \alpha\ \dot{\bar{g}}$ und $\operatorname{rot}\ \bar{g} = \beta\ \dot{\bar{\mu}}$
beschrieben. Die letzten beiden Beziehungen können noch mit $\bar{g} = \bar{\Gamma} +$
$+ \bar{\mu}/\alpha\omega$ zu $\operatorname{rot}\ \bar{\mu} - \dot{\bar{\mu}}/\omega = \alpha \cdot \dot{\bar{\Gamma}}$ und $\operatorname{rot}\ \bar{\Gamma} + \dot{\bar{\Gamma}}/\omega = \bar{o}$
wegen $\alpha\ \beta\ \omega^2 = 1$ umgeformt werden. Die fortschreitenden stati-
onären gravitativen Feldstörungen werden demnach beschrieben durch

$$\bar{v} = \bar{o}\ ,\ \operatorname{div} \dot{\bar{\Gamma}} = o\ ,\ \operatorname{div} \dot{\bar{\mu}} = o\ ,$$
$$\operatorname{div} \bar{\Gamma} \times \dot{\bar{\mu}} + \bar{\mu}\ \operatorname{rot}\ \bar{\Gamma} = o\ ,\ \operatorname{rot}\ \bar{\mu} - \dot{\bar{\mu}}/\omega = \alpha\ \dot{\bar{\Gamma}}\ ,$$
$$\operatorname{rot}\ \bar{\Gamma} + \dot{\bar{\Gamma}}/\omega = \bar{o}\ ,\ \bar{\Gamma} \perp \bar{\mu} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 51\ d,$$

das heißt, das Verhalten von $\bar{\mu}\ \operatorname{rot}\ \bar{\Gamma} = -\bar{\mu}\ \dot{\bar{\Gamma}}/\omega$ entschei-
det, ob $\operatorname{div} \bar{\Gamma} \times \bar{\mu} = o$ ist oder nicht ; das heißt ob Gravitati-
onswellen ausgestrahlt werden können oder nicht; denn nach Einführung
von $\bar{g}$ folgt für die Leistungsdichte der Felder $1/2\ \partial/\partial t \cdot$
$\cdot (\alpha\ \bar{g}^2 - \beta\ \bar{\mu}^2) = -\operatorname{div} \bar{g} \times \bar{\mu} = -\operatorname{div} \bar{\Gamma} \times \bar{\mu}$, wo-
rin $\bar{\Gamma} \times \bar{\mu}$ die gravitative Energiestrˆmung angibt weil
$\int \operatorname{div} \bar{\Gamma} \times \bar{\mu} \cdot d\ V = \oint \bar{\Gamma} \times \bar{\mu}\ d\ \bar{F}$ ist. In der Darstel-
lung $\bar{\Gamma} = \operatorname{grad} \varphi$ wird $\dot{\bar{\Gamma}} = \operatorname{grad} \dot{\phi} \parallel \bar{\Gamma}$, was wegen $\bar{\mu} \perp \bar{\Gamma}$
stets $\bar{\mu}\ \operatorname{rot}\ \bar{\Gamma} = -\bar{\mu}\ \dot{\bar{\Gamma}}/\omega = o$ wegen $\sphericalangle\ (\bar{\mu}, \dot{\bar{\Gamma}}) = \pi/2$ und
damit $\operatorname{div} \bar{\Gamma} \times \bar{\mu} = o$ zur Folge hat. Das heißt, ein System in
welchem $\bar{\Gamma}$ als Gradientenfeld darstellbar ist, kann überhaupt keine
Gravitationsenergie in Form gravitativer Feldstörungen abstrahlen.
Erst wenn die Zeitdifferentiation von $\bar{\Gamma}$ auch eine Richtungsänderung
mitsich bringt, so daß $\cos(\bar{\Gamma}, \dot{\bar{\Gamma}}) \neq \pm 1$ und dementsprechend
$\cos(\bar{\mu}, \dot{\bar{\Gamma}}) \neq o$ wird, ist $\operatorname{div} \bar{\Gamma} \times \bar{\mu} \neq o$, also eine regel-
rechte Ausstrahlung von gravitativen Feldstörungen möglich, vorausge-
setzt, daß $\dot{\bar{\Gamma}} \neq \bar{o}$ und $\bar{\mu} \neq \bar{o}$ sind. Im Fall der Orthogonalität,

also div $\bar{\Gamma} \times \bar{\mu} = o$ kann $\bar{\Gamma} = \text{grad} \cdot \varphi$ wirbelfrei sein und diese Darstellung kennzeichnet die ponderable aber makromare Materieverteilung $m_o > o$. Bereits nach der quantendynamischen Operatorgleichung 36 kann für $m_o > o$ der Zustand $\bar{\psi}$ nicht in den R_3 ausgestrahlt werden, wohl aber im Fall imponderabler $m_o = o$. Aus diesem Grunde scheint $\bar{\mu} \perp \dot{\bar{\Gamma}}$ unmittelbar die Ponderabilität auszudrücken, so daß nach

$$\text{div } \bar{\Gamma} \times \bar{\mu} \sim \cos(\bar{\mu}, \dot{\bar{\Gamma}}), \quad |\cos(\bar{\mu}, \dot{\bar{\Gamma}})| \geq o,$$

$$m_o = o, \quad m_o > o \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 52$$

ponderable Materiefeldquanten grundsätzlich nicht zur Emission gravitativer Feldstörungen im Sinne freier Gravitationswellen fähig sind. Nur im Fall der imponderablen photonischen Quanten könnte die Mög - lichkeit $\cos(\bar{\mu}, \dot{\bar{\Gamma}}) \neq o$ bestehen, was wiederum die durch $\omega < \infty$ (dritter Fall aus C I 3) nahegelegte Möglichkeit eines einheitlichen elektromagnetisch- gravitativen Induktionsgesetzes andeutet.

5.) Revisionen und Ansatzpunkte

Nach den vorangegangenen heuristischen Untersuchungen muß zunächst die Vorstellung vom Phänomen der Gravitation eine Revision erfahren. Die einzige zusätzlich eingeführte Aussage ist $\sigma_{(o)} = \text{const}$ im Innern der Nuklearstrukturen aus δ der phänomenologischen Induktion. Im Fall der Materiefeldquanten braucht dieser Sachverhalt aber nicht erfüllt zu sein, doch geht in den Formalismus die Volumenabmessung des Bereiches $\sigma_o = \text{const.}$ nicht ein. Wegen der mikromaren dualistischen Quantenstruktur aller Materiefeldquanten muß es in deren Innern aber stets ein endliches Volumen mit $\sigma_o = \text{const.}$ geben, so daß diese Bedingung immer als erfüllt angesehen werden darf. Die Revision der Vorstellung vom Gravitationsfeld wird durch die Existenz eines zum Gravitationsfeldvektor orthogonalen Mesofeldes begründet, welches im statischen Fall überhaupt nicht erscheinen kann, und bei gravitativen Feldsuperpositionen Asymmetrien in der gravitativen Feldlinieverteilung verursacht, worin der Elementarprozeß der ponderomotorischen Wirkungen zu sehen ist. Im statischen Fall kann dieses Mesofeld wegen $\dot{\bar{\mu}} = \bar{o}$ und $\dot{\bar{\Gamma}} = \bar{o}$ tatsächlich nicht explizit erscheinen; denn nach 48 werden dann, weil auch $\bar{v} = \bar{o}$ diesen statischen Fall ausmacht, rot $\bar{\mu} = \bar{o}$ und rot $\bar{\Gamma} = \bar{o}$, so

daß α div $\bar{F} = \sigma$ und div $\bar{\mu} = \omega (\sigma_o - \sigma)$ zu α div $\bar{g} = \sigma_o$ überlagern. In dieser übrigbleibenden statischen Beziehung erscheint aber $\bar{\mu}$ nicht mehr explizit. Mit der Approximation $m \approx m_o$, also $\bar{g} \approx$ grad φ und 16 $\sigma_o = m/V$ wird dann div grad φ = $= 4/3\ \pi\ \gamma\!\!\!^{-}\ m/V = \gamma\!\!\!^{-}\ m/r^3$, was das empirische Gesetz 8 B II 2 liefert. Im wechselwirkungsfreien Gravitationsfeld ist also $\bar{\mu}$ (r) latent in der Feldstruktur enthalten und wird erst bei der Wechselwirkung im Sinne der Induktion einer Felddichteasymmetrie während des Wechselwirkungsvorganges aktiv. Dieses latente aber bei Wechselwirkungen aktiv werdende Mesofeld muß wegen des Äquivalenzprinzipes von Trägheit und Gravitation auch den Trägheitswiderstand verursachen, welcher bei der zeitlichen Änderung des Bewegungszustandes eines jeden materiellen Systems auftritt. Eine Änderung dieses Zustandes muß demnach eine der ändernden Ursache entgegenwirkende Mesofeldinduktion zur Folge haben, was den Trägheitswiderstand bedingt. Auf diese Weise beschreibt die Mesofeldinduktion gravitativer Felddichteasymmetrien nach 48 tatsächlich den Elementarprozeß jeder ponderomotorischen Wirkung.

Kommt es zu gravitativen Feldstörungen, so induzieren sich die beiden orthogonalen Vektoren gegenseitig, doch kann es zu einer regelrechten Gravitationswellenemission nur dann kommen, wenn der Gravitationsfeldvektor zu seiner zeitlichen Änderung nicht parallel verläuft. Die gravitativen Feldstörungen und damit auch die Gravitationswellen laufen mit imaginärer Geschwindigkeit, deren Betrag 4/3 der Lichtgeschwindigkeit ist. Dieses Ausbreitungsgesetz gravitativer Feldstörungen mit seiner von der Lichtgeschwindigkeit völlig verschiedenen Ausbreitungsgeschwindigkeit bedingt aber, ähnlich wie die elektromagnetische Induktion ein gravitatives Relativitätsprinzip mit einer Transformationsgruppe gleichberechtigter Bezugssysteme. Wegen $c' = i\omega$ und $\omega \neq c$ ist zu erwarten, daß sich diese Gruppe von der raumzeitlichen Transformationsgruppe $\hat{A}$ des elektromagnetischen Relativitätsprinzips unterscheidet, so daß beide Gruppen gleichberechtigt nebeneinander existieren und somit Untergruppen einer allgemeinen übergeordneten Gruppe raumzeitlicher Inertialsysteme sind. Dieses Relativitätsprinzip gravitativer Feldstörungen kann sich nicht auf die gebundenen Feldstörungen beziehen, welche bei einer zeitlichen Zustandsänderung der Mesofeldwechselwirkung ponderabler Systeme entstehen, sondern nur auf die frei in den R_3 emittierten Wirkungen der Beziehung 51 d. Wenn es möglich ist, die raumzeitliche Matrix des gravitativen Relativitätsprinzips zu beschreiben, dann muß diese mit $\hat{A}$ gleichbe-

rechtigt sein und aus 48 müssen sich in Analogie zu $\hat{A}$ gravitative Feldtensoren ergeben, welche gegen die Transformationsgruppe des gravitativen Relativitätsprinzips ebenso invariant sind wie die elektromagnetischen Feldtensoren gegen $\hat{A}$. Wenn sich schließlich herausstellt, daß der Kommutator beider Transformatormatrizen zu $\hat{o}$ wird, dann beschreiben beide Matrizen nur Untergruppen einer einheitlichen Transformationsgruppe. Da die vierte Koordinate im Bereich der beiden Untergruppen auf jeden Fall verschieden zählt, muß es auch für jede Untergruppe ein spezielles Raumzeitsystem geben, welche im Gültigkeitsbereich der einheitlichen Gruppe zu einem einheitlichen Raumzeitsystem synthetisieren müssen. Auch muß es möglich sein, im Fall des verschwindenden Kommutators aus den elektromagnetischen und gravitativen Feldtensoren einheitliche elektromagnetisch- gravitative Feldtensoren zu konstruieren, welche gegen die einheitliche Gruppe invariant bleiben und das gesuchte elektromagnetisch- gravitative Induktionsgesetz beinhalten.

Neben diesem gravitativen Relativitätsprinzip, welches gegebenenfalls eine nochmalige Revision der Begriffe Raum und Zeit erfordert, muß es im statischen, nicht quellenfreien Fall noch ein Relativitätsprinzip gravitativer Raumstrukturen geben, weil der Zusammenhang $m = m(r)$ gilt, das heißt, jede Trägheitswirkung erscheint in relativer Ruhe ortsabhängig, was auf die gravitative Raumstruktur zurückgehen muß, die mit der Trägheitswirkung korreliert ist. Falls der Matrizenkommutator verschwindet und das einheitliche Induktionsgesetz existiert, dann muß die durch 48 beschriebene Raumstruktur aus Gravitation und Mesofeld stets zumindest latent mit elektromagnetischen Prozessen im induktiven Zusammenhang stehen. Dies würde aber bedeuten, daß der Begriff der makromaren Wechselwirkung zur Funktion einer allgemeinen Raumzeitstruktur wird, welche durch ein strukturelles System invarianter, also tensorieller Feldgleichungen beschreibbar sein muß. Einführung des Quantenbegriffes und Darstellung der Zustandsgrößen durch hermitesche Operatoren im abstrakten Funktionenraum müßte wegen dieser Quantisierung des strukturellen Wechselwirkungsgesetzes, also der Mesofeldquantisierung einen Einblick in die innere Struktur der Materiefeldquanten und damit eine Analyse ihres gesamten Spektrums ermöglichen. Bei dieser Quantisierung würden die makromaren Strukturelemente der universellen Wechselwirkung nach dem Korrespondenzprinzip in den mikromaren Quantenbereich diskreter Eigenwerte in Punktspektren fortgesetzt, so daß durch die mikromaren Wechselwirkungen der Elemente des Spektrums aller Materiefeldquanten in dieser quantisierten Strukturtheorie enthalten sein müssen.

Kapitel III

Synthesis der Somawelt

1.) Das Relativitätsprinzip gravitativer Feldstörungen.

Da für die Ausbreitungsgeschwindigkeit gravitativer Feldstörungen $c' = - c'^{\times}$ im Gegensatz zu $c = c^{\times}$ elektromagnetischer Feldstörungen und $c' \cdot c'^{\times} = \omega^2 \neq c^2$ gilt, liegt es nahe, neben dem elektromagnetischen auch ein gravitatives Relativitätsprinzip anzunehmen. Das Ausbreitungsgesetz der gravitativen Feldstörungen wird durch $\operatorname{div} \dot{\bar{\Gamma}} = o$, $\operatorname{div} \dot{\bar{\mu}} = o$, $\operatorname{rot} \bar{\mu} - \dot{\bar{\mu}}/\omega = \alpha \dot{\bar{\Gamma}}$ und $\operatorname{rot} \bar{\Gamma} + \dot{\bar{\Gamma}}/\omega = \bar{o}$ beschrieben. Zur Ausstrahlung regelrechter Gravitationswellen kommt es dabei grundsätzlich nur dann, wenn in $\omega \cdot \operatorname{div} \bar{\Gamma} \times \bar{\mu} - \bar{\mu} \cdot \dot{\bar{\Gamma}} = o$ die Ausstrahlungsbedingung $\bar{\mu} \dot{\bar{\Gamma}} \neq o$ erfüllt ist. Dies ist nur möglich, wenn $\dot{\bar{\Gamma}} \neq \bar{o}$ und $\bar{\mu} \neq \bar{o}$ und außerdem $\cos(\bar{\mu}, \dot{\bar{\Gamma}}) \neq o$ bleibt. Wegen $\bar{\mu} \perp \bar{\Gamma}$ ist dies nur möglich, wenn $\dot{\bar{\Gamma}}$ und $\bar{\Gamma}$ nicht parallel verlaufen. Unabhängig davon, ob es sich um die gebundene Störung eines gravitativen Raumzustandes oder um eine regelrechte Ausstrahlung von Gravitationswellen handelt, gilt Gleichung 51 d, die mit $\bar{g} = \bar{\Gamma} + \dot{\bar{\mu}}/\alpha\omega$ in die Form $\operatorname{div} \dot{\bar{g}} = o$, $\operatorname{div} \dot{\bar{\mu}} = o$, $\operatorname{rot} \bar{\mu} = \alpha \dot{\bar{g}}$ und $\operatorname{rot} \bar{g} = \beta \cdot \dot{\bar{\mu}}$ mit der Mesofeldkonstanten $\beta = 12\pi \gamma\!\!\!/ c^2$ gebracht werden kann. Zur Untersuchung gravitativer Feldstörungen können stets hinreichend niedrige Feldintensitäten $\sigma \to o$, also approximativ $\operatorname{div} \bar{g} = o$ und $\operatorname{div} \bar{\mu} = o$ angenommen werden. Die Bedingung $\operatorname{div} \bar{\mu} = o$ wird mit dem Ansatz $\bar{\mu} = \operatorname{rot} \bar{\psi}$ wegen $\operatorname{div} \operatorname{rot} = o$ erfüllt, wenn $\bar{\psi}$ ein gravitatives Vektorpotential ist. Damit wird $\operatorname{rot} \bar{g} = \beta \cdot \dot{\bar{\mu}}$ zu $\operatorname{rot} (\bar{g} - \beta \dot{\bar{\psi}}) = \bar{o}$ oder $\bar{g} = \beta \dot{\bar{\psi}} \pm \operatorname{grad} \varphi$, wenn φ ein gravitatives Skalarpotential ist. Nach dem kanonischen Formalismus gilt für $\bar{\psi}$ die Wellengleichung $\operatorname{div} \operatorname{grad} \bar{\psi} = \ddot{\bar{\psi}}/c'^2 = - \ddot{\bar{\psi}}/\omega^2$ mit $\alpha \beta \omega^2 = 1$. Divergenzbildung von $\bar{g} = \beta \dot{\bar{\psi}} \pm \operatorname{grad} \varphi$ liefert $- \beta \operatorname{div} \dot{\bar{\psi}} = \pm \operatorname{div} \operatorname{grad} \varphi$ wegen $\operatorname{div} \bar{g} = o$. Substitution mit $\bar{\mu} = \operatorname{rot} \bar{\psi}$ in $\operatorname{rot} \bar{\mu} = \alpha \dot{\bar{g}}$ und Verwendung von $\bar{g} = \beta \dot{\bar{\psi}} \pm \operatorname{grad} \varphi$ liefert $\alpha \beta \ddot{\bar{\psi}} \pm \alpha \operatorname{grad} \dot{\varphi} = \operatorname{rot} \operatorname{rot} \bar{\psi} = \operatorname{grad} \operatorname{div} \bar{\psi} - \operatorname{div} \operatorname{grad} \bar{\psi}$, was mit $\alpha \beta \ddot{\bar{\psi}} = - \operatorname{div} \operatorname{grad} \bar{\psi}$ die Form $\pm \alpha \operatorname{grad} \dot{\varphi} = \operatorname{grad} \operatorname{div} \bar{\psi}$, oder integriert $\operatorname{div} \bar{\psi} = \pm \alpha \dot{\varphi}$ ergibt. Damit kann in $- \beta \operatorname{div} \dot{\bar{\psi}} = \pm \operatorname{div} \operatorname{grad} \varphi$ substituiert

werden, was $\pm$ div grad $\varphi = \mp \alpha \beta \ddot{\varphi}$ oder für das Skalarpotential die Wellengleichung div grad $\varphi = \ddot{\varphi}/c'^2$ liefert, in der die Vektoreigenschaften nicht mehr erscheinen. Das Skalarpotential einer gravitativen Feldstörung breitet sich also nach dem Wellengesetz div grad $\varphi - \ddot{\varphi}/c'^2 = o$ mit $c' = i\,\omega$ aus. Ist die gravitative Ausstrahlungsbedingung $\bar{\mu}\,\dot{\bar{r}} \neq o$ erfüllt, so beschreibt dieses Gesetz eine Wellenausbreitung mit sphärischen Wellenzonen die dem geometrischen Kugelgesetz $\sum_{k=1}^{3} \xi_k^2 = r^2$ genügt, wenn die ξ_k die Koordinaten bei gravitativen Vorgängen im Gegensatz zu den x_k elektromagnetischer Prozesse angeben. Mit $r = c' \cdot t$ und $c' = i\,\omega$ wird $\sum_{k=1}^{3} \xi_k^2 + \omega^2 t^2 = o$, oder $\sum_{k=1}^{4} \xi_k^2 = o$, wenn $\xi_4 = \omega t$ als gravitative Zeitkoordinate eingeführt wird. Kennzeichnen die ξ'_k ein gegen das durch die ξ_k gekennzeichnete System C relativ mit $v' = \text{const.}$ bewegtes System C', so muß das Ausbreitungsgesetz gegen Transformationen von C nach C' gemäß $\sum_{k=1}^{4} \xi_k^2 = \sum_{k=1}^{4} \xi_k'^2$ invariant sein. Diese Invarianz muß gefordert werden, denn wegen $E = m c^2$ muß jedes Strahlungsquant $h\gamma$ mit dem elektromagnetischen Strahlungsvektor $\bar{E} \times \bar{H}$ eine gravitative Wirkung mitführen; denn jede Trägheit m muß ein Gravitationsfeld zur Folge haben. Für die Art dieser gravitativen Wirkung, welche $\bar{E} \times \bar{H}$ begleitet, kann es aber zwei Möglichkeiten geben. Entweder wird $\bar{E} \times \bar{H}$ von einer Gravitationswelle $\omega > c$ begleitet oder aber das Feld wird mit der Geschwindigkeit $\omega' = c$ von $\bar{E} \times \bar{H}$ mitgeführt, weil es statisch an die Strahlungsquanten gebunden ist. In jedem Fall ist die Geschwindigkeit $\omega \geq c$, wenn ψ die Geschwindigkeit der $\bar{E} \times \bar{H}$ begleitenden gravitativen Wirkung ist. Wegen $\omega \geq c$ hätte eine geometrische Deformation der gravitativen Wellenzonen auch eine solche der elektromagnetischen Wellenzonen zur Folge. Wenn also von dem mit $v' = \text{const}$ relativ bewegten System C' der aus dem in C verlaufende Emissionsprozeß sc erscheint, daß $\sum_{k=1}^{4} \xi_k'^2 \neq \sum_{k=1}^{4} \xi_k^2$ ist, also die gravitativen Wellenzonen deformiert erscheinen, so hätte dies auch $\sum_{i=1}^{4} x_i'^2 \neq \sum_{i=1}^{4} x_i^2$ für die elektromagnetischen

Wellenzonen zur Folge. Da es aber aufgrund der Empirik keinen relativ zu elektromagnetischen Wirkungen absolut ruhenden Weltäter gibt, muß $\sum_{i=1}^{4} x_i'^2 = \sum_{i=1}^{4} x_i^2$ immer erfüllt sein, was wegen $_ = c$ die Invarianz $\sum_{k=1}^{4} \xi_k'^2 = \sum_{k=1}^{4} \xi_k^2$ als Notwendigkeit nachsich zieht. Wäre $\underline{\Psi} < c$, was nur für $\omega < c$ möglich sein kann, so wäre diese Invarianz keine Notwendigkeit. Das Relativitätsprinzip gravitativer Feldstörungen wird demnach ausgedrückt durch

$$\sum_{k=1}^{4} \xi_k^2 = \sum_{k=1}^{4} \xi_k'^2 \,, \quad \xi_4 = \omega t = \xi_4^x \quad \ldots\ldots\ldots 53.$$

Im Gegensatz zur elektromagnetischen Lichtzeit $x_4 = i c t$ ist die gravitative Zeit $\xi_4 = \omega t$ reell und das bedeutet, daß das elektromagnetische Relativitätsprinzip in einer pseudoeuklidischen Raumzeit R_{-4}, aber das Gravitative in einer echt euklidischen Raumzeit R_{+4} definiert ist. Kennzeichnet der Index e das elektromagnetische und g das gravitative Relativitätsprinzip, so sind die metrischen Fundamentaltensoren durch das zweideutige Schema

$$^2\bar{E}_{(eg)} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \mp 1 \end{bmatrix} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 53\,a.$$

Mit $\xi_4 = \omega t$ wird das Ausbreitungsgesetz div grad φ = $= \ddot{\varphi}/c'^2 = - \ddot{\varphi}/\omega^2$ zu $\sum_{k=1}^{4} \partial^2\varphi/\partial\xi_k^2 = 0$, oder

$\mathrm{div}_{+4}\ \mathrm{grad}_{+4}\ \varphi = 0$, und dieses Gesetz muß, wenn von C in das mit v = const. bewegte System C' transformiert wird gegen diese Transformation $\xi_i' = \xi_i' \left(\xi_k\right)_1^4$ invariant sein. Es kommt darauf an, die Transformationen ξ_i' in Abhängigkeit von v' und ω durchzustellen. Die Beziehungen der Linearität, welche an diese Transformationen zu stellen sind, unterscheiden sich nicht von denen des elektromagnetischen Relativitätsprinzips. Zunächst muß $\mathrm{div}_{+4}\ \mathrm{grad}_{+4}\varphi = 0$ die Invarianzbeziehung $\sum_{k=1}^{4} \partial^2\varphi/\partial\xi_k'^2 = \alpha(v') \sum_{k=1}^{4} \partial^2\varphi/\partial\xi_k^2$

erfüllen. Für die ξ'_k kann, wie im elektromagnetischen Fall der Ansatz $\xi'_1 = \varkappa(v')(\xi_1 - v' t)$, $\xi'_2 = \lambda(v')\,\xi_2$, $\xi'_3 = \lambda(v')\,\xi_3$ und $t' = \mu(v')\,t - \gamma(v')\,\xi_1$ angenommen werden, wenn das System C' in gleicher Weise wie im elektromagnetischen Fall orientiert wird. Aus den gleichen Gründen wie beim elektromagnetischen Relativitätsprinzip muß λ eine gerade Funktion von v' sein, was zu $\lambda = 1$ führt. Mit den Transformationen wird

$$\varphi(\xi'_k)_1^4 = \varphi(\varkappa(\xi_1 - v' t), \xi_2, \xi_3, (\mu t - \gamma \xi_1))$$

und dies liefert $\partial\varphi/\partial\xi_1 = \partial\varphi/\partial\xi'_1 \cdot \partial\xi'_1/\partial\xi_1 =$

$$= \varkappa\, \partial\varphi/\partial\xi'_1 - \gamma\, \partial\varphi/\partial t', \quad \partial\varphi/\partial\xi_2 = \partial\varphi/\partial\xi'_2,$$

$\partial\varphi/\partial\xi_3 = \partial\varphi/\partial\xi'_3$ und $\partial\varphi/\partial t = -\varkappa \cdot v' \partial\varphi/\partial\xi'_1 +$

$+ \mu\, \partial\varphi/\partial t'$. Für die zweiten partiellen Ableitungen folgt dann

$$\partial^2\varphi/\partial\xi_1^2 = \varkappa^2\, \partial^2\varphi/\partial\xi'^2_1 - 2\varkappa\gamma\, \partial^2\varphi/\partial\xi'_1 \partial t' +$$

$$+ \gamma^2\, \partial^2\varphi/\partial t'^2, \quad \partial^2\varphi/\partial\xi_2^2 = \partial^2\varphi/\partial\xi'^2_2, \quad \partial^2\varphi/\partial\xi_3^2 =$$

$$= \partial^2\varphi/\partial\xi'^2_3 \quad \text{und} \quad \partial^2\varphi/\partial t^2 = \varkappa^2 v'^2\, \partial^2\varphi/\partial\xi'^2_1 -$$

$$- 2\varkappa\mu\gamma \frac{\partial^2\varphi}{\partial\xi'_1 \cdot \partial t'} + \mu^2\, \partial^2\varphi/\partial t'^2 \quad \text{oder mit } \xi_4 =$$

$$= \omega t \text{ auch } \partial^2\varphi/\partial\xi_1^2 = \varkappa^2\, \partial^2\varphi/\partial\xi'^2_1 - 2\varkappa\gamma\omega \frac{\partial^2\varphi}{\partial\xi'_1 \partial\xi'_4} +$$

$$+ \gamma^2\omega^2\, \partial^2\varphi/\partial\xi'^2_4, \; \partial^2\varphi/\partial\xi_2^2 = \partial^2\varphi/\partial\xi'^2_2, \; \partial^2\varphi/\partial\xi_3^2 = \partial^2\varphi/\partial\xi'^2_3,$$

$$\partial^2\varphi/\partial\xi_4^2 = \varkappa^2 \cdot v'^2/\omega^2\, \partial^2\varphi/\partial\xi'^2_1 - 2\varkappa\mu\, v'/\omega \cdot$$

$$\cdot \frac{\partial^2\varphi}{\partial\xi'_1 \partial\xi'_4} + \mu^2\, \partial^2\varphi/\partial\xi'^2_4. \quad \text{Wird dies in die Invarianz}$$

$\sum_{k=1}^{4} \partial^2\varphi/\partial\xi_k^2 = \alpha \sum_{k=1}^{4} \partial^2\varphi/\partial\xi'^2_k$ eingesetzt, so folgt

$$\sum_{k=1}^{4} \partial^2\varphi/\partial\xi_k^2 = \varkappa^2 (1 + v'^2/\omega^2)\, \partial^2\varphi/\partial\xi'^2_1 + \partial^2\varphi/\partial\xi'^2_2 +$$

$+ \partial^2\varphi/\partial\xi_3'^2 + (\mu^2 + \gamma^2\ \omega^2)\ \partial^2\varphi/\partial\xi_4'^2 - 2\varkappa(\gamma\omega + \mu\ v'/\omega)$

$\cdot \dfrac{\partial^2\varphi}{\partial\xi_1'\partial\xi_4'}$. Andererseits gilt $\sum_{k=1}^{4} \partial^2\varphi/\partial\xi_k^2 =$

$= \alpha \sum_{k=1}^{4} \partial^2\varphi/\partial\xi_k'^2$, was im Vergleich $\alpha = 1$ und $2\varkappa$.

$\cdot (\gamma\ \omega + \mu\ v'/\omega) = o$, also $\gamma\ \omega + \mu\ v'/\omega = o$ bedingt, da die gemischten partiellen Ableitungen nicht auftreten dürfen. Die übrigen Koeffizienten müssen den Wert 1 haben und dies liefert $\varkappa^2\ (1 + v'^2/\omega^2) = 1$, sowie $\mu^2 + \gamma^2\ \omega^2 = 1$. Für die Koeffizienten μ , γ , $\varkappa$ λ und α der Transformationen ξ_i' gelten mithin die Bedingungen $\alpha = 1$ und $\lambda = 1$, sowie $\varkappa = (1 + v'^2/\omega^2)^{-1/2}$. Die Größen μ und γ sind enthalten in $\mu^2 + \gamma^2\ \omega^2 = 1$ und $\gamma\ \omega + \mu\ v'/\omega = o$. Daraus folgt $\mu = \varkappa$ und $\gamma = -\varkappa \cdot v'/\omega^2$. Mit $\beta_+ = v'/\omega$ folgt daher für die Konstanten $\alpha = \lambda = 1$, sowie $\mu = \varkappa = (1 + \beta_+^2)^{-1/2}$ und $\gamma = -\beta_+/\omega \cdot (1 + \beta_+^2)^{-1/2}$. Die Transformationen ξ_i' werden daher zu

$$\xi_1' = \frac{\xi_1 - \beta_+\ \xi_4}{\sqrt{1 + \beta_+^2}} \quad , \quad \xi_2' = \xi_2 \quad , \quad \xi_3' = \xi_3$$

und

$$\xi_4' = \frac{\xi_4}{\sqrt{1 + \beta_+^2}} + \frac{\beta_+\ \xi_1}{\sqrt{1 + \beta_+^2}} = \frac{\xi_4 + \beta_+\ \xi_1}{\sqrt{1 + \beta_+^2}} \quad .$$

Die Matrix dieser Transformation hat also die Form

$$\hat{A}_+ = \begin{pmatrix} (1+\beta_+^2)^{-1/2} & o & o & -\beta_+\ (1+\beta_+^2)^{-1/2} \\ o & 1 & o & o \\ o & o & 1 & o \\ \beta_+\ (1+\beta_+^2)^{-1/2} & o & o & (1+\beta_+^2)^{-1/2} \end{pmatrix}$$

und hieraus wird

$|\hat{A}_+|_4 \neq o$ ersichtlich, das heißt, die Transformation ist regulär und $\hat{A}_+$ selbst ist reell im Gegensatz zu $\hat{A} = \hat{A}_-$ des elektromagnetischen Relativitätsprinzips, die über den komplexen algebraischen Körper definiert ist. Für die Transposition folgt

$$\hat{A}_+^{\times} = \begin{pmatrix} (1+\beta_+^2)^{-1/2} & o & o & \beta_+\ (1+\beta_+^2)^{-1/2} \\ o & 1 & o & o \\ o & o & 1 & o \\ -\beta_+\ (1+\beta_+^2)^{-1/2} & o & o & (1+\beta_+^2)^{-1/2} \end{pmatrix} .$$

Es ist nach den Regeln der Matrizenmultiplikation $(\hat{A}_+ \cdot \hat{A}_+^{\times})_{ik} = \delta_{ik}$. Für die Beträge der Matrizenelemente gilt offenbar die Symmetrie $|A_{+ik}| = |A_{+ki}|$. Das Matrizenprodukt ist daher $\hat{A}_+ \hat{A}_+^{\times} = \hat{E}$, das heißt, ebenso wie die unitäre $\hat{A}_-$ ist $\hat{A}_+$ orthogonal. Offenbar ist $\lim\limits_{\omega \to \infty} \beta_+ = o$, das heißt, wenn die Gravitation als Fernkraftfeld approximiert wird, ergibt sich im Limes $\lim\limits_{\omega \to \infty} \hat{A}_+ = \hat{E}$. Das Relativitätsprinzip gravitativer Feldstörungen hat also eine reguläre und orthogonale Transformatormatrix, die über den reellen algebraischen Körper definiert ist. Die Gruppe dieses Relativitätsprinzips wird ausgedrückt durch

$$\hat{A}_+ = (A_{+ik})_4 \quad , \quad Im\, \hat{A}_+ = \hat{o} \quad , \quad |\hat{A}_+|_4 \neq o \quad , \quad \hat{A}_+ \hat{A}_+^{\times} = \hat{E} \quad ,$$

$$\bar{r}' = \hat{A}_+ \cdot \bar{r} \quad , \quad \bar{r} = \sum_{k=1}^{4} \bar{\xi}_k \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 54$$

und diese Transformatormatrix nimmt im speziellen Fall achsenparalleler Bezugssysteme, wenn die Bewegung längs der gemeinsamen ξ_1 - Achse erfolgt, die Form an

$$\hat{A}_+ = \begin{pmatrix} (1+\beta_+^2)^{-1/2} & o & o & -\beta_+ (1+\beta_+^2)^{-1/2} \\ o & 1 & o & o \\ o & o & 1 & o \\ \beta_+ (1+\beta_+^2)^{-1/2} & o & o & (1+\beta_+^2)^{-1/2} \end{pmatrix} ,$$

$$\beta_+ = v'/\omega \quad , \quad \dot{\xi}_2 = \dot{\xi}_3 = o \quad , \quad \dot{\xi}_1 = v' = const. \ldots\ldots$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 54a.$$

Damit ist das Relativitätsprinzip gravitativer Feldstörungen für mit $v' = const.$ bewegte gleichberechtigte Bezugssysteme vollständig beschrieben. Einsetzen der aus $\hat{A}_+$ von Gleichung 54 a gewonnenen Transformationen $\xi_1' = \dfrac{\xi_1 - \beta_+ \xi_4}{\sqrt{1+\beta_+^2}}$, $\xi_2' = \xi_2$, $\xi_3' = \xi_3$ und $\xi_4' = \dfrac{\xi_4 + \beta_+ \xi_1}{\sqrt{1+\beta_+^2}}$ in $\sum\limits_{k=1}^{4} \xi_k'^2$ liefert $\sum\limits_{k=1}^{4} \xi_k'^2 =$

$$= \xi_2^2 + \xi_3^2 + \frac{(\xi_1 - \beta_+ \xi_4)^2 + (\xi_4 + \beta_+ \xi_1)^2}{1 + \beta_+^2} =$$

$$= \sum_{k=1}^{4} \xi_k^2 \quad , \text{ das heißt , Gleichung 54 a erfüllt wirklich}$$

die Invarianz $\sum_{k=1}^{4} \xi_k'^2 = \sum_{k=1}^{4} \xi_k^2$.

2.) Feldtensoren der Gravitation.

Wird in Analogie zum elektromagnetischen Raumwellenwiderstand $R = R_- = \sqrt{\mu_o / \varepsilon_o}$ die gravitative Größe $R_+ = \sqrt{\beta/\alpha} =$

$= 16 \pi \gamma^2/c$ und als Zeitkoordinate $\xi_4 = \omega t$ des R_{+4} eingeführt, dann nimmt das Gravitationsgesetz 48 die Form

$\text{rot } R_+ \bar{\mu} = \alpha R_+ \dot{\bar{g}} + R_+ \cdot \sigma_o \bar{v} = \dot{\bar{g}}/\omega + R_+ \sigma_o \bar{v}$,

$\alpha \text{ div } \bar{g} = \sigma_o$ und $\text{rot } \bar{g} = \beta \dot{\bar{\mu}} - R_+ \partial/\partial t \; d/d\bar{F} \cdot (m_o - m) = R_+ (\dot{\bar{\mu}}/\omega - \partial/\partial t \; d/d\bar{F} (m_o - m)) =$

und außerdem noch die Mesofelddivergenz $\text{div } R_+ \bar{\mu} = R_+ \omega (\sigma_o - \sigma) =$

$= 1/\alpha (\sigma_o - \sigma)$, was dem Existenzkriterium von zwei antisymmetrischen Feldtensoren im R_{+4} genügt, wenn das normierte Orthogonalsystem $(\bar{e}_i \cdot \bar{e}_k)_4 = \hat{E}$ verwendet wird. In Analogie zum elektromagnetischen Feld gilt nämlich $\text{rot } R_+ \bar{\mu} - 1/ \dot{\bar{g}} + \bar{e}_4 \cdot \text{div } \bar{g} =$

$= \overline{\text{div}}_{+4} \; {}^2\bar{M}_{(+1)}$ und $\text{rot } \bar{g} - 1/\omega \; (R_+ \dot{\bar{\mu}}) + \bar{e}_4 \text{ div } R_+ \bar{\mu} =$

$= \overline{\overline{\text{div}}}_{+4} \; {}^2\bar{M}_{(+2)}$, wenn für die beiden Feldtensoren explizit

$$ {}^2\bar{M}_{(+1)} = \begin{bmatrix} 0 & R_+ \mu_3 & - R_+ \mu_2 & - \varepsilon_1 \\ - R_+ \mu_3 & 0 & R_+ \mu_1 & - \varepsilon_2 \\ R_+ \mu_2 & - R_+ \mu_1 & 0 & - \varepsilon_3 \\ \varepsilon_1 & \varepsilon_2 & \varepsilon_3 & 0 \end{bmatrix} \quad \text{und}$$

$$ {}^{2}\bar{M}_{(+2)} = \begin{bmatrix} 0 & g_3 & - g_2 & - R_+ \mu_1 \\ - g_3 & 0 & g_1 & - R_+ \mu_2 \\ g_2 & - g_1 & 0 & - R_+ \mu_3 \\ R_+ \mu_1 & R_+ \mu_2 & R_+ \mu_3 & 0 \end{bmatrix} $$ geschrieben wird.

Mit den vierdimensionalen Materieströmen $\bar{P}_{(1)} = R_+ \sigma_o \bar{v} + \sigma_o \bar{e}_4/\alpha$ und $\bar{P}_{(2)} = + R_+ \partial/\partial t \; d/d\bar{F} \; (m_o - m) + (\sigma_o - \sigma) \frac{\bar{e}_4}{\alpha}$ im reellen R_{+4} ergibt sich dann für die einheitliche tensorielle Beschreibung für Gravitation und Mesofeld $\overline{div}_{+4} \; {}^{2}\bar{M}_{(+1,+2)} = \bar{P}_{(1,2)}$. Hierin beschreibt offensichtlich (+1) ein Tensorfeld welches im Fall der Imponderabilität $m_o = o$, also $\sigma_o = o$ divergenzfrei wird, während die Vektordivergenz des Tensorfeldes (+2) auf keinen Fall verschwindet, weil σ die Dichte freier energetischer Feldmasse angibt. Dieses einheitliche raumzeitliche Gesetz der Tensorfelder wird zusammengefaßt in :

$$ \overline{div}_{+4} \; {}^{2}\bar{M}_{(+1,+2)} = \bar{P}_{(1,2)} \; , \; \bar{P}_{(1)} = R_+ \sigma_o \bar{v} + \sigma_o \bar{e}_4/\alpha \; , $$

$$ \bar{P}_{(2)} = R_+ \partial/\partial t \; d/d\bar{F} \; (m_o - m) + (\sigma_o - \sigma) \bar{e}_4/\alpha \; , $$

$$ R_+ = 16 \pi \cdot \gamma/c \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 55, $$

worin für die beiden Feldtensoren

$$ {}^{2}\bar{M}_{(+1)} = \begin{bmatrix} 0 & R_+ \mu_3 & - R_+ \mu_2 & - g_1 \\ - R_+ \mu_3 & 0 & R_+ \mu_1 & - g_2 \\ R_+ \mu_2 & - R_+ \mu_1 & 0 & - g_3 \\ g_1 & g_2 & g_3 & 0 \end{bmatrix} \; , $$

$$ {}^{2}\bar{M}_{(+2)} = \begin{bmatrix} 0 & g_3 & - g_2 & - R_+ \mu_1 \\ - g_3 & 0 & g_1 & - R_+ \mu_2 \\ g_2 & - g_1 & 0 & - R_+ \mu_3 \\ R_+ \mu_1 & R_+ \mu_2 & R_+ \mu_3 & 0 \end{bmatrix} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 55a $$

gilt. Diese Tensoren sowie ihre Vektordivergenzen sind im R_{+4} gegen $\hat{A}_+$ invariant. Durch Addition beziehungsweise Subtraktion der Vektorquellen entstehen gemäß $\bar{P}_{(2)} \pm \bar{P}_{(1)} = \overline{div}_{+4} \; ({}^{2}\bar{M}_{(+2)} \pm {}^{2}\bar{M}_{(+1)}) =$ $= \overline{div}_{+4} \; {}^{2}\bar{M}_{(\pm)}$ zwei neue, nunmehr aber homogene Tensorschemata,

nämlich $^2\bar{M}_{(+)} = \begin{bmatrix} 0 & g_3' & -g_2' & -g_1' \\ -g_3' & 0 & g_1' & -g_2' \\ g_2' & -g_1' & 0 & -g_3' \\ g_1' & g_2' & g_3' & 0 \end{bmatrix}$ mit Kürzung

$\bar{g}' = \bar{g} + R_+ \bar{\mu} = - + 2 \cdot R_+ \bar{\mu}$ wegen $R_+ \alpha = 1$

und für die Differenz die Separation

$^2\bar{M}_{(-)} = \begin{bmatrix} 0 & -3 & -2 & 1 \\ -3 & 0 & 1 & 2 \\ 2 & -1 & 0 & 3 \\ -1 & -2 & -3 & 0 \end{bmatrix}$. In ähnlicher

Weise kann ein homogenes Tensorschema aus den Komponenten von $\bar{\mu}$ nicht separiert werden, welches durch eine Summe der Vektorquellen ausdrückbar ist; denn die zeitartige Ränderung von $^2\bar{M}_{(-)}$ entspricht im Vorzeichen einer Transposition, nicht aber der raumartige Abschnitt. Diese Separationsmöglichkeit im Sinne $^2\bar{M}_{(-)}$, sowie die Unmöglichkeit des Verschwindens $\bar{P}_{(2)}$ findet kein Analogon in der Tensorbeschreibung des elektromagnetischen Feldes, was nicht auf die Realität des R_{+4} zurückgeht. Werden die vier Feldtensoren im zweiten Grade iteriert, so entstehen wegen der Antisymmetrie aller Feldtensoren durch die Iteration symmetrische Tensoren, deren Komponenten mit der Konstanten α multipliziert sämtlich Energiedichten liefern. Für die vier Iterationsmöglichkeiten gelten $^2\bar{W}_{(1,2)} = s\,p\ ^2\bar{M}_{(+1,+2)} \times {}^2\bar{M}_{(+1,+2)}$ und $^2\bar{W}_{(3,4)} = s\,p\ ^2\bar{M}_{(\pm)} \times {}^2\bar{M}_{(\pm)}$. Die Beziehung 55 a liefert nach den Gesetzen der Tensormultiplikation und denen der Matrizenspektren zunächst die Komponenten $W_{(1)ik} = -R_+^2 \mu_i \mu_k - g_i g_k - R_+^2 \mu^2 \delta_{ik}$, $W_{(1)1,4} = -R_+(g_2 \mu_3 - g_3 \mu_2) = -R_+ (\bar{g} \times \bar{\mu})_1 = -R_+ (\bar{\Gamma} \times \bar{\mu})_1$, $W_{(1)4,4} = -g^2$ und $W_{(2)ik} = g_i g_k - R_+^2 \mu_i \mu_k - g^2 \delta_{ik}$, $W_{(2)1,4} = R_+ (g_2 \mu_3 - g_3 \mu_2) = R_+ (\bar{\Gamma} \times \bar{\mu})_1$, $W_{(2)4,4} = -R_+^2 \bar{\mu}^2$, wenn $1 \leq (i,k) \leq 3$ die Komponenten im R_3 kennzeichnet. Für die Iterationen der Homogenformen folgt analog $^2\bar{W}_{(+)} = -g'^2 \cdot {}^2\bar{E}$ und $^2\bar{W}_{(-)} = -\Gamma^2 \cdot {}^2\bar{E}$. Nun ist $\alpha/2 \cdot (\bar{g}^2 - R_+^2 \bar{\mu}^2)$ eine räumliche Energiedichte, welche

div $\bar{\Gamma} \times \bar{\mu}$ entspricht. Aus diesem Grunde gibt $\alpha/2\ (^2\bar{W}_{(+)} \pm {}^2\bar{W}_{(-)})\sim$ $\sim {}^2\bar{E}$ immer ein diagonales Energiedichteschema an. Für den allgemeinen Energiedichtetensor des Gravitationsfeldes gilt demnach $^2\bar{T} = \alpha/2 \cdot (^2\bar{W}_{(2)} - {}^2\bar{W}_{(1)}) = {}^2\bar{T}^{\times}$ eindeutig. Nach dem Vorangegangenen sind die Komponenten dieser Tensordifferenz gegeben durch

$$T_{ik} = \alpha\ g_i\ g_k - \beta\ \mu_i\ \mu_k - (\alpha/2\ g^2 - \beta/2\ \mu^2) \cdot \delta_{ik}\ ,$$

$$T_{i4} = 1/\omega\ (\bar{\Gamma} \times \bar{\mu})_i\ ,\quad T_{4,4} = \alpha/2\ g^2 - \beta/2\ \mu^2\ ,$$

$$^2\bar{T} = {}^2\bar{T}^{\times} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 56,$$

weil $\alpha\ R_+\ \omega = 1$ ist. Da in diesem Schema immer $\bar{\Gamma} \times \bar{\mu}$ als gravitative Energieströmung, der raumartige Abschnitt aber als Impulsströmung und $T_{4,4}$ als statische Energiedichte interpretierbar sind, beschreibt 56 den kanonischen Energiedichtetensor der allgemeinen Gravitation.

Es bleibt noch übrig die Universalität dieses Tensors nachzuweisen. Mit den vorübergehenden Kürzungen $^2\bar{M}_{(+1,+2)} = {}^2\bar{M}_{(1,2)}$ und $^2\bar{M}_{(\pm)} = {}^2\bar{M}_{(3,4)}$ können insgesamt 16 tensorielle Produkte mit anschließender Spurbildung nach dem Schema $s\ p\ {}^2\bar{M}_{(i)} \times {}^2\bar{M}_{(k)}$ mit den Kennziffern $1 \leqq (i,k) \leqq 4$ gebildet werden, von denen jedes einem Energiedichtetensor proportional ist. Mit $^2\bar{T}_{(i,k)} = \alpha/2\ s\ p\ {}^2\bar{M}_{(i)} \times {}^2\bar{M}_{(k)}$ ergibt sich dann als Gesamtschema die Hypermatrix $(^2\bar{T}_{(i,k)})_4$, deren tensorielle Elemente mit 55 a und den beiden homogenen Tensoren der Vektorquellen $\bar{P}_{(2)} \pm \bar{P}_{(1)}$ explizit darstellbar sind. Bei dieser expliziten Darstellung aller Matrizenelemente zeigt sich aber zwangsläufig, daß alle diese Elemente Sonderfälle des Tensors $^2\bar{T}_{(22)} - {}^2\bar{T}_{(11)}$ sind, das heißt, jedes der 16 Elemente kann auf den aus der Differenz des ersten und zweiten Diagonalelementes gebildeten Tensors zurückgeführt werden. Für diesen Tensor gilt aber $^2\bar{T}_{(22)} - {}^2\bar{T}_{(11)} = \alpha/2\ s\ p\ ({}^2\bar{M}_{(2)} \times {}^2\bar{M}_{(2)} - {}^2\bar{M}_{(1)} \times {}^2\bar{M}_{(1)} = \alpha/2\ ({}^2\bar{W}_{(2)} - {}^2\bar{W}_{(1)}) = {}^2\bar{T}$, das heißt, alle Elemente aus $(^2\bar{T}_{(ik)})_4$ sind Sonderfälle von 56 . Damit ist aber der universelle Charakter von $^2\bar{T}$ erwiesen. Wegen $^2\bar{M}_{(-)}$ muß es einen Fall des Gravitationsfeldes geben, in welchem nur $\bar{\Gamma}$ manifest wird, während $\bar{\mu}$ latent bleibt. Nach den vorangegangenen Un-

tersuchungen kann es sich dabei aber nur um den statischen Fall handeln. Wird dieser statische Fall angenommen, dann folgt aus 48 unter Vernachlässigung der Beziehung 10 die Differentialfassung des empirischen Gesetzes 8 B II 2 . Diese Approximation ist aber identisch mit $\sigma_o = \sigma$, also $\bar{\mu} = \bar{o}$. Die Limesrelation $\bar{\mu} \rightarrow \bar{o}$ kann dann auf ${}^2\bar{T}$ angewendet werden und dies liefert zunädhst für die zeitartige Ränderung $\underset{\bar{\mu}}{\underline{l}}\, i\, \underset{\bar{o}}{\underline{m}}\ \bar{\Gamma} \times \bar{\mu} = \bar{o}$ und für die reine Zeitkomponente $\underset{\bar{\mu}}{\underline{l}} \overset{i}{\rightarrow} \underset{\bar{o}}{\underline{m}}\ T_{44} = \alpha/2\ \Gamma^2$. Der raumartige Matrizenabschnitt wird dagegen gemäß $\underset{\bar{\mu}}{\underline{l}} \overset{i}{\rightarrow} \underset{\bar{o}}{\underline{m}}\ \left[T_{ik}\right]_3 = \alpha/2\ {}^2\bar{\tau}$ dem Tensor gravitativer Raumspannungen des R_3 (nach C II 1) proportional, so daß sich dieser Spannungstensor als approximierter Sonderfall von ${}^2\bar{T}$ ergibt. Die Approximationsvoraussetzung $\bar{\mu} \rightarrow \bar{o}$ ist äquivalent mit der Annahme einer verschwindenden Mesofeldkonstante $\beta = o$, was $\omega \rightarrow \infty$ zur Folge hätte. Wird $\beta = o$ in ${}^2\bar{T}$ eingesetzt, so hat dies die gleiche Approximation wie $\bar{\mu} \rightarrow \bar{o}$ zur Folge. Dies bedeutet aber, daß $\omega < \infty$ nur auf $\beta > 0$, also auf $\bar{\mu} \neq \bar{o}$ zurückgeht, wobei $\bar{\mu} \neq \bar{o}$ ein Ausdruck von $\sigma_o \neq \sigma$, also der Beziehung lo ist.

Es ist naheliegend nunmehr auch die Vektorquellen des gravitativen Energiedichtetensors im R_{+4} , also $\overline{div}_{+4}\ {}^2\bar{T}$ zu untersuchen. Die raumzeitliche Vektordivergenz $\overline{div}_{+4}\ {}^2\bar{T}$ zerfällt in einen im R_3 gegebenen Anteil $\bar{\xi}_{(3)}$ und in einen zeitartigen Anteil $\bar{\xi}_4 = \bar{e}_4\ \xi_4$, also $\overline{div}_4\ {}^2\bar{T} = \bar{\xi}_{(3)} + \bar{\xi}_4$. Für diese beiden Anteile folgt $\xi_4 = \bar{e}_4\ \overline{div}_{+4}\ {}^2\bar{T} = 1/\omega \sum_{k=1}^{3} \partial S_k / \partial \xi_{k^+} + 1/\omega\ \dot{\eta} = 1/\omega\ (\operatorname{div} \bar{\Gamma} \times \bar{\mu} + \dot{\eta})$ mit $\bar{S} = \bar{\Gamma} \times \bar{\mu}$. Gilt die Gleichung 51 d , so ist offenbar $\dot{\eta} = -\operatorname{div} \bar{\Gamma} \times \bar{\mu}$, also $\xi_4 = o$. Liegt aber der allgemeine Fall der Gleichung 51 b vor, und ist $\bar{\Gamma} \times \bar{\mu} \neq \bar{o}$, was auch $\operatorname{div} \bar{\Gamma} \times \bar{\mu} \neq o$ zur Folge haben soll, so gilt $\dot{\sigma} \cdot c^2 + \dot{\eta} = -\operatorname{div} \bar{\Gamma} \times \bar{\mu}$, also $\dot{\eta} + \operatorname{div} \bar{\Gamma} \times \bar{\mu} = -\dot{\sigma} \cdot c^2$, so daß $\xi_4 = -\sigma\, c^2/\omega$ wird.

Für den raumartigen Quellenanteil gilt

$$-\ {}^{(3)} = \overline{div} \begin{bmatrix} \alpha\, \Gamma_1^2 & -\eta_{1,2} & -\eta_{1,3} \\ -\eta_{2,1} & \alpha\, \Gamma_2^2 & \eta_{2,3} \\ -\eta_{3,1} & -\eta_{3,2} & \alpha\, \Gamma^2{}_3 \end{bmatrix} - \alpha/2\ \overline{div}\ {}^2\bar{E} + \frac{\dot{\bar{S}}}{\omega^2}$$

Hierin ist

$$\begin{bmatrix} \alpha \overset{2}{1} - \eta_{1,2} - \eta_{1,3} \\ - \eta_{2,1} \quad \alpha \overset{2}{2} - \eta_{2,3} \\ - \eta_{3,1} - \eta_{3,2} \quad \alpha \overset{2}{3} \end{bmatrix} = \alpha \; g_i \; g_k \; 3 - \alpha \; R_+^2 \; \mu_i \; \mu_k \; 3' \; ,$$

wenn $\bar{\mu} \perp \bar{F}$ brücksichtigt wird. Dies zeigt, da der approximierte Tensorfluß aus C II 1 eine Approximation dieses räumlichen Tensorabschnittes ist , daß $\bar{\xi}_{(3)}$ als räumliche Kraftdichte aufgefaßt werden kann, welche auf eine gravitative Feldquelle einwirkt. Mit dem raumzeitlichen Vektor $\bar{\xi} = \bar{\xi}_{(3)} + \bar{\xi}_4$ (hier ist $\bar{\xi}_4$ der zeitartige Kraftdichteanteil) wird demnach

$$\overline{div}_{+4} \; {}^2\bar{T} = \bar{\xi} \; , \; \bar{\xi} = \bar{\xi}_{(3)} + \bar{\xi}_4 \; , \; \xi_4 = - \dot{\sigma} \; c^2/\omega \; ,$$

$$\sigma = o \; , \; \bar{\xi} = \bar{o} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \; 56\,a$$

das heißt , die Quelle des raumzeitlichen Energiedichtetensors ist ein raumzeitlicher ponderomotorischer Vektor. Alle Beziehungen gravitativer Tensoren die im Vorangegangenen entwickelt wurden, sowie die Temsor- und Vektoreigenschaften sind gegen Transformationen der Gruppe $\hat{A}_+$ des Relativitätsprinzips gravitativer Feldstörungen invariant, doch braucht sich diese Invarianz keineswegs auch auf die Gruppe $\hat{A} = \hat{A}_-$ des elektromagnetischen Relativitätsprinzips zu erstrecken. $\hat{A}_-$ und $\hat{A}_+$ sind offenbar nur Untergruppen eines übergeordneten Relativitätsprinzips, so daß es notwendig erscheint, dieses Prinzip zu synthetisieren. Zuvor wird jedoch ein Invariantenvergleich der beiden Untergruppen notwendig.

3.) Vergleich der Invarianten.

Alle Größen die sich auf das elektromagnetische Relativitätsprinzip beziehen, werden im Folgenden mit der Indizierung (-) und diejenigen, die sich auf das Relativitätsprinzip gravitativer Feldstörungen beziehen mit der Indizierung (+) versehen. Kenneichnen die $1 = k = 4$ die Dimensionen einer vierdimensionalen Mannigfaltigkeit, so wird für die Koordinaten $\eta_{+k} = \xi_k$ und $\eta_{-k} = x_k$ mit $\eta_{+4} = \omega \; t$ und $\eta_{-4} = ict$ gesetzt. Für die beiden Invarianten folgt dann $\sum_{k=1}^{4} \eta_{\pm}^2 \, k = o$, was für die Metrik

$d\,s^2_{\pm} = \sum_{k=1}^{4} d\,\eta^2_{\pm k}$ ergibt, das heißt, es gibt für die beiden Relativitätsprinzipien eine zweideutige Raumzeit $R_{\pm 4}$, deren metrische Fundamentaltensoren durch

$${}^2\overline{g}_{\pm} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \pm 1 \end{bmatrix}$$

gegeben sind, wenn die Koordinaten reell gefordert werden. Der metrische Unterschied zwischen elektromagnetischen und gravitativen Vorgängen liegt demnach im Wesentlichen darin, daß sich gravitative Vorgänge in einer euklidischen Raumzeit R_{+4} mit ${}^2\overline{g}_{+} = {}^2\overline{E}$ und elektromagnetische Vorgänge sich in einer pseudoeuklidischen reellen oder euklidisch komplexen Raumzeit R_{-4} abspielen. Die metrischen Invarianten werden also zusammengefaßt in

$$\sum_{k=1}^{4} \eta^2_{\pm k} = 0 \;,\quad \eta_{\pm k} = (\underbrace{\xi, \ldots, x_k}_{k}) \;,\quad \eta_{+4} = \omega\, t \;,$$

$$\eta_{-4} = c\,t \cdot \sqrt{\pm 1} \qquad {}^2\overline{g}_{\pm} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \pm 1 \end{bmatrix} \qquad \eta_{-4} = c\,t \;,$$

$${}^2\overline{g}_{\pm} = {}^2\overline{E} \;,\quad \eta_{-4} = i\,c\,t \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 57 \,.$$

Zu jedem $R_{\pm 3}$ gehören also die Zeitangaben $\eta_{\pm 4}$, so daß der eigentliche metrische Unterschied zwischen R_{+4} und R_{-4} durch diese Zeitangabe zustande kommt. Die Raumzeitsysteme $R_{\pm 4}$ verhalten sich demnach über dem reellen algebraischen wie euklidische, beziehungsweise pseudoeuklidische vierdimensionale Punktmannigfaltigkeiten, worin jeder Punkt durch ein Quadrupel durch drei Qrts- und einer Zeitangabe bestimmt wird. Zugleich muß jedoch angegeben werden, ob es sich um eine Zählung im System R_{+4} oder R_{-4} handelt. Die Raumzeitpunkte können demnach als Ereignisse aufgefaßt werden und eine Folge solcher Punkte in zeitlicher Richtung wäre dann eine Raumzeitlinie, die auch als Schicksal oder Geschehen eines Punktes aus dem $R_{\pm 3}$ aufgefaßt werden kann. Irgendein Bereich des $R_{\pm 3}$ wird dann in die $R_{\pm 4}$ projiziert, hinsichtlich seines Schicksals als Raumzeitlinienbündel dargestellt. Die relative Gleichzeitigkeit wird demnach durch $\eta_{\pm 4} = \text{cons}$ gekennzeichnet, so daß stets eine dreidimensionale Punktmannigfaltigkeit, welche die dreidimensionale Hyperfläche $R_{\pm 3}$ in den $R_{\pm 4}$

bildet, als gleichzeitig angesprochen werden kann. Der physische $R_{\pm 3}$ erscheint demnach als ausgeartete Abbildung der $R_{\pm 4}$, derart, daß die Abbildungsmatrix den Matrizendefekt 1 hat und außerdem so beschaffen ist, daß die Abbildung aus dem R_{+4} die gravitative und diejenige aus dem R_{-4}, die elektromagnetische Struktur der Hyperfläche $R_{\pm 3}$ darstellt. Eine Raumzeitlinie mit Angabe einer Richtung und eines Richtungssinnes ist dann das Feld eines polaren Raumzeitvektors, dessen Erweiterung zum Begriff des Raumzeittensors führt. Ganz entsprechend können nichtgerichtete Funktionen der Raumzeitkoordinaten als raumzeitliche Skalarfelder beschrieben werden, so daß alle Methoden der mehrdimensionalen Tenspranalysis und analytischen Infinitesimalgeometrie auf die Raumzeitstrukturen $R_{\pm 4}$ angewendet werden können.

In Gleichung 57 definiert die erste Invariante die beiden Relativitätsprinzipien. Die Zweideutigkeit in ${}^2\bar{g}_{\pm}$ verschwindet, wenn η_{-4} imaginär gewählt wird, weshalb im Folgenden immer die imaginäre Zeitzählung im R_{-4} verwendet werden soll, wodurch die hyperbolisch reelle Metrik zu einer euklidisch komplexen wird. R_{+4} und auch R_{-4} haben somit eine euklidische Metrik, doch ist R_{+4} über dem reellen, und R_{-4} über dem komplexen algebraischen Körper aufgespannt. Zusammen mit den beiden Ausbreitungsgesetzen gravitativer, beziehungsweise elektromagnetischer Feldstörungen ergeben sich aus dieser Invarianzforderung die beiden Gruppen gleichberechtigter Inertialsysteme, welche durch die raumzeitlichen Transformationsmatrizen $\hat{A}_{\pm}$ charakterisiert sind. Die beiden Matrizen $\hat{A}_{\pm}$ beziehen sich aber nur auf den Zusammenhang von zwei Koordinatensystemen $C_{\pm}$ und $C'_{\pm}$, welche gleichorientiert und achsenparallel sind und sich somit $(v,v)=$ const relativ zueinander bewegen, daß zu Beginn der Bewegung ihre Koordinatennullpunkte zusammenfallen und die und die Relativbewegung längs der gemeinsamen $\eta_{\pm 1}$ -Achse erfolgt. Liegt der allgemeine Fall beliebig gegen einander gedrehter Koordinaten und beliebig orientierter Relativgeschwindigkeit vor, so werden die Transformationsmatrizen mit $\hat{A}_{\pm}$ gekennzeichnet. Während $\hat{A}_{+}$ orthogonal ist, erscheint $\hat{A}_{-}$ unitär, so daß für beide Matrizen, von den verschiedenen algebraischen Körpern abgesehen, der Zusammenhang $\hat{A}_{\pm} \cdot \hat{A}^{\times}_{\pm} = \hat{E}$

gilt. Auch hat eine Analyse dieser Matrizen gezeigt, daß in beiden Fällen $|\hat{A}_{\pm}|_4 = 1$ ist. Im speziellen Fall achsenparalleler und gleichorientierter Koordinatensysteme $C_{\pm}$ und $C'_{\pm}$ (mit $(v',v) = \text{const}$, relativ bewegt) werden für $\hat{A}_{\pm}$ explizite Darstellungen möglich, die eine gewisse Verwandtschaft zwischen $\hat{A}_+$ und $\hat{A}_-$ aufzeigen, wenn die beiden Geschwindigkeitsmaße $\beta_+ = v/\omega$ und $\beta_- = v/ic$ verwendet werden. Zusammengefaßt folgt für den Vergleich der Transformationsgruppen

$$\hat{A}_{\pm} \cdot \hat{A}^{x}_{\pm} = \hat{E} \quad , \quad |\hat{A}_{\pm}|_4 = 1$$

$$\hat{A}_{\pm} = \begin{pmatrix} (1+\beta_{\pm}^2)^{-1/2} & 0 & 0 & -\beta_{\pm}(1+\beta_{\pm}^2)^{-1/2} \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ +\beta_{\pm}(1+\beta_{\pm}^2)^{-1/2} & 0 & 0 & (1+\beta_{\pm}^2)^{-1/2} \end{pmatrix} ,$$

$$\beta_+ = v/\omega \quad , \quad \beta_- = v/ic \quad , (v',v) = \text{const.} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 58.$$

Die beiden Relativitätsprinzipien und auch die aus ihnen resultierenden Transformationsgruppen der Schar gleichberechtigter, raumzeitlicher Inertialsysteme $(v',v) = \text{const.}$ existieren also nebeneinander in zwei metrisch verschieden strukturierten Raumzeiten $R_{\pm 4}$. Tatsächlich kann es aber nur ein Tensorium des Geschehens in Raum und Zeit, also nur eine Raumzeit R_4 geben, so daß eine Synthese des elektromagnetischen Tensoriums R_{-4} und des gravitativen Tensoriums R_{+4} zu einem gemeinsamen Tensorium R_4 der sogenannten Somawelt möglich sein muß. Die Raumzeit R_4 soll als Somawelt bezeichnet werden, weil sich im R_4 das elektromagnetische und auch gravitative Geschehen als Wechselwirkung zwischen den einzelnen materiellen Strukturen abspielt, und weil die Quanten Elektromagnetischer Strahlung alle ruhenden Materiefeldquanten erzeugen können, was den Schluß nahelegt, daß diese elektromagnetischen Quanten Prototypen der ponderablen Materiefeldquanten sind. Eine Synthese der Somawelt aus den $R_{\pm 4}$ kann nur auf eine Sysnthese der Gruppen und ihrer Invarianten, also der Tensoren in den $R_{\pm 4}$ zurückgehen, doch kann diese Somasysnthesis nur durchgeführt werden, wenn zuvor die Invarianten in den $R_{\pm 4}$ verglichen werden. In der speziellen Form der Matrizen $\hat{A}_{\pm}$ aus Gl. 58

entsprechen die Zeilen 2 und 3 denen einer vierreihigen Einheitsmatrix, so daß nur die beiden nicht identischen Transformationen untersucht zu werden brauchen. Mit $\eta_{\pm 1} = x_{\pm}$ und $\eta_{\pm 4} = u_{\pm}$ wird der Zusammenhang zwischen dem System $C_{\pm}$ und dem mit $(v',v) = \text{const.}$ relativ bewegten System $C'_{\pm}$ im Fall der gleichorientierten Achsenparallelität dargestellt durch $x'_{\pm} = f(x_{\pm}, u_{\pm})$ und $u'_{\pm} = w(x_{\pm}, u_{\pm})$. Die Bewegung von $C'_{\pm}$ in $C_{\pm}$ erfolgt in $C_{\pm}$ nach dem Bewegungsgesetz $x_{\pm} = q(u_{\pm})$, was ein Raumzeitdiagramm darstellt, Unabhängig von $(v',v) = \text{const.}$ oder $v = v(t)$ wird der Bewegungszustand von $C'_{\pm}$ durch die Tangentenneigung des Raumzeitdiagramms relativ zur $u_{\pm}$-Achse angegeben. Für den Neigungswinkel folgt $\varphi_{\pm} = \text{arc tg } dx_{\pm}/du_{\pm} = \text{arc tg } \beta_{\pm} \cdot \sqrt{\pm 1}$, weil stets $dx_{\pm}/dt = (v'v)$ und $u_{\pm} \sim t \cdot \sqrt{\pm 1}$ ist. Wenn die durch $\hat{A}_{\pm}$ beschriebenen Gruppen gelten, ist immer $\beta_{\pm} = \text{const.}$ und damit auch $\varphi_{\pm} = \text{const.}$, so daß das Bewegungsgesetz von $C'_{\pm}$ in $C_{\pm}$ gemäß $q(u_{\pm}) = \beta_{\pm} \cdot t \sqrt{\pm 1}$ mit $\beta_{\pm} = \text{const.}$ eine Schar von Nullpunktsgeraden in $C_{\pm}$ ist. Es handelt sich um Nullpunktsgeraden, weil sich für $(v',v) = o$ die Koordinatennullpunkte der Systeme decken sollen. Der Unterschied zwischen den Gruppen $\hat{A}_{\pm}$ äußert sich im Verhalten von $\varphi_{\pm}$. Die von o verschiedenen Elemente von $\hat{A}_{+}$ bleiben für alle Werte $\beta_{+} \geq o$ reell und erfahren auch für $\beta_{+} \to \infty$ keine Singularität. Es ist

$$\lim_{\beta_+ \to \infty} \hat{A}_{+} = \begin{pmatrix} o & o & o & -1 \\ o & 1 & o & o \\ o & o & 1 & o \\ 1 & o & o & o \end{pmatrix},$$

das heißt, für β_{+} gilt das halboffene Intervall $o \leq \beta_{+} < \infty$. Für $\hat{A}_{-}$ dagegen tritt eine Singularität als Unendlichkeitsstelle bereits für $i\beta_{-} \to 1$ auf, während für $i\beta_{-} > 1$ die Elemente, welche β_{-} enthalten ihre Realität verändern. Die Elemente, welche im Intervall $o \leq i\beta_{-} < 1$ reell sind, werden für $i\beta_{-} > 1$ imaginär und umgekehrt, so daß $i\beta_{-}$ im halboffenen Intervall $o \leq i\beta_{-} < 1$ definiert ist. Der Wert $\beta_{\pm} = o$ ist für beide Gruppen zulässig, doch verschwindet an dieser Stelle der Unterschied zwischen $\hat{A}_{+}$ und $\hat{A}_{-}$; denn es ist

$\lim_{\beta_+ \to o} \hat{A}_+ = \lim_{\beta_- \to o} \hat{A}_- = \hat{E}$. Dieser Unterschied zwischen den Gruppen $\hat{A}_{\pm}$ äußert sich auch im Definitionsbereich von $\varphi_{\pm}$. Wegen $o \leq i\beta_- < 1$ gilt auch $o \leq \varphi_- < \pi/4$, während nur elektromagnetische Prozesse $i\beta_- = 1$ und $\varphi_- = \pi/4$ wird, aber $i\beta_- > 1$ und $\varphi_- > \pi/4$ nicht möglich ist. Weil $\beta_+ > 1$ zulässig ist, kann auch $\varphi_+ > \pi/4$ möglich werden. Die geometrische Interpretation der beiden Gruppen $\hat{A}_{\pm}$ läuft demnach auf eine Drehungstransformation des Raumzeitdiagramms von $C'_{\pm}$ in denjenigen von $C_{\pm}$ hinaus. Diese Interpretation wird zusammengefaßt in

$$\sqrt{\pm 1} \cdot \beta_{\pm} = \operatorname{tg} \varphi_{\pm} \,, \quad \lim_{\beta_{\pm} \to o} \hat{A}_{\pm} = \hat{E} \,,$$

$$o \leq \beta_+ < \infty \,, \quad o \leq i\beta_- < 1 \,,$$

$$\lim_{\beta_+ \to \infty} \hat{A}_+ = \begin{pmatrix} o & o & o & -1 \\ o & 1 & o & o \\ o & o & 1 & o \\ 1 & o & o & o \end{pmatrix} \,,$$

$$\lim_{i\beta_- \to 1} \hat{A}_- = \lim_{a \to \infty} \begin{pmatrix} a & o & o & i & a \\ o & 1 & o & o & \\ o & o & 1 & o & \\ - & i & a & o & o\ a \end{pmatrix} \qquad \text{.....58 a.}$$

Auch die beiden reellen Drehungen $\varphi_{\pm}$ können für die Intervallgrenzen von $\beta_{\pm} \cdot \sqrt{\pm 1}$ untersucht werden. Zunächst ist $\lim_{\beta_{\pm} \to o} \varphi_{\pm} = o$, doch wird $\lim_{i\beta_- \to 1} \varphi_- = \pi/4$, aber $\lim_{\beta_+ \to \infty} \varphi_+ = \pi/2$. Zur weiteren Untersuchung dieser Zeitachsendrehung wird es zweckmäßig $\psi_{\pm} = \operatorname{arc\,tg} \beta_{\pm}$ einzuführen. Im R_{+4} bleibt $\psi_+ = \varphi_+$ eine reelle Drehung, während im R_{-4} die Drehung ψ_- wegen $\beta_- = -\beta_-^{\times}$ imaginär wird. Mit $\sec^2 \psi_{\pm} = 1 + \operatorname{tg}^2 \psi_{\pm} = 1 + \beta_{\pm}^2$ wird $\cos \psi_{\pm} = (1+\beta_{\pm}^2)^{-1/2}$ und $\sin \psi_{\pm} = \sqrt{1-\cos^2 \psi_{\pm}} = \beta_{\pm} (1+\beta_{\pm}^2)^{-1/2}$, was zur Darstellung

$$\hat{A}_{\pm} = \begin{pmatrix} \cos \psi_{\pm} & o & o & -\sin \psi_{\pm} \\ o & 1 & o & o \\ o & o & 1 & o \\ \sin \psi_{\pm} & o & o & \cos \psi_{\pm} \end{pmatrix}$$

führt. Mit der Relation

$e^{i\alpha} = \cos\alpha + i \sin\alpha$ wird $e^{\pm i \psi_\pm} = \cos\psi_\pm \pm i \sin\psi_\pm =$

$= \frac{1 \pm i\beta_\pm}{\sqrt{1+\beta_\pm^2}}$, also $TG\, i\,\psi_\pm = \frac{e^{i\psi_\pm} - e^{-i\psi_\pm}}{e^{i\psi_\pm} + e^{-i\psi_\pm}} =$

$= i\,tg\,\psi_\pm = i\,\beta_\pm$ oder $i\,\psi_\pm = ARTG\, i\,\beta_\pm =$

$= 1/2\, ln \left(\frac{1 + i\beta_\pm}{1 - i\beta_\pm}\right)$ und dies ist eine explizite Darstellung

von $\psi_\pm$ in Logarithmusform. Gibt es $1 \leq l \leq n$ Geschwindigkeiten (v_l, v_l'), welche zur Gesamtgeschwindigkeit $\vec{v}, \vec{v}'$ überlagern, so würde dieser Beschleunigungsprozeß einer Aufeinanderfolge von n Drehungen $\psi_{\pm l}$ entsprechen, so daß $\beta_\pm = tg \sum_{l=1}^{n} \psi_{\pm l}$ gilt. Handelt es sich nur um zwei Geschwindigkeiten mit den undimensionierten Maßen $\beta_{\pm 1}$ beziehungsweise $\beta_{\pm 2}$, welche sich zu $\beta_\pm$ addieren, so gilt $\beta_\pm = tg\,(\psi_{\pm 1} + \psi_{\pm 2}) = \frac{tg\,\psi_{\pm 1} + tg\,\psi_{\pm 2}}{1 - tg\,\psi_{\pm 1} \cdot tg\,\psi_{\pm 2}}$

$= \frac{\beta_{\pm 1} + \beta_{\pm 2}}{1 - \beta_{\pm 1} \cdot \beta_{\pm 2}}$, woraus hervorgeht, daß das vierdimensionale Additionstheorem dreidimensionaler Geschwindigkeiten in

$\beta_\pm = tg\,\psi_\pm$ mit $\psi_\pm = \sum_{l=1}^{n} \psi_{\pm l}$ enthalten ist. Auch

für die Drehungen $\psi_\pm$ gelten die Limesrelationen $\lim_{\beta_\pm \to 0} \psi_\pm = 0$,

aber $\lim_{i\beta_- \to 1} \psi_- = \pi/4$ und $\lim_{\beta_+ \to \infty} \psi_+ = \pi/2$. Diese Art

von Drehungen werden also zusammengefaßt in

$\beta_\pm = tg\,\psi_\pm$, $\psi_\pm = \sum_{l=1}^{n} \psi_{\pm l}$,

$i\,\psi_\pm = 1/2\, ln \left(\frac{1 \mp i\beta_\pm}{1 - i\beta_\pm}\right)$,

$$\hat{A}_\pm = \begin{pmatrix} \cos\psi_\pm & 0 & 0 & -\sin\psi_\pm \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ \sin\psi_\pm & 0 & 0 & \cos\psi_\pm \end{pmatrix}$$

$\lim_{\beta_{\pm} \to 0} \pm = 0$, $\lim_{i\beta_{-} \to 1} - = \pi/4$;

$\lim_{\beta_{+} \to \infty} + = \pi/2$ ..... 58 b.,

Diese besondere Gestalt von $A_{\pm}$ kennzeichnet aber die Transformationen von A_{+} als reelle und diejenigen von A_{-} als imaginäre Drehungen. Wird wieder mit $x_{\pm}$ und $u_{\pm}$ das Raumzeitdiagramm von $C'_{\pm}$ in $C_{\pm}$ aufgetragen, so ist das Diagramm nur dann vollständig, wenn die Einheitsstrecken festgelegt sind. Mit $\eta_{\pm 2} = \eta_{\pm 3} = 0$ folgt für die beiden Invarianten $x^2_{\pm} \pm u^2_{\pm}$, was es deshalb für C_{+} nahelegt den Einheitskreis $x^2_{+} + u^2_{+} = 1$ und in C_{-} die zwei gleichzeitigen Hyperbeln $x^2_{-} - u^2_{-} = \pm 1$, welche durch die Asymtoten $x^2_{-} - u^2_{-} = 0$ begrenzt werden, zur Festlegung der Einheitsstrecke zu verwenden; denn im R_{+4} bleibt in der Projektion $\eta_{+2} = \eta_{+3} = 0$ die Figur $x^2_{+} + u^2_{+} = 1$ ebenso wie im R_{-4} nach der gleichen Projektion $x^2_{-} - u^2_{-} = \pm 1$ gegen $A_{\pm}$ invariant und außerdem liefern die Nullstellen dieser Kurven die Einheitsstrecken in $C_{\pm}$, welche somit ebenfalls gegen $A_{\pm}$ invariant bleiben. Aus den beiden Relativitätsprinzipien, welche durch $A_{\pm}$ gekennzeichnet werden folgt daß es zwei Raumzeitstrukturen $R_{\pm 4}$ mit den metrischen Eigenschaften $ds^2_{\pm} = \sum_{k=1}^{4} d\eta^2_{\pm k}$ geben muß, derart, daß $R_{\pm 4}$ durch eine pseudoeuklidische reelle beziehungsweise euklidische komplexe Metrik ausgezeichnet ist. Aus $ds^2_{\pm} = \sum_{k=1}^{4} d\eta^2_{\pm k}$ folgt wegen

$$\sum_{k=1}^{3} d\eta^2_{\pm k}/dt^2 = \sum_{k=1}^{3} (d\eta_{\pm k}/dt) = (v'^2 , v^2) \text{ und}$$

$$\sum_{k=1}^{3} (d\eta_{\pm k}/d\eta_{\pm 4})^2 = \beta^2_{\pm} \text{ die Beziehung } (ds_{\pm}/d\eta_{\pm 4})^2 = 1 + \beta^2_{\pm} ,$$

oder $ds_{\pm}/d\eta_{\pm 4} = (1+\beta^2_{\pm})^{1/2}$, wobei nur der Zweig $ds_{\pm}/d\eta_{\pm 4} = 0$ in Betracht kommt. Aus dieser Beziehung geht hervor, daß der Raumzeitlinienverlauf gegen $A_{\pm}$ invariant ist; denn für die Richtungskosinus $\alpha_{\pm 1}$ zwischen $\varepsilon_{\pm}$ und den $\eta_{\pm k}$ des $R_{\pm 4}$ gilt $\alpha_{\pm 1} = d\eta_{\pm 1}/ds_{\pm} = d\eta_{\pm 1}/d\eta_{\pm 4} \cdot d\eta_{\pm 4}/ds_{\pm} = \beta_{\pm 1} \cdot (1+\beta^2_{\pm})^{-1/2}$. Für $1 = 4$ wird $\beta_{\pm 1} = 1$ weil $d\eta_{\pm 4}/d\eta_{\pm 4} = 1$ ist. Die $\alpha_{\pm 1}$

sind Richtungskosinüs der Winkel $\vartheta_{\pm\ell}$. Ruht der Bereich relativ zum R_3 , das heißt, ist $(v'v) = o$ und also auch $\beta_{\pm} = o$ und $\beta_{\pm k} = o$ für $k \leq 3$, so gilt $\alpha_{\pm k} = o$, aber $\alpha_{\pm 4} = 1$, das heißt, dieser Bereich führt keine Bewegung im $R_{\pm 3}$ aus, sondern verändert nur zeitlich seinen inneren Zustand, Die invarianten Raumzeitlinien werden also beschrieben durch

$$ds_{\pm}/d\eta_{\pm 4} = (1 + \beta_{\pm}^2)^{\pm 1/2} \quad , \quad \alpha_{\pm\ell} = d\eta_{\pm\ell}/ds_{\pm\ell} = \beta_{\pm\ell}\,(1+\beta_{\pm}^2)^{-1/2},$$

$$\beta_{\pm\ell} = d\eta_{\pm\ell}/d\eta_{\pm 4} \quad , \quad \alpha_{\pm\ell} = \cos \vartheta_{\pm\ell} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 59.$$

Wegen $\sum_{\ell=1}^{3} \beta_{\pm\ell}^2 = \beta_{\pm}^2$ wird $\sum_{k=1}^{4} \alpha_{\pm k}^2 = 1/1+\beta_{\pm}^2 +$

$1/1+\beta_{\pm}^2 \cdot \sum_{\ell=1}^{3} \beta_{\pm\ell}^2 = 1$, das heißt , für die Cosinus der Winkel gilt in beiden Raumzeitsystemen das Theorem $\sum_{k=1}^{4} \cos \vartheta_{\pm k} = 1$

Die Grenze der Geschwindigkeiten liefert auch Grenzen dieser Winkel. So folgt für den Zustand der Ruhe im $R_{\pm 3}$, also für $\beta_{\pm\ell} = o$ mit $1 \leq \ell \leq 3$ zunächst $\cos \vartheta_{\pm\ell} = o$ und $\cos \vartheta_{\pm 4} = 1$, mit anderen Worten : die $\vartheta_{\pm\ell} = \pi/2$ bilden die Winkel der Raumzeitlinien mit dem $R_{\pm 3}$, während $\vartheta_{\pm 4} = o$ angibt, daß sich die Raumzeitlinie mit den Zeitachsen der $R_{\pm 4}$ deckt. Für $\beta_{+\ell} \to \infty$ gilt $\lim_{\beta_{+\ell}\to\infty} \cos \vartheta_{+\ell} = 1$ und $\lim_{\beta_{+\ell}\to\infty} \cos \vartheta_{+4} = o$. In diesem Fall also verläuft die Raumzeitlinie der gravitativen Wirkung in allen drei Richtungen des R_{+3} simultan, während sie zur Zeitachse des R_{+4} orthogonal verläuft. Dieser Sachverhalt kann nur so interpretiert werden, daß $\beta_{+} \to \infty$ virtuell ist, weil $\hat{A}_{+}$ nur ein Relativitätsprinzip gravitativer Feldstörungen nach Gleichung 48 für $m_o = o$ und hinreichend geringe Feldintensitäten $\sigma \approx o$ beschreibt und daher nur die Invarianz solcher Systeme gravitativer Feldstörungen fordert, während für alle materiell elektromagnetischen Systeme eine Invarianz gegen $\hat{A}_{-}$ mit $i\beta_{-} < 1$ zu fordern ist. Diese Trennung des Gültigkeitsbereiches der $\hat{A}_{\pm}$ muß eingehalten werden, doch ändert dies nichts an ihrem Charakter Untergruppen zu sein. Die hypothetische übergeordnete Gruppe muß dabei eine Invarianz sowohl

gegen $\hat{A}_+$ als auch gegen $\hat{A}_-$ umfassen, doch kann sie sich nur auf gravitativ materielle Korrelation beziehen. Liegt approximativ nur ein elektromagnetisch-materielles System im R_{-4} vor, dann braucht dieses nicht gegen die hypothetische übergeordnete Gruppe, wohl aber gegen $\hat{A}_-$, und ein analog approximiertes gravitatives System im R_{+4} gegen $\hat{A}_+$ invariant sein. Tatsächlich muß jedoch immer die Invarianz in Bezug auf die übergeordnete Gruppe gefordert werden, weil alle elektromagnetisch-materiellen Systeme wegen der sie definierenden Trägheit und dem Äquivalenzprinzip von Trägheit und Gravitation an gravitative Feldstrukturen gekoppelt sind, so daß die Gravitations-Materiefeldkorrelation immer vorliegt. Die Beziehung lo bleibt dabei richtig, weil die gravitative Feldmasse in m (r) enthalten ist. Der analoge Grenzfall im R_{-4} , nämlich i $\beta_- \to 1$ kann für die $\cos \vartheta_{-k}$ nicht durchgeführt werden, weil es zur Divergenz $\cos \vartheta_{-k} \to \infty$ kommen würde, was für den Cosinus sinnlos ist. Für das Theorem der Weltlinienwinkel gilt also

$$\sum_{k=1}^{4} \cos^2 \vartheta_{\pm k} = 1 \quad , \quad \lim_{\beta_+ \to \infty} \vartheta_{+1} = 0 \quad ,$$

$$\lim_{\beta_+ \to \infty} \vartheta_{+4} = \pi/2 \quad , \quad \lim_{\beta_\pm \to \infty} \vartheta_{\pm 1} = \pi/2 \quad ,$$

$$\lim_{\beta_\pm \to 0} \vartheta_{\pm 4} = 0 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 59a.$$

Während sich im Vorangegangenen der Vergleich nur auf die spezielle Form Gleichung 58 der beiden durch $\hat{A}_\pm$ gekennzeichneten Gruppen bezog, erscheint es notwendig, diesen Vergleich auch für den allgemeinen Fall $\hat{A}_{\pm +}$ durchzuführen, das heißt, die zueinander mit $(v,v') =$ const. relativ bewegten Raumzeitsysteme $C_\pm$ und $C'_\pm$ sind wedergleich orientiert noch achsenparallel. Im speziellen Fall konnten $\hat{A}_\pm$ als reelle Drehungen $\beta_\pm \sqrt{\pm 1} = \mathrm{tg}\ \varphi_\pm$ der ebenen Raumzeitdiagramme aufgefaßt werden, wobei im reellen Zeitmaß $u_\pm$ die Ebenen aller Raumzeitdiagramme reelle Ebenen bleiben. Wird in der euklidisch reellen beziehungsweise euklidisch komplexen Metrik

$ds^2_\pm = \sum_{k=1}^{4} d\eta^2_{\pm k}$ das reelle Zeitmaß $u_+ = \eta_{+4} = \omega t$,

beziehungsweise elektromagnetisch $u_- = -i\eta_{-4} = ct$ eingeführt, so ergab sich für die reelle Drehung $\mathrm{tg}\ \varphi_\pm = d\eta_{\pm 1}/du_\pm$ und

aus $\sum_{k=1}^{4} \eta_{\pm k}^2$ wird mit $\eta_{\pm 1} = x_{\pm}$ und $\eta_{\pm 2} = \eta_{\pm 3} = o$ (die Gruppe $\hat{A}_{\pm}$ liefert für diese Koordinaten identische Transformationen) die vereinfachte Invariante $\sum_{k=1}^{4} \eta_{\pm k}^2 = x_{\pm}^2 \pm u_{\pm}^2$, was auch in $C'_{\pm}$ wegen der Invarianz gelten muß. Die Einheitsstrecken müssen in dem Raumzeitdiagrammmnoch festgelegt werden. In C_+ geschieht dies mit Hilfe des Einheitskreises $x_+^2 + u_+^2 = 1$ und in C_- mit den beiden gleichseitigen Hyperbeln in der Asymtotenform $x_-^2 - u_-^2 = \pm 1$, deren Asymtoten durch $x_-^2 - u_-^2 = o$ beschrieben werden. Bei einer Verallgemeinerung stehen die Transformatormatrizen $\hat{A}_{\pm}$ zur Diskussion, so daß die Konstruktion der ebenen Raumzeitdiagramme in die vierdimensionalen Raumzeitsysteme $R_{\pm 4}$ zu übertragen ist. Diese Konstruktionen werden im R_{+4} zur Einheitskugel $\sum_{k=1}^{3} \eta_{+k}^2 + u_+^2 = 1$, welche von $\sum_{k=1}^{3} \eta_{+k}^2 + u_+^2 = o$ tangiert wird, während im R_{-4} der einschalige beziehungsweise zweischalige Hyperbelraum $\sum_{k=1}^{3} \eta_{-k}^2 - u_-^2 = \pm 1$ vom Asysmptotenraum $\sum_{k=1}^{3} \eta_{-k}^2 - u_-^2 = o$ asymptotisch berührt wird. Die Schnitte dieser dreidimensionalen Räume mit der Ebene $\eta_{\pm 1}\ u_{\pm}$ liefert dann die Konstruktion der ebenen Raumzeitdiagramme, weil $\eta_{\pm 2} = \eta_{\pm 3} = o$ wegen der durch $\hat{A}_{\pm}$ zum Ausdruck gebrachten identischen Transformation dieser Koordinaten gesetzt werden kann. Zur Vervollständigung der Konstruktion im R_{-4} wird auf der positiven Schale des zweischaligen Hyperbelraumes ein Punkt A mit den Koordinaten η_{-kA} und u_{-A} angenommen, zu dessen Radiusvektor $\overrightarrow{OA}$ der konjugierte Durchmesserraum $\sum_{k=1}^{3} \eta_{-k} \cdot \eta_{-kA} - u_- u_{-A} = o$ gehört, dessen Schnitt mit $\sum_{k=1}^{3} \eta_{-k}^2 - u_-^2 = 1$ ein Ellipsoid ist, welches zur Einheitskugel $\sum_{k=1}^{3} \eta_{-k}^2 = 1$ wird, wenn sich A mit dem Scheitelpunkt des zweischaligen Hyperbelraumes deckt; denn für diesen Scheitelpunkt wird $\underline{u} = o$ und der konjugierte Durchmesserraum ist nicht mehr im R_{-4}, sondern nur noch im R_{-3} definiert.

Im R_{+4} liege A in $\sum_{k=1}^{3} \eta_{+k}^2 + u_+^2 = 1$, was für den

konjugierten Durchmesserraum $\sum_{k=1}^{3} \eta_{+k} \cdot \eta_{+kA} + u_+ \cdot u_{+A} = o$ liefert. Das Wesen von $\hat{A}_{\pm}$ liegt nun darin, daß in $C'_{\pm}$ und $C_{\pm}$ die Einheitsstrecke $\overrightarrow{OA}$ und die gleiche Maßfläche, nämlich der konjugierte Durchmesserraum $\sum_{k=1}^{3} \eta_{\pm k} \cdot \eta_{\pm kA} \pm u_{\pm} \cdot u_{\pm A} = o$ und sein Schnitt mit $\sum_{k=1}^{3} \eta^2_{\pm k} \pm u^2_{\pm} = 1$ verwendet wird wobei hinsichtlich des R_{-4} der Schnittraum nur ein Ellipsoid in Bezug auf C_- ist, welches für $u_- = o$ zur Einheitskugel wird, während es im C'_- immer eine Einheitskugel ist und in Bezug auf C'_- erscheint der Schnittraum in C_- als Ellipsoid. Der Übergang von C'_- nach C_- kann also durch eine Drehung der η'_{-k} dargestellt werden, an welcher u'_- nicht teilnimmt. Gegen diese Drehungen sind also die Summen $\sum_{k=1}^{3} \eta'^2_{-k}$ und $\sum_{k=1}^{3} \eta'^2_{-k} - u'^2_-$ invariant. Gleiches kann auch mit dem Koordinaten von C_- durchgeführt werden. Im R_{+4} gelten nach der raumzeitlichen Konstruktion ganz analoge Verhältnisse, nur sind hier die Summen $\sum_{k=1}^{3} \eta'^2_{+k}$ und $\sum_{k=1}^{3} \eta'^2_{+k} + u'^2_+$ gegen solche Drehungen invariant, was auch für das System C_+ gilt. Auf jeden Fall sind die Maßstrecken, nämlich $\overrightarrow{OA}$ und die Maßflächen in den Systemen $C_{\pm}$ und $C'_{\pm}$ die Gleichen. Da die vierdimensionale Konstruktion auf die Konstruktion der zweidimensionalen Raumzeitdiagramme zurückgeht, und zwar in Form einer Verallgemeinerung, und da weiter diese Diagramme unmittelbar einen Ausdruck der speziellen Formen $\hat{A}_{\pm}$ sind, muß die verallgemeinerte vierdimensionale Konstruktion ein Ausdruck der allgemeinen Formen $\hat{A}_{\pm}$ sein. Da jeder Punkt der positiven Schalen von $\sum_{k=1}^{3} \eta^2_{-k} - u^2_- = -1$, beziehungsweise $\sum_{k=1}^{3} \eta^2_{+k} + u^2_+ = 1$ ein System $C'_{\pm}$ mit einem anderen $C_{\pm}$ verbindet und zwar durch jeweils eine Transformation der Form $\hat{A}_{\pm}$, muß es eine dreifach unendliche Schar gleichberechtigter Bezugssysteme $C_{\pm}$ in den Raumzeitsystemen $R_{\pm 4}$ geben; denn sowohl $\sum_{k=1}^{3} \eta^2_{+k} + u^2_+ = 1$ als auch $\sum_{k=1}^{3} \eta^2_{-k} - u^2_- = -1$ beschreibt eine dreifach unendliche Punktmannigfaltigkeit. Durch den

Asymtotenraum $\sum_{k=1}^{3} \eta^2_{-k} - u^2_- = o$ im R_{-4} beziehungsweise $\sum_{k=1}^{3} \eta^2_{+k} + u^2_+ = o$ im R_{+4} werden $R_{\pm 4}$ in verschiedene Bereiche unterteilt. Der R_{-4} wird durch $\sum_{k=1}^{3} \eta^2_{-k} - u^2_- = o$ in drei Bereiche, nämlich $u^2_- > \sum_{k=1}^{3} \eta^2_{-k}$ für $u_- > o$ sowohl, als auch für $u_- < o$ und in $u^2_- < \sum_{k=1}^{3} \eta^2_{-k}$ aufgeteilt; denn die beiden Hyperbelräume werden durch Scharen $\sum_{k=1}^{3} \eta^2_{-k} - u^2_- = \pm r^2_-$ mit dem Scharparameter $o \leq r^2_- \leq 1$ dargestellt.

Analog wird der R_{+4} durch $\sum_{k=1}^{3} \eta^2_{+k} + u^2_+ = o$ aufgeteilt. Allerdings ist die Begrenzung kein Asymtotenraum mit konischer Metrik, vielmehr ist ein ganzer Halbraum möglich, weil bei einer reellen Koordinatendrehung $\varphi_+ = \sphericalangle (u_+ , u'_+)$ im Bereich zwischen o und $\pi/2$ möglich ist, während φ_- nur zwischen o und $\pi/4$ definiert wird. Unabhängig von diesen Konstruktionen können $R_{\pm 4}$ hinsichtlich $u_\pm$ aufgeteilt werden. Offenbar beschreibt $u_\pm = o$ die $R_{\pm 3}$ in einem Gegenwartszustand, während die Raumzeitpunkte $u_\pm > o$ später und $u_\pm < o$ früher liegen. Die später liegenden Raumzeitpunkte befinden sich in einem Vorbereich und sind zukünftig, während die früher liegenden zu einem Nachbereich gehören und vergangen sind. Zukunft und Vergangenheit beziehen sich dabei auf den Gegenwartszustand $u_\pm = o$. Im Falle des R_{-4} sind sind Vor- und Nachbereich Kegel, die durch einen imaginären Zwischenbereich getrennt sind. Im Fall des R_{+4} dagegen nicht; denn hier handelt es sich um reelle Halbräume $o \leq \varphi_+ \leq \pi/2$ ohne imaginären Zwischenbereich. Die Aufteilung der $R_{\pm 4}$ durch die Begrenzungen $\sum_{k=1}^{3} \eta^2_{\pm k} \pm u^2_\pm = o$ geht auf die vierdimensionalen Konstruktionen $\sum_{k=1}^{3} \eta^2_{-k} - u^2_- = \pm 1$ und $\sum_{k=1}^{3} \eta^2_{+k} + u^2_+ = 1$ zurück, die wiederum eine Erweiterung der ebenen Raumzeitdiagramme sind und diese Raumzeitdiagramme bringen die speziellen Transformationen $\hat{A}_\pm$ zum Ausdruck. Die vierdimensionalen Konstruktionen sind Erweiterungen der Raumzeitdiagramme und beschreiben mithin die allgemeinen Transformationen $\hat{A}_{\pm\pm}$,

das heißt, sie sind gegen $\hat{A}_{\pm}$ invariant. Wenn dies aber so ist, muß auch die Aufteilung der Raumzeitsysteme $R_{\pm 4}$ gegen $\hat{A}_{\pm}$ invariant sein, das heißt, diese Aufteilung ist von der speziellen Wahl gleichberechtigter Koordinatensysteme $C_{\pm}$ unabhängig. Werden in dem Raumzeitsystem $R_{\pm 4}$ zwei Punkte 1 und 2 angenommen und wird das Bezugssystem so gedreht, daß die Zeitachse der geradlinigen Verbindung beider Punkte parallel läuft, was wegen der Invarianz der Einheit immer möglich ist, so folgt für die Länge der Raumzeitlinien immer

$$s_{\pm} = \sqrt{\pm 1} \cdot \int_1^2 \frac{}{\sqrt{\sum_{k=1}^{4} d\eta^2_{\pm k}}} \quad ,$$ was im Fall des R_{-4} zu $s_- =$

$$= \int_1^2 \frac{}{\sqrt{du^2_- - \sum_{k=1}^{3} d\eta^2_{-k}}} = c \int_1^2 dt \sqrt{1 + \beta^2_-}$$ wird,

wenn $i\beta_- = f(u_-)$ irgendein Zeitgesetz ist, das heißt, in diesem Fall ist s_- gekrümmt. Nur für $\sum_{k=1}^{3} d\eta^2_{-k} = o$, also $i\beta_- = \text{const}$ wird s_- geradlinig, was im R_{-4} das Theorem $\int_1^2 \frac{}{\sqrt{du^2_- - \sum_{k=1}^{3} d\eta^2_{-k}}} \leq$

$\leq \int_1^2 du_-$ zur Folge hat. Mit anderen Worten, die geradlinigen Raumzeitlinien im R_{-4} sind diejenigen maximaler Eigenzeit und vom Büschel der Nullpunktsgeraden im R_{-4} von welchem jede einem Wert $i\beta_- = \text{const.}$ im Intervall $o \leq i\beta_- < 1$ entspricht, hat diejenige die maximale Eigenzeit, die sich mit der Zeitachse deckt, für deren Richtungskosinus, also $\alpha_{-k} = o$, aber $\alpha_{-4} = 1$ gilt. Für den R_{+4} liegen andere Verhältnisse vor; denn hier gilt im allgemeinen Fall $\beta_+ = f(u_+)$ gekrümmter Raumzeitlinien $s_+ =$

$$= \int_1^2 \frac{}{\sqrt{du^2_+ + \sum_{k=1}^{3} d\eta^2_{+k}}}$$ und diese Länge wird mindestens

identisch sein mit $\int_1^2 du_+$, so daß die beiden Theoreme

$$\int_1^2 \sqrt{d u_-^2 - \sum_{k=1}^{3} d\eta_{-k}^2} \leq \int_1^2 d u_- \quad ,$$

$$\int_1^2 \sqrt{d u_+^2 + \sum_{k=1}^{3} d \eta_{+k}^2} \geq \int_1^2 d u_+ \quad ,$$

$$u_- = c t \, , \; u_+ = \omega t \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 60$$

die Extremaltheoreme der Eigenzeiten in den Strukturen $R_{\pm 4}$ darstellen.

Die $\hat{A}_{\pm}$ beschreiben offensichtlich den speziellen Fall von Transformationen, welche im ebenen Raumzeitdiagramm darstellbar sind, weil $C_{\pm}$ und $C'_{\pm}$ gleich orientiert und achsenparallel sind. Auf jeden Fall sind diese Transformationen linear. Bei der Untersuchung der allgemeinen Transformationen $\hat{A}_{\pm}$ muß berücksichtigt werden, daß $\hat{A}_{\pm}$ Sonderfälle von $\hat{A}_{\pm}$ sind, so daß die zu $\hat{A}_{\pm}$ gehörenden Transformationen ebenfalls linear sein müssen. Es kommt also darauf an, die allgemeinste Form eindeutiger affiner Abbildungen der $R_{\pm 4}$ zu finden, welche $\sum_{k=1}^{4} \eta_{\pm}^2$ invariant lassen. Bezeichnen die $\alpha_{\pm ik}$ die Elemente der $\hat{A}_{\pm}$, so sind die allgemeinen affinen Abbildungen, welche den geforderten Bedingungen genügen, durch $\eta'_{\pm i} =$

$= \sum_{k=1}^{4} \alpha_{\pm ik} \; \eta_{\pm k}$ beziehungsweise die Inversen $\eta_{\pm k} =$

$= \sum_{i=1}^{4} \alpha_{\pm ik} \; \eta'_{\pm i}$ gegeben, das heißt, die Koeffizienten bilden das Orthogonalsystem $\sum_{j=1}^{4} \alpha_{\pm i,j} \cdot \alpha_{\pm j,k} = \delta_{ik}$ und können als Richtungsgrößen interpretiert werden. Diese Orthogonalität der Koeffizienten folgt, wenn die Koordinaten der $R_{\pm 4}$, also die $\eta_{\pm 1}$, kartesisch sind (in Vektorform also $\bar{\eta}_{\pm i} \cdot \bar{\eta}_{\pm k} \sim \delta_{i,k}$) aus der Invarianz des Quadrates des vierdimensionalen Fahrstrahls $\bar{r}_{\pm} =$

$= \sum_{k=1}^{4} \bar{\eta}_{\pm k}$. Die $\alpha_{\pm ik}$ können wegen des affinen Charakters der allgemeinen Lineartransformation zu $\hat{A}_{\pm} = (\alpha_{\pm ik})_4$ zusammengefaßt werden; denn diese Koeffizienten kennzeichnen eine Transformation

der Koordinaten in den $R_{\pm 4}$, welche mit der gesuchten Verallgemeinerung $\hat{\underline{A}}_{\pm}$ der $\hat{A}_{\pm}$ identisch ist. Für die Transformation von $\bar{r}_{\pm} = \sum_{k=1}^{4} \bar{\eta}_{\pm k}$ gilt $\bar{r}'_{\pm} = (\alpha_{\pm i,k})_4 \cdot \bar{r}_{\pm}$ oder invers $\bar{r}_{\pm} = (\alpha_{\pm k,i})_4 \cdot \bar{r}'_{\pm} = \hat{\underline{A}}^{x}_{\pm} \bar{r}'_{\pm}$. Andererseits ist $\bar{r}'_{\pm} = \hat{\underline{A}}_{\pm} \cdot \bar{r}_{\pm}$ oder $\bar{r}_{\pm} = \hat{\underline{A}}^{-1}_{\pm} \bar{r}'_{\pm}$, was verglichen $\hat{\underline{A}}^{x}_{\pm} \cdot \bar{r}'_{\pm} = \hat{\underline{A}}^{-1}_{\pm} \bar{r}'_{\pm}$ liefert. Mit anderen Worten, $\hat{\underline{A}}_{\pm} \cdot \hat{\underline{A}}^{x}_{\pm} = \hat{E}$ zeigt, daß $\hat{\underline{A}}_{\pm}$ ebenso wie $\hat{A}_{\pm}$ im R_{+4} orthogonal und im R_{-4} unitär ist. Zur vollständigen Beschreibung von $\hat{\underline{A}}_{\pm}$ muß das Verhalten von $| \hat{\underline{A}}_{\pm} |_4 = | \alpha_{\pm i,k} |_4$ untersucht werden. Wegen der Orthogonalität $\sum_{j=1}^{4} \alpha_{\pm i,j} \cdot \alpha_{\pm j,k} = \delta_{i,k}$ der Matrizenkoeffizienten ist $| \alpha_{\pm ik} |_4 = \pm \prod_{k=1}^{4} \alpha_{\pm kk} \neq 0$ das heißt, $| \hat{\underline{A}}_{\pm} |_4 \neq 0$ kennzeichnet $\hat{\underline{A}}_{\pm}$ als regulär; denn , wären $\hat{\underline{A}}_{\pm}$ singulär, so hätten die kanonisch äquivalenten Formen einen von Null verschiedenen Matrizendefekt, was $| \hat{\underline{A}}_{\pm} |_4 = 0$ zur Folge hätte, was aber mit der Orthogonalität $\sum_{j=1}^{4} \alpha_{\pm i,j} \cdot \alpha_{\pm j,k} = \delta_{ik}$ im Widerspruch steht. Wird $| \hat{\underline{A}}_{\pm} |_4 \neq 0$ entwickelt, und kennzeichnet $\overset{i}{A}\underset{k}{m}$ den Minor der Zeile i und Spalte k der Determinante ,so gilt $| \hat{\underline{A}}_{\pm} |_4 \cdot \alpha_{\pm i,k} = \overset{i}{A}\underset{k}{m}$ oder als Determinante der Minoren $| \overset{i}{A}\underset{k}{m} |_4 = | | \hat{\underline{A}}_{\pm} |_4 \cdot \alpha_{\pm i,k} |_4 = | \alpha_{\pm i,k} |_4 \cdot | \hat{\underline{A}}^{4}_{\pm \bar{i}} |_4 = | \hat{\underline{A}}_{\pm} |^5_4$.

Nach einem Gesetz der Determinantentheorie ist stets $A^{m}_{k\ n} = \alpha^{n-1}_{i,k\ n}$, was für $n = 4$ für die Determinante der Minore ersten Grades $| \overset{i}{A}\underset{k}{m} |_4 = | \hat{\underline{A}}_{\pm} |^3_4$, also im Vergleich $| \hat{\underline{A}}_{\pm} |^2_4 = 1$ liefert. Nach Radizierung entfällt der negative Zweig, weil die Determinante selbst eine stetige Koeffizientenfunktion ist und bei den zugelassenen identischen Transformationen nur + 1 in Betracht kommen kann. Es gilt daher $| \hat{\underline{A}}_{\pm} |_4 = + 1$. Wenn dies aber so ist, so sind die Determinantenkoeffizienten mit den Minoren 1. Grades der

Determinante identisch; denn es ist $A^{i}_{m\,k} = \alpha_{\pm ik} \cdot | \hat{A}_{\pm} |_4 = \alpha_{\pm i,k}$. Die Eigenschaften der allgemeinen Transformationen der mit $\beta_{\pm}$ =const bewegten Bezugssysteme $C_{\pm}$ und $C'_{\pm}$ in den $R_{\pm 4}$ sind also zusammengefaßt in

$$\bar{x}'_{\pm} = \hat{A}_{\pm} \cdot \bar{r}_{\pm} \,,\; \hat{A}_{+} \cdot \hat{A}^{x}_{\pm} = \hat{E} \,,\; | \hat{A}_{\pm} |_4 = +1 \quad \ldots\ldots\ldots 61.$$

Die Elemente von $\hat{A}_{\pm}$ sind im R_{+4} alle reell, im R_{-4} dagegen sind diejenigen Elemente welche den Index 4 nur einmal enthalten imaginär, alle anderen aber reell; denn nur so kann die Realität der Koordinaten in den $R_{\pm 3}$ gewahrt werden. Auch ist das Element $\alpha_{\pm 4,4}$ immer mit dem Cosinus des Winkels identisch, der von den Zeitachsen der Systeme $C'_{\pm}$ und $C_{\pm}$ eingeschlossen wird. Die speziellen Formenm $\hat{A}_{\pm}$ gehen nach diesen Beziehungen tatsächlich aus $\hat{A}_{\pm}$ hervor. Die Orthogonalität $\sum_{j=1}^{4} \cdot \alpha_{\pm i,j} \cdot \alpha_{\pm j,k} = \delta_{i,k}$ ist eine unmittelbare Folge von $\hat{A}_{\pm} \cdot \hat{A}^{x}_{\pm} = \hat{E}$ und gilt wegen $| \hat{A}_{\pm} |_4 = 1$, also $\alpha_{\pm i,k} = A^{i}_{m\,k}$ auch für die Minore ersten Grades, doch können auch die Minore zweiten Grades $A^{i\,m}_{k,l}{}^{j}$ gebildet und für sie die gleiche Orthogonalität nachgewiesen werden.

4.) Somasynthesis der Gruppen und Tensoren.

Die gravitativen und elektromagnetischen Prozesse, welche offensichtlich die Materiefeldquanten umfassen, verlaufen nach dem Vorangegangenen in zwei Raumzeitstrukturen $R_{\pm 4}$ und sind zwei Invarianzforderungen unterworfen, deren Gruppen durch die allgemeinen Transformationsmatrizen $\hat{A}_{\pm}$ oder speziell $\hat{A}_{\pm}$ ausgedrückt werden, wobei stets $\hat{A}_{+}$ orthogonal, aber $\hat{A}_{-}$ unitär ist. Die metrische Struktur von R_{+4} sowohl, als auch von R_{-4} ist euklidisch, doch spannt sich R_{+4} mit den reellen η_{+k} über dem reellen , und R_{-4} über dem komplexen algebraischen Körper auf, weil von den Koordinaten η_{-k} (es ist $1 \leq k \leq 4$) die Zeitzählung η_{-4}

imaginär ist. Dies bedeutet, daß von den $\binom{4}{3} = 6$ Koordinatenebenen im R_{-4} insgesamt 3 komplexe Ebenen sind, während von den $\binom{4}{3} = 4$ dreidimensionalen Hyperflächen wiederum drei komplex sind. Im R_{+4} gibt es dagegen überhaupt keine komplexen Unterräume. Wegen der metrischen Identität der $R_{\pm 4}$ liegt es nahe, eine vierdimensionale, also raumzeitliche Somawelt metrisch so zu konstruieren, daß die $R_{\pm 4}$ Sonderfälle dieser Somawelt R_4 sind, doch ist eine solche metrische Konstruktion euklidisch nicht möglich, weil die beiden euklidischen Raumzeitstrukturen $R_{\pm 4}$ über zwei verschiedenen algebraischen Körpern definiert sind. Aus diesen Gründen ist offensichtlich die metrische Konstruktion einer Somawelt R_4, welche $R_{\pm 4}$ als metrische Sonderfälle enthält, im Vierdimensionalen nicht ohneweiteres möglich, doch ist es denkbar, daß eine höher dimensionierte Welt existiert, deren raumzeitliche Projektion je nach Art des Projektionsvorganges R_{+4} oder R_{-4} liefert. Unabhängig davon jedoch ergibt sich die Möglichkeit eine Somasysnthesis der Gruppen $\hat{A}_{\pm}$ und ihrer Invarianten so durchzuführen, daß die Somainvarianten sowohl in R_{+4} gegen $\hat{A}_{+}$ als auch im R_{-4} gegen $\hat{A}_{-}$ invariant erscheinen; denn die physikalischen Feldgrößen der Materiefelder (R_{-4}) sind immer mit gravitativen Feldgrößen (R_{+4}) verkoppelt, weil die allgemeinen Trägheit und damit nach dem Äquivalenzprinzip die Gravitation jedes Materiefeld definiert. Im R_{+4} gilt für freie Gravitationsfeldwirkungen die Invarianz gegen $\hat{A}_{+}$, während im R_{-4} die elktromagnetisch-materiellen Prozesse gegen $\hat{A}_{-}$ invariant sind. Eine evewtuelle Sysnthese der beiden Gruppen $\hat{A}_{\pm}$ zu einer übergeordneten Transformationsgruppe muß dann zur Folge haben, daß die Korrelation zwischen Gravitation und den elektromagnetisch-materiellen Strukturen aller Materiefeldquanten gegen diese übergeordnete Gruppe invariant bleibt. Wenn auch eine einfache Synthese der $R_{\pm 4}$ zum R_4 durch eine einfache Überlagerung nicht möglich ist, so kann dieser R_4 doch als ein metrischer Korrelationsbereich aufgefaßt werden, welcher die $R_{\pm 4}$ als Grenzfälle verbindet und in welchem (im Fall einer euklidischen Metrik) eine Invarianz gegen die übergeordnete Gruppe gefordert werden. Ist P irgendeine physikalische Feldgröße, so wäre $P_{-} = \hat{A}_{-} \cdot P$ die Invariante im R_{-4} und $P_{+} = \hat{A}_{+} \cdot P$ diejenige im R_{+4}. Für die Invariante in beiden Strukturen würde sich eine Zweideutigkeit, nämlich $P_{\pm} = \hat{A}_{+} P_{-}$ oder $P_{\mp} = \hat{A}_{-} P_{+}$ ergeben. Die Möglichkeit einer solchen Somasysnthesis der Transformationsgruppen $\hat{A}_{\pm}$

ist grundsätzlich nur dann gegeben, wenn $P_{\pm} = P_{\mp} = P'$ ist, also wenn $o = \hat{\underline{A}}_{+} P_{-} - \hat{\underline{A}}_{-} P_{+} = P \cdot (\hat{\underline{A}}_{+} \cdot \hat{\underline{A}}_{-} - \hat{\underline{A}}_{-} \cdot \hat{\underline{A}}_{+})$ oder $(\hat{\underline{A}}_{+} \times \hat{\underline{A}}_{-})_{-} = \hat{o}$ ist, das heißt, die $\hat{\underline{A}}_{\pm}$ müssen kommutieren; denn dann kann $\hat{\underline{B}} = \hat{\underline{A}}_{+} \cdot \hat{\underline{A}}_{-}$ als neue Gruppe aufgefaßt werden, deren Untergruppen die $\underline{A}_{\pm}$ sind. Die Transformation in der Somawelt lautet dann $P' = \hat{\underline{B}} \cdot P$. Für den Kommutator folgt

$$(\hat{\underline{A}}_{+} \times \hat{\underline{A}}_{-})_{-} = (\sum_{\gamma=1}^{4} \alpha_{+i\gamma} \cdot \alpha_{-\gamma k})_4 - \sum_{\gamma=1}^{4} \alpha_{-i\gamma} \cdot \alpha_{+\gamma k})_4 =$$

$$= (\sum_{\gamma=1}^{4} (\alpha_{+i\gamma} \cdot \alpha_{-\gamma k} - \alpha_{-i\gamma} \cdot \alpha_{+\gamma k}))_4 .$$

Wegen der Orthogonalität beziehungsweise Unitarität der Matrizenelemente gilt

$$\alpha_{-i\gamma} \cdot \alpha_{+\gamma k} = (\alpha_{-pq} \cdot \alpha_{+pq})^{-1} \cdot \alpha_{-i\gamma} \cdot \alpha_{-pq} \cdot \alpha_{+\gamma k} \cdot \alpha_{+pq} = (\alpha_{-pq} \cdot \alpha_{+pq})^{-1} \cdot \delta_{ip} \cdot \delta_{\gamma q} \cdot \delta_{\gamma p} \cdot \delta_{kq}$$ und analog $\alpha_{+i\gamma} \cdot \alpha_{-\gamma k} = (\alpha_{+pq} \cdot \alpha_{-pq})^{-1} \cdot \delta_{ip} \cdot \delta_{\gamma q} \cdot \delta_{\gamma p} \cdot \delta_{kq}$

also $\sum_{\gamma=1}^{4} (\alpha_{-i\gamma} \cdot \alpha_{+\gamma k} - \alpha_{+i\gamma} \cdot \alpha_{-\gamma k}) = \delta_{ik} \cdot ((\alpha_{-kk} \cdot \alpha_{+kk})^{-1} - (\alpha_{+kk} \cdot \alpha_{-kk})^{-1}) = o$, weil $\alpha_{-kk} \cdot \alpha_{+kk} = \alpha_{+kk} \cdot \alpha_{-kk}$ kommutiert. Dies bedeutet aber unmittelbar $(\hat{\underline{A}}_{+} \times \hat{\underline{A}}_{-})_{-} = \hat{o}$, woraus die Existenz von $\hat{\underline{B}} = \hat{\underline{A}}_{+} \cdot \hat{\underline{A}}_{-}$ hervorgeht. Für $\hat{\underline{B}} \cdot \hat{\underline{B}}^{\times}$ folgt dann, weil wegen der gleichen Orthogonalität auch die Kommutatoren $(\hat{\underline{A}}_{+}^{\times} \times \hat{\underline{A}}_{-})_{-} = (\hat{\underline{A}}_{+} \times \hat{\underline{A}}_{-}^{\times})_{-} = \hat{o}$ nachweisbar sind, folgt $\hat{\underline{B}} \cdot \hat{\underline{B}}^{\times} = \hat{\underline{A}}_{+} \hat{\underline{A}}_{-} \hat{\underline{A}}_{+}^{\times} \hat{\underline{A}}_{-}^{\times} = \hat{\underline{A}}_{+} \hat{\underline{A}}_{+}^{\times} \hat{\underline{A}}_{-} \hat{\underline{A}}_{-}^{\times} = \hat{E}$, weil wegen $\hat{\underline{A}}_{\pm} \hat{\underline{A}}_{\pm}^{\times} = \hat{E}$ ist. In $\underline{B}$ ist $\underline{A}_{+}$ orthogonal, aber $\hat{\underline{A}}_{-}$ unitär, so daß $\hat{\underline{B}} \cdot \hat{\underline{B}}^{\times} = \hat{E}$ die Somamatrix $\hat{\underline{B}}$ ebenfalls als unitär gekennzeichnet wird; denn der komplexe Charakter eines Elementes wird durch reelle Faktoren nicht geändert. Mit $\hat{\underline{B}} = (b_{ik})_4$ kann immer wegen des unitären Verhaltens $|\hat{\underline{B}}|_4 = \pm \prod_{k=1}^{4} b_{kk} \neq o$ erreicht werden, das heißt, $\hat{\underline{B}}$ beschreibt ebenfalls wegen des verschwindenden Matrizendefektes eine reguläre affine Abbildung der Somawelt. Die Entwicklung in die Minore ergibt $|\hat{\underline{B}}|_4 \cdot b_{ik} = B^{i}_{m\,k}$, also $|B^{i}_{m\,k}|_4 = |\hat{\underline{B}}|_4^4 \cdot |b_{ik}|_4 = |\hat{\underline{B}}|_4^5$, was mit $|B^{i}_{m\,k}|_4 = |\hat{\underline{B}}|_4^3$ verglichen $|\hat{\underline{B}}|_4 = \pm 1$ liefert, wovon jedoch nur der positive

Zweig in Betracht zu ziehen ist. Die Somasysnthesis der Gruppen läuft also für den allgemeinen Fall auf die Beziehung

$$(\hat{\underline{A}}_+ \times \hat{\underline{A}}_-)_- = \hat{o} \quad , \quad \hat{\underline{B}} = \hat{\underline{A}}_+ \cdot \hat{\underline{A}}_- \quad , \quad \hat{\underline{B}} \cdot \hat{\underline{B}}^{\times} = \hat{E} \quad ,$$

$$|\hat{\underline{B}}|_4 = +1 \qquad \ldots\ldots\ldots\

daß ψ_- rein imaginär, während $\psi_+ = \varphi_+$ mit der reellen Drehung identisch ist, das heißt, $\psi = \psi_+ + \psi_-$ kann komplexe Drehung als der Zeitachse von C' gegen C eingeführt werden. Die Synthesis $\hat{B}$ kann also durch zwei aufeinanderfolgende Raumzeitdrehungen interpretiert werden, von denen die eine reell im R_{+4}, die andere imaginär im R_{-4} ist, woraus die Superposition die komplexe Drehung in $\hat{B}$ entstehen läßt. Während also $\hat{A}_+$ durch eine reelle und $\hat{A}_-$ durch eine imaginäre Drehung bestimmt wird, ist $\hat{B}$ durch eine komplexe Drehung in der Somawelt charakterisiert. Für den komplexen Drehwinkel $\psi = \psi_+ + \psi_-$ folgt also wegen der Logarithmusdarstellung

$$i\psi = 1/2 \ln \frac{(1+i\beta_+)\cdot(1+i\beta_-)}{(1-i\beta_+)\cdot(1-i\beta_-)}$$

und mit dieser komplexen Drehung werden die von Null verschiedenen Elemente von $\hat{B}$ zu $B_{1,1} = B_{4,4} = \cos\psi$ sowie $B_{1,4} = -\sin\psi = -B_{4,1}$ und $B_{2,2} = B_{3,3} = 1$, also

$$\hat{B} = \begin{matrix} \cos\psi & 0 & 0 & -\sin\psi \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ \sin\psi & 0 & 0 & \cos\psi \end{matrix} \quad , \; 2i\psi = \ln \frac{(1+i\beta_+)\cdot(1+i\beta_-)}{(1-i\beta_+)\cdot(1-i\beta_-)} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 62a.$$

Diese Darstellung macht $\hat{B}\cdot\hat{B}^x = \hat{E}$ und $|\hat{B}|_4 = 1$ evident, doch zeigt eine weitere Untersuchung, daß sich $\hat{A}_\pm$ als Grenzfälle von $\hat{B}$ ergeben. Wird nämlich angenommen, daß gravitative Wirkungen als Fernkraftfeld mit $\omega \to \infty$ fortschreiten, sowird für alle $v < \infty$ der Grenzprozeß $\lim_{\omega\to\infty} \beta_+ = 0$ mit dem Prozeß $\beta_+ \to 0$ identisch und in dieser Limesrelation wird $2i \lim_{\beta_+\to 0} \psi = \ln 1+i\beta_-/1-i\beta_- = 2i\psi_-$ und dies bedingt $\lim_{\beta_+\to 0} \hat{B} = \hat{A}_-$. Wird analog $c \to \infty$ aber $\omega < \infty$ abgenommen, so wird $\lim_{c\to\infty} i\beta_- = 0$ mit $i\beta_- \to 0$ identisch, was $2i \lim_{i\beta_-\to 0} \psi = \ln 1+i\beta_+/1-i\beta_+ = 2i\psi_+$, also $\lim_{i\beta_-\to 0} \hat{B} = \hat{A}_+$ zur Folge hat. Die Untergruppen $\hat{A}_\pm$ erscheinen demnach als Grenzwerte von $\hat{B}$. Läßt man schließlich noch beide Geschwindigkeitsmaße gegen Null konvergieren, das heißt, approximiert man sowohl gravitative als auch elektromagnetische Prozesse als Fernkraftwirkungen, so wird $\lim_{\omega\to\infty} \hat{A}_+ = \lim_{c\to\infty} \hat{A}_- = \hat{E}$.

Mit anderen Worten , die Transformationen werden identisch, was die klassische Mechanik charakterisiert. Für Gleichung 62a gelten demnach die Limesrelationen

$$\lim_{\omega \to \infty} \hat{B} = \hat{A}_- \quad , \quad \lim_{\zeta \to \infty} \hat{B} = \hat{A}_+ \quad ,$$

$$\lim_{\omega \to \infty} \hat{A}_+ = \lim_{c \to \infty} \hat{A}_- = \hat{E} \qquad \text{62b.}$$

Die Transformationen $\hat{B}$ (dies gilt auch für den allgemeinen Fall der Gleichung 62) erscheinen demnach so, als ob die Elemente von $\hat{A}_-$ durch diejenigen von $\hat{A}_+$ korrigiert wären und umgekehrt. Mit Hilfe von $\hat{B}$ oder besser mit mit der $\hat{B}$ definierenden Größe ψ erscheint es möglich, das Intervall der in der Somawelt möglichen Geschwindigkeiten im R_3 zu untersuchen. Offensichtlich gilt

$$T G i\psi = \frac{e^{i\psi} - e^{-i\psi}}{e^{i\psi} + e^{-i\psi}} \quad , \text{ also } \lim_{i\psi \to \infty} T G i\psi = 1 \, .$$ Mit

$e^{\pm i\psi} = \cos\psi \pm i \sin\psi$ ist aber auch $T G \; i\psi = i \, tg\,\psi$ und auch hierfür gilt die Relation $i \lim_{i\psi \to \infty} tg\,\psi = 1$. Andererseits ist $o = \lim_{i\psi \to 0} T G i\psi = i \lim_{i\psi \to 0} tg\,\psi$, was für $i\psi$ das Intervall $o \leq i\psi < \infty$ nahegelegt und in der Form $o \leq TG\, i\psi < 1$, beziehungsweise $o \leq i \, tg\,\psi < 1$ gilt. Mit $\psi = \psi_+ + \psi_-$ wird, wenn $tg\,\psi_\pm = \beta_\pm$ berücksichtigt wird $tg\,\psi = tg\,(\psi_+ + \psi_-)$

$$= \frac{\beta_+ + \beta_-}{1 - \beta_+ \cdot \beta_-} \quad ,$$ das heißt, für das halboffene Intervall folgt

$$o \leq i \frac{\beta_+ + \beta_-}{1 - \beta_+ \, \beta_-} < 1 \, .$$ Die linke Intervallgrenze liegt wegen $\beta_+ = v'/\omega$ und $i\beta_- = v/c$ offensichtlich bei $(v', v) = o$, während die andere Grenze unabhängig von $o \leq \beta_+ < \infty$ nach $\hat{A}_+$ durch $i\beta_- \to 1$, also $v \to c$ angenähert wird. Für $i\beta_- = 1$ wird

nämlich $i \cdot \frac{\beta_+ + \beta_-}{1 - \beta_+ \cdot \beta_-} = 1$, was aber die Intervallgrenze kennzeichnet. Wird $i\beta_- > 1$, so wird auch die Intervallgrenze überschritten, was aber nicht möglich ist, weil $i\psi$ nicht mehr als gegen unendlich divergieren kann. Aus der Logarithmusdarstellung

$$2\, i\psi = \ln \frac{(1+i\beta_+)(1+i\beta_-)}{(1-i\beta_+)(1-i\beta_-)}$$ folgt, daß tatsächlich für $i\beta_- \to 1$

diem Unendlichkeitsstelle von $i\psi$ erreicht wird, und zwar so, daß in jedem Fall unabhängig von der Zählung $\beta_+ \geq o$ grundsätzlich für $i\beta_- \to 1$ diese Singularität auftritt, während für $i\beta_- > 1$ das Vorzeichen des reellen Faktors $\frac{1 + i\beta_-}{1 - i\beta_-}$ im Logarithmus umspringt, was zu $e^{2i\psi} < o$ führen müßte, was aber mit der Natur der e - Funktionen im Widerspruch steht. Zwar läßt $\hat{A}_+$ beliebige Geschwindigkeiten $o \leq \beta_+ < \infty$ zu, doch wird dies durch den Einfluß von $\hat{A}_-$ in $\hat{B}$ wieder kompensiert, so daß in der Somawelt nur das Geschwindigkeitsintervall

$$o \leq i\beta_- \leq 1 \qquad \ldots\ldots 63,$$

für ponderable Materie ($i\beta_- < 1$) und $i\beta_- = 1$ für den Sonderfall elektromagnetischer Induktionsvorgänge zulässig ist, was nur darauf zurückgehen kann, daß in der Somawelt materielle und gravitative Strukturen stets miteinander verkoppelt auftreten. Nur die frei fortschreitenden gravitativen Feldstörungen laufen mit c, doch ist ω nur der Betrag der eigentlich imaginären Ausbreitungsgeschwindigkeiten i. Es können auch frei fortschreitende Gravitationswellen nur für $\operatorname{div} \bar{\Gamma} \times \bar{\mu} \neq o$ auftreten, was nach dem Ausbreitungsgesetz dieser Wellen nur beim Orthogonalitätsverbot $\cos(\bar{\mu}, \dot{\bar{\Gamma}}) \neq o$ möglich ist. Freie Gravitationsstrahlung $\operatorname{div} \bar{\Gamma} \times \bar{\mu} \neq o$ ist aber weder im R_{-4} noch in der korrelierenden Somawelt, sondern nur im R_{+4} definiert, wo $\hat{A}_+$ ausschließlich gilt und wegen $o \leq v' < \infty$ ohne weiteres $\omega > c$ zuläßt. Gleichung 63 sagt also wegen des Verhaltens von $\hat{A}_\pm$ aus, daß in der Somawelt Gravitations- und Materiefeldwirkungen grundsätzlich gekoppelt sind, was wiederum mit der Definition des Materiefeldes übereinstimmt. Diese Koppelung gravitativer (R_{+4}) und elektromagnetischmaterieller (R_{-4}) Strukturen in einer korrelativen Somawelt R_4 bedingt eine Interpretation von $\beta_+ = v'/\omega$. Im R_{-4} ist $i\beta_- = v/c$ offensichtlich das Maß einer Translation $v = \text{const}$ im R_{-3}, während analog im R_{+4} das Maß β_+ durch v' definiert ist. Da die $R_{\pm 4}$ separat nicht existieren, aber im R_4 die Translation $i\beta_-$ nach 63 das Verhalten von $\hat{B}$ allein bestimmt, ist v' in der ursprünglichen Form (bezogen auf den fingierten R_{+4}) in der Somawelt nicht mehr interpretierbar. In A_+, aber auch in $\hat{B}$ ist zwar $o \leq \beta_+ < \infty$ zulässig, doch führt $\beta_+ \to \infty$ zu dem widersprüchlichen Verhalten der $\mathfrak{s}_{+k}(\beta_+)$ in der Form $\mathfrak{s}_{+1} \to o$ und $\mathfrak{s}_{+4} \to \pi/2$ mit $1 \leq 3$

für $\beta_+ \to \infty$. Zwar ist v' im R_{+4} als Translation v' = const im R_{+3} interpretierbar, was $o \leq \beta_+ < \infty$ der $\hat{A}_+$ bedingt, doch ist dies im R_4 nicht mehr möglich, weil hier gravitative und elektromagnetisch- materielle Strukturen wegen der Existenz von $\hat{\underline{B}}$ stets korreliert sind. Aus diesem Grunde muß v' im R_3 des R_4 als latente, aber gravitativ bedingte Geschwindigkeit erscheinen, was für v' nur die Interpretation $v'^2 \sim \varphi(r)$ zuläßt, wenn $\varphi(r)$ das gravitative Beschleunigungsniveau der elektromagnetisch- materiellen Struktur im R_3 ist, Wegen v = const aus $\hat{A}_-$ kommt für $\varphi(r)$ nur der gravitostatische Fall in Frage, der aber durch das approximierte statische Gravitationsgesetz $r\,q \cdot e^{-q} = A = \text{const}$ mit $Im\ A = o$ und $q = 1 - \sqrt{1 - 3\varphi/8c^2}$ beschrieben wird. Wegen $Im\ A = o$ ist auch $Im\ q\, e^{-q} = o$, was $Im\ q = o$ bedingt, und diese Realitätsforderung kann nur durch $1 - 3\varphi/8c^2 \geq o$ erfüllt werden, was im Fall der Gleichheit bereits zu $3\omega = 4c$ führte. Da $3\varphi/8c^2 = 2\varphi/3\omega^2$ gilt, und stets wegen $v'^2 \sim \varphi$ der Zusammenhang $3v'^2 = 2\varphi$ zur Definition von v' verwendet werden kann, folgt für die Interpretation von β_+ die Darstellung $\beta_+^2 = 3\varphi/8c^2 = 2\varphi/3\omega^2 = v'^2/\omega^2$. Aus der Realitätsforderung $Im\ q = o$ wird damit aber $1 - \beta_+^2 \geq o$ oder $\beta_+ \leq 1$. Da es keine materielle Struktur ohne Gravitation geben kann, ist stets $\varphi > o$ und damit auch $v' > o$, wenn überhaupt eine Struktur im R_4 gegeben ist, so daß $\beta_+ > o$ bleibt, während $\beta_+ = o$ den R_3 als Leerraum kennzeichnet. Da $i\beta_- \geq o$ nur für materielle Strukturen sinnvoll ist, muß also stets $\beta_+ > o$ bleiben. In der Somawelt wird also wegen der Existenz von $\hat{\underline{B}}$ und der nicht trennbaren Korrelation zwischen gravitativen und elektromagnetisch- materiellen Strukturen die Interpretation $3v'^2 = 2\varphi(r)$ erzwungen, was wegen der Realitätsforderung $Im\ A = o$ aus $r\,q\,e^{-q} = A$ für β_+ das halboffene Intervall $o < \beta_+ \leq 1$ festlegt, was aus den Gruppen $\hat{A}_+$ und $\hat{B}$ allein nicht hervorgeht. Dieser nur im R_4 durch die Realitätsforderung gegebene Sachverhalt wird zusammengefaßt in

$$\omega\beta_+ = v' \,,\quad 3v'^2(R_4) = 2\varphi(r) \,,\quad Im\ q = o \,, \qquad \text{.....63a,}$$

$$o < \beta_+ \leq 1 \quad \text{.....}$$

wodurch evident wird, daß der durch β_+ verursachte Widerspruch hinsichtlich der $\mathcal{S}_{+k}$ tatsächlich nicht existiert. Auch zeigt sich, daß in $\hat{B}$ der Faktor $\hat{A}_+$ nur als Korrektur vom A_- erscheint, welche bei den empirisch zugänglichen ponderablen Systemen wegen $\beta_+ \ll 1$ weit unter den verfügbaren Meßbarkeitsgrenzen liegt,

zumal auch in den relativistischen Geschwindigkeitsbereichen β_+ $i\beta_-$ bleibt. Es kann also in sehr guter Näherung für empirische Untersuchungen $\hat{B} \approx \hat{A}_-$ gesetzt werden. Die Konstruktion von $\underline{\hat{B}}$ und der speziellen Form $\hat{B}$ ist an die Voraussetzung v = const gebunden. Da aber in dieser Transformabormatrix immer $\underline{\hat{A}}_+$ als kommutativer Faktor auftritt, also gravitativ- materielle Korrelationen gegen $\underline{\hat{B}}$ invariant bleiben, hat diese Matrizenkonstruktion präzis einen erkenntnistheoretischen Wert in Bezug auf die Somasynthesis der Feldtensoren. Hinsichtlich der realen Bewegung ponderabler Materie kann $\underline{\hat{B}}$ immer nur einen approximativen Charakter tragen, weil in $\underline{\hat{B}}$ auch die Gravitationsvorgänge durch $\underline{\hat{A}}_+$ berücksichtigt sind, und nur für sehr schwache Gravitationsfelder die Gültigkeitsbedingung der raumzeitlichen Lineartransformationen v = const näherungsweise erreich bar ist.

Sind die q_i irgendwelche Koordinaten einer Somawelt welche gemäß $\bar{q}_i \; \bar{q}_k \sim \delta_{ik}$ ein Orthogonalsystem bilden, so ist immer $\sum_{i=1}^{4} q_i^2$ gegen $\hat{B}$ invariant; denn es gilt $\sum_{i=1}^{4} q_i'^2 =$

$= (q_1 \cos\psi - q_4 \sin\psi)^2 + q_2^2 + q_3^2 + (q_1 \sin\psi + q_4 \cos\psi)^2 =$

$= \sum_{i=1}^{4} q_i^2$, wegen $\cos^2\psi + \sin^2\psi = 1$. Eine Invarianz gegen $\underline{\hat{B}}$ folgt in ähnlicher Weise. Es ist $\bar{q} = \sum_{i=1}^{4} \bar{q}_i$ und $\bar{q}' = \underline{\hat{B}} \; \bar{q}$, also $q_i' = \sum_{k=1}^{4} b_{ik} \; q_k$, was unter Berücksichtigung von $\underline{\hat{B}} \cdot \underline{\hat{B}}^{\times} = \hat{E}$ wiederum zu der Invarianz führt.

Die Einheitsvektoren $\bar{e}_{\pm k}$ der $\eta_{\pm k}$ in den $R_{\pm 4}$ sollen das normierte Orthogonalsystem $(\bar{e}_{\pm i} \cdot \bar{e}_{\pm k})_4 = \hat{E}$ bilden, so daß $\bar{r}_{\pm} = \sum_{k=1}^{4} \bar{e}_{\pm k} \cdot \eta_{\pm k}$ und sein Quadrat die Invarianten der Gruppen $\hat{A}_{\pm}$ liefern. Auch der Differentialoperator $\nabla_{\pm} = \sum_{k=1}^{4} \bar{e}_{\pm k} \, \partial/\partial \eta_{\pm k}$ muß demnach eine Invariante gegen diese beiden Transformatormatrizen sein, und dies hat zur Folgr, daß im R_{-4} das elektromagnetische Feldgesetz 9 in der Fassung $\overline{div}_{-4} \; {}^2\bar{M}_{(-1)} = \bar{P}_-$, $\overline{div}_{-4} \; {}^2\bar{M}_{(-2)} = \bar{0}$ mit ${}^2\bar{M}_{(-1)} = {}^2\bar{M}$ und ${}^2\bar{M}_{(-2)} = {}^2\bar{M}_k$ gegen $\underline{\hat{A}}_-$, aber das gravitative Feldgesetz im R_{+4} , nämlich $\overline{div}_{+4} \; {}^2\bar{M}_{(+1,+2)} = \bar{P}_{(1,2)}$ nach 55 gegen $\underline{\hat{A}}_+$ invariant bleibt. Werden diese Feldtensoren mit passenden Naturkonstanten multipliziert, so entstehen vier weitere

Tensoren, nämlich ${}^2\bar{\mathfrak{N}}_{(-\varkappa)} = \sqrt{\varepsilon_o/2}\ {}^2\bar{\mathfrak{M}}_{(-\varkappa)}$ beziehungsweise ${}^2\bar{\mathfrak{N}}_{(+\varkappa)} = \sqrt{\alpha/2}\ {}^2\bar{\mathfrak{M}}_{(+\varkappa)}$, deren Dimensionierung jeweils die Quadratwurzel einer Energiedichte ist, wenn für $\varkappa$ die Werte 1 oder 2 gelten. Mit der weiteren Kürzungschiffre $(-1, -2, +1, +2) = (1,2,3,4)$ folgt für die Iteration dieser Tensoren ${}^2\bar{\mathfrak{T}}_{(ik)} = \mathrm{s\,p}\ {}^2\bar{\mathfrak{N}}_{(i)} \times {}^2\bar{\mathfrak{N}}_{(k)}$, und diese 16 Raumzeittensoren mit $1 \leq (i,k) \leq 4$ müssen Energiedichtetensoren sein, welche in der als Energiematrix bezeichneten Übermatrix

$$\hat{\mathfrak{T}} = ({}^2\bar{\mathfrak{T}}_{(ik)})_4 \quad , \quad {}^2\bar{\mathfrak{T}}_{(ik)} = \mathrm{s\,p}\ {}^2\bar{\mathfrak{N}}_{(i)} \times {}^2\bar{\mathfrak{N}}_{(k)} \quad ,$$

$$(-1, -2, +1, +2) = (1,2,3,4) \quad , \quad {}^2\bar{\mathfrak{N}}_{(1,2)} = {}^2\bar{\mathfrak{M}}_{(-1,-2)}\sqrt{\varepsilon_o/2} \quad ,$$

$${}^2\bar{\mathfrak{N}}_{(3,4)} = {}^2\bar{\mathfrak{M}}_{(+1,+2)} \cdot \sqrt{\alpha/2} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 64$$

zusammengefaßt sind. $\hat{\mathfrak{T}}$ liefert also das Schema aller im materiell-gravitiven, beziehungsweise im elektromagnetisch-gravitativen Korrelationssystem möglichen Energiedichtetensoren. Da die Feldtensoren sämtlich antisymmetrisch, beziehungsweise antihermitesch sind, müssen zumindest die Diagonalelemente von $\hat{\mathfrak{T}}$ symmetrisch, beziehungsweise hermitesch sein, was jedoch nicht für alle Extradiagonalen Elemente der Fall zu sein braucht. Das Gesamtschema $\hat{\mathfrak{T}}$ zerfällt seinem Bau entsprechend in drei hinsichtlich der Invarianz verschiedene Matrizen abschnitte. Der elektromagnetisch-materielle Abschnitt wird aus den vier Elementen ${}^2\bar{\mathfrak{T}}_{(-\varkappa,-\lambda)}$ mit $\lambda = 1$ beziehungsweise $\lambda = 2$ im R_{-4} aufgebaut; der zweite gravitative Abschnitt aus den vier-Elementen ${}^2\bar{\mathfrak{T}}_{(+\varkappa,+\lambda)}$ im R_{+4} und der dritte Abschnitt aus den acht gravitativ-materiellen beziehungsweise gravitativ-elektromagnetischen Korrelationselementen ${}^2\bar{\mathfrak{T}}_{(\pm\varkappa\ ,\ \mp\lambda)}$ in dem aus den $R_{\pm 4}$ strukturell synthetisierten R_4 der Somawelt. Nach dieser Analyse gibt es also einen elektromagnetischen, einen gravitativen und einen korrelativen Energiedichtetensor, von denen jeder aus der Summe der Elemente des betreffenden Matrizenabschnittes zusammengesetzt sein muß. Für die materielle, beziehungsweise elektromagnetische Energiedichte gilt dann die gegen $\hat{\underline{\mathfrak{A}}}_-$ - invariante Form ${}^2\bar{\mathfrak{T}}_{(e)} = \sum_{\varkappa=1}^{2} {}^2\bar{\mathfrak{T}}_{(-\varkappa\ ,-\lambda=1)}$ des R_{-4} und für die gravitative Energiedichte im R_{+4} die gegen $\hat{\underline{\mathfrak{A}}}_+$ invariante Form ${}^2\bar{\mathfrak{T}}_{(g)} =$

$= \sum_{\varkappa,\lambda=1}^{2} {}^2\bar{T}_{(+\varkappa+\lambda)}$. Der korrelative Matrizenabschnitt schließlich liefert die gegen $\hat{\underline{B}}$ im R_4 invariante korrelative Energiedichte ${}^2\bar{T}_{(w)} = \sum_{\varkappa,\lambda=1}^{2} ({}^2\bar{T}_{(-\varkappa+\lambda)} + {}^2\bar{T}_{(+\varkappa-\lambda)})$. Es ist ${}^2\bar{T}'_{(e)} = {}^2\bar{T}_{(e)} \cdot \hat{\underline{A}}_-$ und ${}^2\bar{T}'_{(g)} = {}^2\bar{T}_{(g)} \cdot \hat{\underline{A}}_+$, während bei der Summation beider Energiedichten ${}^2\bar{T}'_{(e)}$ mit $\hat{\underline{A}}_+$ und ${}^2\bar{T}'_{(g)}$ mit $\hat{\underline{A}}_-$ transformiert werden muß, so daß sich die elektromagnetisch-gravitative Energiesumme ${}^2\bar{T}''_{(e)} + {}^2\bar{T}''_{(g)} = {}^2\bar{T}'_{(e)} \hat{\underline{A}}_+ + {}^2\bar{T}'_{(g)} \cdot \hat{\underline{A}}_- = {}^2\bar{T}_{(e)} \hat{\underline{A}}_- \cdot \hat{\underline{A}}_+ + {}^2\bar{T}_{(g)} \cdot \hat{\underline{A}}_+ \cdot \hat{\underline{A}}_- = ({}^2\bar{T}_{(e)} + {}^2\bar{T}_{(g)}) \cdot \hat{\underline{B}}$ ergibt. Völlig evident ist die Invarianz ${}^2\bar{T}''_{(w)} = {}^2\bar{T}_{(w)} \cdot \hat{\underline{B}}$.

Jedes Materiefeldquant muß ein solches gravitativ-elektromagnetisches Korrelationssystem sein, wobei auch die freien Gravitationswellen als Sonderfall ${}^2\bar{T}_{(e)} = {}^2\bar{T}_{(w)} = {}^2\bar{o}$ impliziert werden. Die gesamte Energiedichte ${}^2\bar{T}_+$ eines solchen Korrelationssystems muß sich dann additiv gemäß ${}^2\bar{T}_+ = {}^2\bar{T}_{(e)} + {}^2\bar{T}_{(g)} + {}^2\bar{T}_{(w)}$ aus den drei partiellen Energiedichten zusammensetzen, im ~~im~~ R_4 definiert und gegen $\hat{\underline{B}}$ invariant sein. ${}^2\bar{T}_+$ kann dabei immer als die Iteration eines einheitlichen elektromagnetisch-gravitativen Feldtensors ${}^2\bar{M} = - {}^2\bar{M}^{\times}$ aufgefaßt werden; denn es gilt ${}^2\bar{T}_+ = {}^2\bar{T}_{(e)} + {}^2\bar{T}_{(g)} + {}^2\bar{T}_{(w)} = \sum_{i,k=1}^{4} {}^2\bar{T}_{(ik)} = \sum_{i,k=1}^{4} sp\ {}^2\bar{N}_{(i)}\ {}^2\bar{N}_{(k)} = sp\,(\sum_{i=1}^{4} {}^2\bar{N}_{(i)}) \times (\sum_{k=1}^{4} {}^2\bar{N}_{(k)}) = sp\ {}^2\bar{M} \times {}^2\bar{M}$, wenn für den einheitlichen Feldtensor ${}^2\bar{M} = \sum_{k=1}^{4} {}^2\bar{N}_{(k)}$ gesetzt wird. Nicht alle extradiagonalen Elemente der Energiematrix sind hermitesch, doch wirkt die Summation zu ${}^2\bar{T}_+$ zwangsläufig hermitesierend, was aber keineswegs ausschließt, daß in den einzelnen extradiagonalen Elementen antihermitesche Anteile existent sind. ${}^2\bar{T}_+ = {}^2\bar{T}^{\times}_+$ hat wiederum ${}^2\bar{M} = - {}^2\bar{M}^{\times}$ zur Folge. Die gegen die Gruppensynthese $\hat{\underline{B}}$ invariante Somasynthesis der Tensoren wird also beschrieben durch

${}^2\bar{T}_+ = sp\ {}^2\bar{M} \times {}^2\bar{M}$, ${}^2\bar{M} = \sum_{k=1}^{4} {}^2\bar{N}_{(k)}$ 65,

was zusammen mit 64 sowie 55 und 9 eine explizite Darstellung von ${}^2\bar{T}_+$ und ${}^2\bar{M}$ ermöglicht.

Das hermitesche Schema ${}^2\bar{T}_+$ beschreibt auf jeden Fall die Dich-

te der Gesamtenergie eines Materiefeldquants, wobei die Ponderabilität unwesentlich ist. Der Anteil ${}^2\bar{T}_{(g)}$ ist dabei im R_{+4}, aber ${}^2\bar{T}_{(e)}$ im R_{-4} und ${}^2\bar{T}_{(w)}$ in beiden Strukturen gleichermaßen definiert, so daß ${}^2\bar{T}_+$ und damit jedes Meteriefeldquant Strukturfortsetzungen in beiden Somawelten $R_{\pm 4}$ hat, Die Feldquellen des Tensorfeldes in den $R_{\pm 4}$ müssen dann die Vektordivergenzen $\overline{\overline{div}}_{\pm 4}\ {}^2\bar{T}_+ = \bar{\xi}_{\pm}$ sein, welche als ponderomotorische Kraftfelddichte $\bar{\xi}_{\pm} \neq \bar{o}$ in diesen Raumzeitsystemen erscheinen. Es ist völlig evident, daß die Tensorquelle $\bar{\xi}_+$ im R_{-4} und umgekehrt $\bar{\xi}_-$ im R_{+4} ihrerseits quellenfrei sein muß, was zu den beiden Skalarbeziehungen $div_{\pm 4}\ \bar{\xi}_{\mp} = o$ führt. Mit den Operatoren $P_{(\pm,\mp)} = div_{\pm 4}\ \overline{\overline{div}}_{\mp 4}$ ergeben sich also aus 65 die beiden skalaren Operatorgleichungen

$$P_{(\pm,\mp)}\ ;\ {}^2\bar{T}_+ = o\ ,\ P_{(\pm,\mp)} = div_{\pm 4}\ \overline{\overline{div}}_{\mp 4} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots 65a,$$

welche als partielle Differentialgleichungen zweiter Ordnung quadratische Tensorkomponenten in eine Wechselbeziehung zueinander setzen. Da die Tensorsysnthesis 65 nach 64 sowie 55 und 9 aus den Komponenten von $\bar{E}$, $\bar{H}$, $\bar{\Gamma}$ und $\bar{\mu}$ aufgebaut sind, deutet 65 a eine differentielle Verknüpfung dieser Vektoren durch zwei skalare Operatorgleichungen im Fall des Photons an. Offensichtlich existieren nach 65 a explizite Darstellungen imponderabler Photonen in den eindeutigen Formen $\bar{\Gamma}$ $(\bar{E}, \bar{H})$ und $\bar{\mu}$ $(\bar{E},\bar{H})$, doch kann 65 a nicht in dieser Form explizit gelöst werden. Auf jeden Fall wird durch diese beiden Operatorgleichungen eine Synthesis in der Beschreibung elektromagnetisch-materieller und gravitativer Prozesse angedeutet.

Die Energiematrix ist zwar als Übermatrix symmetrisch, doch gilt diese Symmetrie nicht für alle extradiagonalen Tensorelemente. Die Hermitezität von ${}^2\bar{T}_+$ geht auf den additiven Bildungsprozeß dieses Tensors zurück, dessen Natur die Kompensation antihermitescher Anteile bedingt. Ein antihermitescher Ergenzungsanteil ${}^2\bar{T}_- = -\,{}^2\bar{T}_-^{\times}$ kann also weder energetisch, noch in Bezug auf ${}^2\bar{M}$ relevant sein, wohl aber in Bezug auf die Operatorgleichung 65 a. Werden mit 55 und 9 die Extradiagonalen Elemente von $\hat{T}$ dargestellt, dann zeigt sich, daß die zu ${}^2\bar{T}_{(e)}$ und ${}^2\bar{T}_{(g)}$ gehörenden Elemente symmetrisch sind, während die Asymmetrie erst bei den zu ${}^2\bar{T}_{(w)}$ gehörenden Elementen auftritt. Dies bedeutet aber, daß der antisymmetrische Ergänzungsten-

sor gemäß $2\ {}^2\overline{\mathbb{T}}_- = \sum_{\varkappa,\lambda=1}^{2} ({}^2\overline{\mathbb{T}}_{(-\varkappa,+\lambda)} - {}^2\overline{\mathbb{T}}_{(+\lambda,-\varkappa)})$ aus den korrelativen Elementen der Energiematrix aufgebaut wird. Zwar ist ${}^2\overline{\mathbb{T}}_- \neq {}^2\overline{o}$, doch ist dieser Anteil in ${}^2\overline{\mathbb{T}} = {}^2\overline{\mathbb{T}}_+ + {}^2\overline{\mathbb{T}}_- \neq {}^2\overline{\mathbb{T}}^{\times}$ energetisch nicht relevant. Andererseits folgt aber aus der kanonischen Feldmechanik C I 1, daß ein antisymmetrischer Anteildes Energiedichtetensors immer einen Spintensor definiert. Da nach der Tensorsynthesis dieser Spinanteil ${}^2\overline{\mathbb{T}}_-$ aber nur auf die korrelativen Elemente der Energiematrix zurückgeht, welche sowohl im R_{+4}, als auch im R_{-4} definiert sind, muß geschlossen werden, daß auch der quantisierte Spin aller Materiefeldquanten im R_{-4} auf die gravitativ-materielle Korrelation zurückgeht. Ausgenommen sind dabei die Energiebeträge freier Gravitationswellen, weil hier im Gegensatz zum Spektrum aller Materiefeldquanten ${}^2\overline{\mathbb{T}} = {}^2\overline{\mathbb{T}}_{(g)}$ nur im R_{+4} definiert ist. Die allgemeine Gravitation ist demnach nicht nur eine allgemeine verbindliche Eigenschaft aller Materiefeldquanten, sondern sie muß darüberhinaus wegen ${}^2\overline{\mathbb{T}}_- \neq {}^2\overline{o}$ in ihrer Korrelation mit den Strukturen des R_{-4} auch die Spineigenschaften der Materiefeldquanten bestimmen. In den $R_{\pm 4}$ gilt nicht nur $\overline{div}_{\pm 4}\ {}^2\overline{\mathbb{T}} = \overline{\xi}_{\pm}$, sondern auch $\overline{div}_{\pm 4}\ {}^2\overline{\mathbb{T}} = \overline{\xi}_{\pm} \neq \overline{o}$, und dies hat ebenfalls die Quellenfreiheit $o = P_{(\pm,\mp)}$; ${}^2\overline{\mathbb{T}} = P_{(\pm,\mp)}$; ${}^2\overline{\mathbb{T}}_+ + P_{(\pm,\mp)}$; ${}^2\overline{\mathbb{T}}_-$, also vier Operatorgleichungen $P_{(\pm,\mp)}$; ${}^2\overline{\mathbb{T}}_{\pm} = o$ zur Folge. Im Fall der Photonen werden durch diese vier Gleichungen aber die Feldvektoren $\overline{\Gamma}$, $\overline{\mu}$, $\overline{E}$ und $\overline{H}$ durch die Koordinaten der $R_{\pm 4}$ ausgedrückt. Dies bedeutet aber, daß die Feldgrößen selbst als metrische Strukturen darstellbar sind und zwar in der aus den $R_{\pm 4}$ synthetisierten Somawelt R_4, in welcher $\underline{\hat{B}}$ als übergeordnete Gruppen der $\underline{\hat{A}}_{\pm}$ gilt. Die Fassung $\overline{\xi}_{\pm} \neq \overline{o}$ bezieht sich immer auf die $R_{\pm 4}$, in denen gemeinsam ${}^2\overline{\mathbb{T}}$ eines jeden Materiefeldquants definiert ist. Da ${}^2\overline{\mathbb{T}}$ aber weder in der einen, noch in der anderen Raumzeit allein existiert (ausgenommen sind die Gravitationswellen im R_{+4}), muß stets $\overline{\xi}_{\pm} \neq \overline{o}$ sein. Nur in der synthetisierten Somawelt R_4 existiert ${}^2\overline{\mathbb{T}}$ vollständig, so daß im R_4 stets $\overline{div_4}\ {}^2\overline{\mathbb{T}} = \overline{o}$ erreichbar ist, wodurch die Erhaltungssätze von Energie und Impuls ausgedrückt werden. Drückt R_4 ($R_{\pm 4}$) die aufgrund $\underline{\hat{B}}$ und ${}^2\overline{M}$ aus den $R_{\pm 4}$ synthetisierte Somawelt mit den Raumzeitkoordinaten x_k aus, dann sagt die

Ergänzung der Tensorsynthesis

$$2 \cdot {}^2\overline{T}_- = \sum_{\varkappa,\lambda=1}^{2} ({}^2\overline{T}(-\varkappa,+\lambda) - {}^2\overline{T}(+\lambda,-\varkappa)) =$$

$$= -2 \cdot {}^2\overline{T}_-^{\times} \neq {}^2\overline{o}\ ,\ {}^2\overline{T} = {}^2\overline{T}_+ + {}^2\overline{T}_- \neq {}^2\overline{T}^{\times}\ ,$$

$$P_{(\pm,\mp)}\ ;\ {}^2\overline{T}_{\pm} = o\ ,\ \overline{\mathrm{div}}_4\ {}^2\overline{T} = \overline{o}\ ,\ R_4\ (R_{\pm 4}) = R_4\ (x_k)_1^4 \ldots$$

.....66

aus, daß die allgemeine Gravitation der Materiefeldquanten in ihrer Korrelation mit dem R_{-4} die Spineigenschaften der Materiefeldquanten bestimmt. Weiter erscheinen die Feldgrößen stets als metrische Strukturen, welche von den Koordinaten des R_4 oder von denen der $R_{\pm 4}$ abhängen. Auch gilt in der Somawelt R_4 das Erhaltungsprinzip, ausgedrückt durch die Quellenfreiheit des Energiedichtetensors. Dieses Ergebnis legt es nah, die Synthesis der Somawelt auf eine allgemeine Struktursynthesis im R_4 auszudehnen, derart, daß die gravitativen und materiellen, beziehungsweise elektromagnetischen Feldgrößen als Sonderfälle einer einheitlichen mesobarischen Korrelationsstruktur auftreten, welche sich aus einer metrischen Struktursynthese des R_4 aus den $R_{\pm 4}$ ergeben muß. Zuvor erscheint es jedoch angebracht, daß zur Möglichkeit dieser Strukturen führende System $P_{(\pm,\mp)}$; ${}^2\overline{T}_{\pm}=o$ zu analysieren; denn hier erscheinen die phänomenologischen Feldvektoren $\overline{E}$, $\overline{H}$ und $\overline{\Gamma}$ durch das Mesofeld $\overline{\mu}$ in einer wechselseitigen Korrelation zu stehen. Auch muß wegen $\overline{\mathrm{div}}_{\pm 4}\ {}^2\overline{T} = \overline{\xi}_{\pm} \neq \overline{o}$ ein Fremdfeldsystem $\overline{\xi}_{\pm}$ und damit diese Mesofeldkorrelation ändern, so daß es zwischen verschiedenen energetischen Systemen Feldkorrespondenzen im Sinne von Wechselwirkungen geben muß, wenn diese Systeme durch irgendwelche Wirkungsfelder im Zusammenhang stehen. Ein solcher Zusammenhang ist aber immer gegeben, weil nach 10 an jedes energetische System zumindest ein gravitatives Wirkungsfeld gekoppelt sein muß.

5.) Approximierte Mesofelkorrelatinn und Feldkorrespondenzen.

Zur Analyse der Mesofeldkorrelation erscheint es notwendig, ${}^2\bar{M}$ und ${}^2\bar{T}$, also die Somasynthesis der Tensoren explizit anzugeben. Mit den Kürzungen $\bar{q}_{\pm} = (\bar{E} \pm R_{-} \cdot \bar{H}) \cdot \sqrt{\varepsilon_o/2}$ und $\bar{p} = \bar{g}' \sqrt{\alpha/2}$ wird ${}^2\bar{N}_{(1)} + {}^2\bar{N}_{(2)} =$

$$\begin{bmatrix} o & q_{+3} - & q_{+2} - & i\, q_{-1} \\ - & q_{+3} & o \quad q_{+1} - & i\, q_{-2} \\ & q_{+2} - & q_{+1} \quad o & -i\, q_{-3} \\ i\, q_{-1} & & i\, q_{-2} \quad i\, q_{-3} & o \end{bmatrix}$$

und ${}^2\bar{N}_{(3)} + {}^2\bar{N}_{(4)} = \begin{bmatrix} o & p_3 - & p_2 - & p_1 \\ - & p_3 & o \quad p_1 - & p_2 \\ & p_2 - & p_1 \quad o & - p_3 \\ p_1 & & p_2 \quad p_3 & o \end{bmatrix}$, weil ${}^2\bar{N}_{(3)} + {}^2\bar{N}_{(4)} =$

$= {}^2\bar{M}_{(+)} \cdot \sqrt{\alpha/2}$ ist. Mit der weiteren Kürzung $\bar{w} = \bar{p} + \bar{q}_{+}$ und $\bar{\bar{q}} = \bar{p} + i\, \bar{q}_{-}$ folgt dann für den einheitlichen Feldtensor

$${}^2\bar{M} = \begin{bmatrix} o & w_3 - & w_2 - & q_1 \\ - & w_3 & o \quad w_1 - & q_2 \\ & w_2 - & w_1 \quad o & - q_3 \\ q_1 & & q_2 \quad q_3 & o \end{bmatrix}, \quad \bar{w} = \bar{p} + \bar{q}_{+}, \quad \bar{q} = \bar{p} + i\, \bar{q}_{-},$$

$$\bar{q}_{\pm} = (\bar{E} \pm R_{-} \cdot \bar{H}) \cdot \sqrt{\varepsilon_o/2}, \quad \bar{p} = (\bar{r} + 2\, R_{+} \cdot \bar{\mu}) \cdot \sqrt{\alpha/2}$$

..... 67.

Für die Iteration dieses einheitlichen Feldtensors ${}^2\bar{T}_{+} = s\, p\, {}^2\bar{M}\, {}^2\bar{M}$ ergibt sich dann ebenfalls explizit

$${}^2\bar{T}_{+} = \left[w_i\, w_k - q_i\, q_k - \bar{w}^2\, \delta_{ik} \right]_3 \; R\, D \; \left[S_k\, , - \bar{q}^2\, , S_k \right]_1^3,$$

$$\bar{S} = \bar{w} \times \bar{q} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 67\,a,$$

wenn $R\, D \left[b_k\, , B\, , b_k \right]_1$ die zeitliche Ränderung des räumlichen Tensorabschnittes $\left[a_{ik} \right]_3$ ist, so daß die gekürzte Schreibweise

$$\begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} & b_1 \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} & b_2 \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} & b_3 \\ b_1 & b_2 & b_3 & B \end{bmatrix} = \left[a_{ik} \right]_3 \; R\, D \left[b_k\, , B\, , b_k \right]_1^3$$

gilt. Für den antihermiteschen Anteil von ${}^2\bar{T}$ folgt analog, wenn sein Bildungs-

gesetz 66 verwendet wird

$$^2\bar{T}_- = \begin{bmatrix} o & \phi_3 & - \phi_2 & - \phi_1 \\ - \phi_3 & o & \phi_1 & - \phi_2 \\ \phi_2 & - \phi_1 & o & - \phi_3 \\ \phi_1 & \phi_2 & \phi_3 & o \end{bmatrix} \quad , \; \bar{\varphi} = \bar{p} \times (\bar{q}_+ - i \, \bar{q}_-) \; \ldots\ldots$$

$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$ 67 b.

Mit diesen Beziehungen 67 bis 67 b sind aber alle Tensorsynthesen vorgegeben, so daß nunmehr die Mesofeldkorrelation untersucht werden kann.

Zur Durchführung dieses Programmes wird es zunächst notwendig die Koordinaten so zu wählen, daß $R_{\pm 3} = R_3$ und $\eta_{\pm k} = \eta_k$, beziehungsweise $\bar{e}_{\pm k} = \bar{e}_k$ für $1 \leq k \leq 3$ wird, was immer möglich ist. Die Forderung $R_{\pm 3} = R_3$, also $(\bar{e}_{\pm i} \cdot \bar{e}_{\mp k})_3 = \hat{E}$ kann zwar immer erfüllt werden, doch verlaufen die Zeitachsen in den $R_{\pm 4}$ nicht mehr parallel und eine von ihnen kann nicht mehr orthogonal zum Unterraum R_3 verlaufen; denn nach $\hat{A}_\pm$ beziehungsweise $\hat{B}$ kommt es im Raumzeitdiagramm zu einer geschwindigkeitsabhängigen Zeitachsendrehung $\beta_\pm \cdot \sqrt{\pm 1} = t g \, \varphi_\pm$. Andererseits bilden die Gravitationspotentiale Geschwindigkeitsniveaus, so daß eine faktische Relativgeschwindigkeit die Umgebung eines Materiefeldquants durch latente Geschwindigkeitspotentiale $v = f \cdot (\bar{p}, \bar{q}_\pm, \eta_{\pm k})_1^4 \neq o$ vorhanden sind, welche $\beta_\pm \neq o$ und $\varphi_\pm \neq o$ kennzeichnen. Wenn auch in den $R_{\pm 4}$ die normierten Orthogonalsysteme $(\bar{e}_{\pm i} \; \bar{e}_{\pm k})_4 = \hat{E}$ aufgespannt werden können, so ist im allgemeinen doch, gerade wegen der Gravitationsfelder $(\bar{e}_{\pm i} \cdot \bar{e}_{\mp k})_4 \neq \hat{E}$, wobei sich die Abweichung von $\hat{E}$ auf die zeitartigen Elemente erstrecken kann. Wenn dies aber so ist, so kann grundsätzlich ein Koordinatensystem $\eta_k = \eta \, (\bar{p}, \bar{q}_\pm)$ für $1 \leq k \leq 3$ und $t = t \, (\bar{p}, \bar{q}_\pm)$ gewählt werden (t definiert $\eta_{\pm 4}$), in welchem das normierte Orthogonalsystem $(\bar{e}_{\pm i} \cdot \bar{e}_{\mp k})_4 \approx \hat{E}$ approximativ erreicht wird. Allerdings sind bei Zugrundelegung dieses Systems die gemeinsamen Differentialoperationen in dem $R_{\pm 4}$ zwar euklidisch, aber nicht mehr koordinatenunabhängig. Auch sind diese Operationen approximativer Natur und gelten für nur hinreichend schwache Gravitationsfeldpotentiale, was für die latenten

Geschwindigkeitsniveaus v im Maß $\beta_{\pm} \cdot \sqrt{\pm 1} = tg\ \varphi_{\pm} < 1$ zur Folge hat. Die nachstehenden approximativen Untersuchungen gelten also nur für diesen Fall und werden erst in der Limesrelation $\lim_{\beta_{\pm} \to o} tg\ \varphi_{\pm} = o$ exakt, doch ist dieser Limes physikalisch nicht realisierbar, weil seine Existenz ein Materiefeldquant ohne Gravitationsfeldniveau, also nach dem Äquivalenzprinzip von Trägheit und Gravitation ein Materiefeld ohne Trägheit voraussetzen würde, was aber im Widerspruch zu der Definition des Materiefeldes steht. Wird angenommen, daß diese Approximationsbedingung erfüllt ist, dann geht die Zweideutigkeit des P - Operators allein auf die Doppeldeutigkeit der Zeitzählung $\eta_{\pm 4}$ und die Drehung $tg\ \varphi_{\pm} = o$ der Zeitachsen zueinander zurück. Auch für die Quellenverteilung $\bar{\xi}_{\pm} = \overline{div}_{\pm 4}\ {}^2\bar{T}$ wird diese Zweideutigkeit durch dieses Zeitverhalten in den $R_{\pm 4}$ verursacht. In $\overline{div}_{\pm 4}\ {}^2\bar{T}$ beschreibt $\bar{\xi}_{-}$ die raumzeitliche Quellendichte im R_{-4}, das heißt, den elektromagnetischen Quellenteil von ${}^2\bar{T}$, von welchem gravitative Wirkungen in den R_{+4} eingreifen, welche durch die gravitativen Anteile in 66 bestimmet werden. Analog kennzeichnet $\bar{\xi}_{+}$ die gravitativen Quellenteile von ${}^2\bar{T}$ im R_{+4}, deren elktromagnetische Wirkungen (bestimmt durch die elektromagnetischen Anteile in Gleichung 66) in den R_{-4} eingreifen. Die elektromagnetischen und gravitativen Größen bedingen sich demnach gegenseitig. Diese Eigenschaft gilt für jedes energetische System ${}^2\bar{T}_{(j)}$, so daß sich die Wechselbeziehung aller dieser Systeme untereinander durch

$$\sum_j \bar{\xi}_{(j)\pm} = \overline{\overline{div}}_{\pm 4} \sum_j {}^2\bar{T}_{(j)}$$

ausdrücken läßt.

Hier stehen die Einzelsysteme j über die $\bar{\xi}_{(j)\pm}$ in korrespondenzhaften Wechselwirkungszusammenhängen, wobei die Feldkorrespondenz durch Wirkungsfelder über den R_3 vermittelt wird. Auf diese Weise bilden alle j ein übergeordnetes System ${}^2\bar{T}_{(j)} = {}^2\bar{T}_j$ mit den Tensorquellen $\bar{\xi}_{\pm} = \sum_j \bar{\xi}_{(j)\pm}$. In Bezug auf dieses übergeordnete System werden dann die Feldkorrespondenzen zwischen den j zu inneren Korrelationen, während ${}^2\bar{T}$ als dieses übergeordnete System wiederum über $\bar{\xi}_{\pm}$ Korrespondenzen vermitteln kann. Stets bleibt also $\bar{\xi}_{\pm} \neq \bar{o}$ und $div_{\mp 4}\ \bar{\xi}_{\pm} = o$ quellenfrei, während

außerdem in $\bar{\xi}_{\pm}$ auch die korrespondierenden Fremdsysteme enthalten sein können. Die Quellenfreiheit von $\bar{\xi}_{\pm}$ und damit $P_{(\pm\,,\,\mp)}$; ${}^{2}\bar{T}_{\pm}=0$ bezieht sich dabei stets auf das gesamte Korrespondenzsystem. Für die beiden Operatoren $P_{\pm}$ und $P_{\mp}$, welche in ihrer Einwirkung auf ${}^{2}\bar{T}$ die elektromagnetischen und gravitativen Strukturen in Wechselbeziehungen setzen, gibt es die beiden Möglichkeiten $P_{\pm} = P_{\mp}$ und $P_{\pm} = P_{\mp}$. Im erten Fall würde der Übergang zwischen elektromagnetischen und gravitativen Feldgrößen der sich nach Gleichung 66 im ursprünglichen elektromagnetisch-gravitativen System einer Wechselwirkung mit einem Fremdsystem abspielt,sich nach verschiedenen Formen vollziehen, das heißt, der Übergang einer elektromagnetischen in eine gravitative Feldgröße erfolgt nach einem anderen Gesetz als der umgekehrteProzeß und die vier Feldvektoren selbst wären allein durch Naturkonstanten und die Raumzeitkoordinaten darstellbar, weil die beiden komplexen Operatorgleichungen 66 für ${}^{2}\bar{T}$ in vier reelle Differentialgleichungen gespalten werden können, welche die vier Feldvektoren $\bar{\Gamma}$, $\bar{\mu}$, $\bar{E}$ und $\bar{H}$ als Unbekannte enthalten. Im zweiten Fall $P_{\pm} = P_{\mp}$ würde dagegen eine echte Korrelation zwischen den elektromagnetischen und gravitativen Feldgrößen des Systems vorliegen das heißt, bei der Wechselwirkung mit einem Fremdsystem $\bar{\xi}_{\pm} \neq \bar{o}$ ist die Korrelation zwischen den Feldgrößen des drsprünglichen Systems in beiden Richtungen gleich, also der Übergang von elektromagnetischen in gravitative Wirkungen bei dieser Korrelation genügt dem gleichen Gesetz wie der inverse Prozeß und die komplexe Differentialgleichung, welche durch $P_{\pm} = P_{\mp}$ bestimmt wird, spaltet in zwei reelle Differentialgleichungen, welche jeweils ein Paar von Feldgrößen durch das andere ausdrückt. Wenn auch ${}^{2}\bar{T}$ ein vollständig abgeschlossenes konservatives System ist, so kann ${}^{2}\bar{T}$ in den $R_{\pm 4}$ niemals quellenfrei sein, weil die gravitativ- materiellen Strukturen von ${}^{2}\bar{T}$ in den $R_{\pm 4}$ liegen, und durch $\bar{\xi}_{\pm} \neq \bar{o}$ korrespondieren. $\bar{\xi}_{\pm}$ der $R_{\pm 4}$-Strukturen muß dagegen im Fall des konservativen Korrespondenzsystems in den $R_{\mp 4}$ stets quellenfrei sein, so daß $P_{(\pm\,,\,\mp)}$; ${}^{2}\bar{T}_{\pm} = o$ den statisch stabilen Zustand aller korrelativen Feldgrößen des Systems ${}^{2}\bar{T}$ beschreibt. Durch die dpppelte Divergenzbildung und die Iteration des Feldtensors zu ${}^{2}\bar{T}$ bedingen das quadratische Auftreten der Mesofeldkorrelation und der übrigen Feldvektoren und die zweite

Ordnung der differentiellen Operatorwirkung.

Die vier in Gleichung 66 zusammengefaßten Operatorgleichungen verknüpfen die Komponenten $\bar{E}$ und $\bar{H}$ des elektromagnetischen Feldes mit dem zugehörigen Gravitationsfeldvktor $\bar{\Gamma}$ durch das Mesofeld $\bar{\mu}$, so daß die vier, durch Gleichung 66 beschriebenen, partiellen Differentialgleichungen 2. Ordnung über dem komplexen algebraischen Körper auch als quadratische Mesofeldgleichungen bezeichnet werden können Hierbei ist aber zu berücksichtigen, daß diese Mesofeldgleichungen nur approximativer Natur sein können, weil, wie schon erwähnt, die Gravitationsfeldniveaus zugleich Geschwindigkeitpotentiale sind, welche zwar latent wirken, aber trotzdem eine reelle, beziehungsweise komplexe Koordinatendrehung in den $R_{\pm 4}$ nach $\hat{B}$ beziehungsweise $\hat{\underline{B}}$ verursachen. Zur expliziten Darstellung dieser quadratischen komplexen Mesofeldgleichungen werden die Gleichungen 67 a und 67 b auf 66 angewendet. Zunächst folgt, mit 67 a für den hermiteschen, also energetisch relevanten Tensoranteil $o = P_{(\pm,\mp)}$; ${}^2\bar{T}_+ = \text{div}\ \overline{\text{div}}\ {}^2\bar{T}_{(3)}$

$+ (\partial/\partial \eta_{\pm 4} + \partial/\partial \eta_{\mp 4})$; $\text{div}\ \bar{S} - \frac{\partial^2}{\partial \eta_{+4}\, \partial \eta_{-4}}\ \bar{q}^2$, wenn ${}^2\bar{T}_{(3)}$ der räumliche hermitesche Tensorabschnitt ist. Aus dieser Darstellung ergibt sich sofort die Identität $P_{\pm} = P_{\mp}$ hinsichtlich ${}^2\bar{T}_+$ das heißt, in Bezug auf den hermiteschen Tensor gilt eine quadratische Mesofeldgleichumg , welche eine eindeutige Beziehung zwischen den elektromagnetisch-materiellen (R_{-4}) und gravitativen (R_{+4}) Feldgrößen aufzeigt. Die Umformung dieser Operatorgleichung

mit 67 a liefert wegen $\text{div}\ \overline{\text{div}}\ {}^2\bar{T}_{(3)} = \sum_{i,k=1}^{3} \frac{\partial^2}{\partial \eta_i\, \partial \eta_k}$.

$(w_i\ w_k - q_i\ q_k - \bar{w}^2\ \delta_{ik}) = 2\,\bar{w}\ \text{grad div}\ \bar{w} + (\text{div}\ \bar{w})^2 -$
$- 2\ \bar{q}\ \text{grad div}\ \bar{q} - (\text{div}\ \bar{q})^2 - \text{div grad}\ \bar{w}^2 + W\ ;\ (w\text{-}q)$,
schließlich $2 \cdot (\bar{w}\ \text{grad div}\ \bar{w} - \bar{q}\ \text{grad div}\ \bar{q} + 1/2\ (\text{div}\ \bar{w})^2 -$
$- 1/2\ (\text{div}\ \bar{q})^2) - \text{div grad}\ \bar{w}^2 + 1/c\ (3/4 - i) \cdot \text{div}\ \dot{\bar{S}} +$
$+ 3i/4c^2\ {}^2/\ t^2\ (\bar{q}^2) = W\ ;\ (q\text{-}w)$ mit der Kürzungsoperation

$\sum_{i,k=1}^{3} (\partial w_i/\partial \eta_k \cdot \partial w_k/\partial \eta_i - \partial q_i/\partial \eta_k \cdot \partial q_k/\partial \eta_i) = W\ ;(w\text{-}q)$

Diese Eindeutigkeit des Operators gilt nicht mehr in bezug auf ${}^2\bar{T}_-$; denn es ist, wenn 67 b verwendet wird $\overline{\text{div}}_{\pm 4}\ {}^2\bar{T}_- = \text{rot}\ \bar{\Phi} -$
$- \partial/\partial \eta_{\pm 4}\ \bar{\Phi} + \bar{e}_{\pm 4} \cdot \text{div}\ \bar{\Phi}$ und daher $o = P_{(\mp\,,\,\pm)}$; ${}^2\bar{T}_- =$
$= - \partial/\partial \eta_{\pm 4}\ \text{div}\ \bar{\Phi} + \bar{e}_{\pm 4} \cdot \bar{e}_{\pm 4} \cdot \partial/\partial \eta_{\mp 4}\ \text{div}\ \bar{\Phi}\ \text{div}\ \dot{\bar{\Phi}}$

unabhängig davon, wie $\bar{e}_{\pm 4} \cdot \bar{e}_{\mp 4}$, also t g $\varphi_{\pm}$ beschaffen ist. In Bezug auf ${}^2\bar{T}_-$ ist also $P_{\pm} \neq P_{\mp}$, so daß in diesem energetisch nicht relevanten Anteil die quadratische Mesofeldgleichung keinen eindeutigen Zusammenhang der Feldgrößen zeigt. Der Quelle des räumlichen Matrizenabschnittes von ${}^2\bar{T}_-$ ist wegen $\overline{div}\ [T_{-ik}]_3$ = rot $\bar{\Phi}$ ein Wirbel und gemäß div rot = o im R_3 selbst quellenfrei. Aus div $\dot{\bar{\Phi}}$ = o folgt dann unmittelbar div $\bar{p} \times (\bar{q}_+ - i\,\bar{q}_-)$ = = const (t) oder gespalten div $\bar{p} \times \bar{q}_+$ = a und div $\bar{p} \times \bar{q}_-$ = b, womit in der eineindeutigen quadratischen Form substituiert werden kann. Die Mesofeldgleichungen für ${}^2\bar{T}_-$ sagen also aus, daß die Vektorprodukte zwischen den gravitativen und den elektromagnetischen Feldgrößen im R_3 zeitlich konstante Skalardivergenzen haben. In der eineindeutigen Fassung ist div $\bar{S}$ = div $\bar{w} \times \bar{q}$ = A + i div $\cdot \bar{q}_+ \times \bar{q}_-$, wenn mit den beiden konstanten Divergenzen substituiert wird. Damit folgt für die quadratischen Mesofeldgleichungen zweiter Ordnung, welche die Mesofeldkorrelationen zwischen den Feldvektoren approximativ beschreiben

$$2\,(\bar{w}\ \text{grad div}\ \bar{w} - \bar{q}\ \text{grad div}\ \bar{q}) +$$
$$+ \text{div}\ (\bar{w} - \bar{q}) \cdot \text{div}\ (\bar{w} - \bar{q}) + W\,;\,(w - q) - \text{div grad}\ \bar{w}^2 +$$
$$+ (3/4\ i + 1) \cdot \partial/\partial t\ \text{div}\ \bar{q}_+ \times \bar{q}_- + 3i/2c \cdot (\bar{q} \cdot \ddot{\bar{q}} + \dot{\bar{q}}^2) = o,$$
$$\text{div}\ \bar{p} \times \bar{q}_{\pm} = \text{const (t)}\ ,\ W\,;\,(w - q) =$$
$$= \sum_{i,k=1}^{3} (\partial w_i/\partial \eta_k \cdot \partial w_k/\partial \eta_i - \partial q_i/\partial \eta_k \cdot \partial q_k/\partial \eta_i) \ldots\ldots$$
$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 68,$$

was jedoch nur im Fall hinreichend schwacher Feldgrößen und der räumlichen Kongruenz $R_{\pm 3} \equiv R_3$, also der Approximationsbedingung

$$R_{\pm 3} \equiv R_3\ ,\ \bar{e}_{\pm 4} \cdot \bar{e}_{\mp 4} \approx 1\ ,\ t\,g\ \varphi_{\pm} \approx o \quad \ldots\ldots\ldots\ 68a$$

gilt. Während der eineindeutige Teil von 68, also die in zwei reelle Gleichungen spaltbare partielle Differentialgleichung zweiter Ordnung die eineindeutige Mesofeldkorrelation beschreibt, liefern die beiden räumlichen Divergenzen Zusatzbedingungen, so daß tatsächlich 68 neben der Mesofeldkorrelation auch die vier Feldvektoren als Strukturen der $R_{\pm 4}$ approximativ beschreibt. Typisch für dieses System quadratischer Mesofeldgleichungen ist die Tatsache , daß die Vektoren $\bar{r}$ und $\bar{\mu}$ niemals getrennt, sondern immer nur im einheitlichen Vektor $\bar{p}$ synthetisiert auftreten. $\bar{p}$ ist demnach ein gravitativer Feldvektor

dessen Verlauf $\bar{F}$ (makromar) durch $\bar{\mu}$ korrigiert wurde. Die Materiefeldquanten müssen weiterhin grundsätzlich so beschaffensein, daß die gravitativ-elektromagnetischen Korrelationen $\bar{p} \times \bar{q}_{\pm}$ zeitlich konstante räumliche Skalardivergenzen haben. Aus diesem Grunde kann Gleichung 68 tatsächlich dahin interpretiert werden, daß der in dieser Gleichung zum Ausdruck gebrachte Zusammenhang zwischen elektromagnetischen und gravitativen Feldvektoren so beschaffen ist, daß die Materiefeldquanten durch eine ständige Wechselbeziehung zwischen Gravitations- und Materiefeld beziehungsweise zwischen Gravitation und Elektromagnetismus definiert sind. Kommt es zu irgendwelchen Wechselwirkungen mit Fremdsystemen, so wird diese innere Korrelation gestört, was dazu führen muß, daß die gravitativen und elektromagnetischen Bestimmungsstücke sich in ein anderes Wechselwirkungsverhältnis einstellen, welches wiederum stabil sein muß und durch 68 beschrieben werden kann. Bei der Neueinstellung dieser Korrelation zwischen den gravitativen und elektromagnetischen Feldgrößen eines Systems auf Grund dieser dynamischen Korrespondenz mit einem Fremdsystem müssen offensichtlich die gravitativen und elektromagnetisch-materiellen Feldgrößen ineinander übergehen, was dazu führt, daß das Fremdsystem gravitativ oder elektromagnetisch beeinflußt wird. Diese Beeinflusung muß aber die elektromagnetisch-gravitative Korrelation des Fremdsystems verändern, was wiederum eine korrespondierende Rückwirkung auf das ursprüngliche System haben kann und so weiter. Wenn also zwei materielle Systeme in eine Wechselwirkung treten, so kommt es nur dann zu einer regelrechten Feldkorrespondenz, wenn die Systeme in einer gegenseitigen Dynamik ihrer, durch 68 beschriebenen, elektromagnetisch gravitativen Korrelationen verändern. Der erste Anlaß zu dieser dynamischen Feldkorrespondenz kann eine elektromagnetische oder gravitative Wirkung sein, welche makromar nach dem elektromagnetischen Induktionsgesetz oder aber nach Gleichung 48 von einem System emittiert und vom anderen empfangen wird. Eine allgemeine Theorie von dynamischen Feldkorrespondenzen in der Somawelt setzt jedoch eine Präzisierung der approximativen quadratischen Mesofeldkorrelation 68 voraus, welche vom speziellen Koordinatensystem unabhängig ist.

Wegen der quadratischen Verknüpfung 68 aller Feldgrößen in einem unbekannten R_4 können auch die Beziehungen 49 und 55 nur approximativen Charakter tragen, das heißt, die vier Vektordivergenzen müssen sich gegenseitig korrigieren. Diese wechselseitige Korrektur muß dabei den linearen Charakter behalten. Jeder elktrischen Ladung kommt eine ponderable Masse zu, so daß lineare Verknüpfung der raum-

zeitlichen Ströme nur additiver Natur sein kann. Die Linearität selber wird notwendig, weil sich unter Vernachlässigung der elektromagnetischen oder gravitativenFeldgrößen 25 a B II 4 oder 48 aus C ergeben muß. Dies bedeutet aber weiterhin, daß jeweils nur eine Vektordivergenz aus dem R_{+4} mit einer entsprechenden aus dem R_{-4} additiv kombiniert werden darf. Damit wird das ganze Problem der linearen Tensorsynthesis zweideutig, denn für die überhaupt möglichen Kombinationen ist nur $\bar{P}$ mit $\bar{P}_{(1)}$ und $\overline{div}_{-4}\ {}^2\bar{M}_{(-2)}$ mit $\bar{P}_{(2)}$ als Fall (1) beziehungsweise $\bar{P}$ mit $\bar{P}_{(2)}$ und $\overline{div}_{-4}\ {}^2\bar{M}_{(-2)}$ mit $\bar{P}_{(1)}$ als Fall (2) durchführbar. Beide Zweige der Kombination müssen analysiert werden, bis die eindeutige Entscheidung durch irgendein empirisches Ergebnis aus B getroffen werden kann. Zur Durchführung der Synthese kommt es zunächst darauf an, die Systeme 9 und 55 durch Multiplikation mit $\sqrt{\varepsilon_o}$ oder $\sqrt{\alpha}$ auf die gleiche Dimensionierung zu bringen. Für (1) ergibt sich dann $\bar{P}/\sqrt{\varepsilon_o} + \bar{P}_{(1)}\ \sqrt{\alpha} =$ $= \overline{div}_{-4}\ {}^2\bar{M}_{(-1)} \cdot \sqrt{\varepsilon_o} + \overline{div}_{+4}\ {}^2\bar{M}_{(+1)} \cdot \sqrt{\alpha}$, sowie $\bar{P}_{(2)} \cdot \sqrt{\alpha} = \overline{div}_{-4}\ {}^2\bar{M}_{(-2)} \cdot \sqrt{\varepsilon_o} + \overline{div}_{+4}\ {}^2\bar{M}_{(+2)}\ \sqrt{\alpha}$, während (2) durch $\bar{P}/\sqrt{\varepsilon_o} + \bar{P}_{(2)} \cdot \sqrt{\alpha} = \overline{div}_{-4}\ {}^2\bar{M}_{(-1)} \cdot \sqrt{\varepsilon_o} +$ $+ \overline{div}_{+4} \cdot {}^2\bar{M}_{(+2)} \cdot \sqrt{\alpha}$ und $\bar{P}_{(1)} \cdot \sqrt{\alpha} = \overline{div}_{-4}\ {}^2\bar{M}_{(-2)} \cdot \sqrt{\varepsilon_o} +$ $+ \overline{div}_{+4}\ {}^2\bar{M}_{(+1)} \cdot \sqrt{\alpha}$ gekennzeichnet wird. Mit 9 und 55 wird aus (1) nach Abspaltung der Zeitkoordinate $rot\ (\bar{H} \cdot \sqrt{\mu_o} + \bar{\mu} \cdot \sqrt{\beta}) -$ $- 1/c \cdot \partial/\partial t\ (\bar{E} \cdot \sqrt{\varepsilon_o} + 3/4\ \bar{g} \cdot \sqrt{\alpha}) = \varrho\ \bar{v}\ \sqrt{\mu_o} +$ $+ \sigma_o\ \bar{v}\ \sqrt{\beta} = (\varrho\ \sqrt{\mu_o} + \sigma_o\ \sqrt{\beta})\ \bar{v}$ und $rot\ (\bar{E}\ \sqrt{\varepsilon_o} + \bar{g}\ \sqrt{\alpha}) +$ $+ 1/c \ / t\ (\bar{H}\ \sqrt{\mu_o} - 3/4\ \bar{\mu}\ \sqrt{\beta}) = - \partial/\partial t\ d/d\bar{F}\ (m_o - m)\sqrt{\beta}$, sowie die Skalardivergenzen $div\ (i\ \bar{E}\ \sqrt{\varepsilon_o} + \bar{g}\ \sqrt{\alpha}) = i\ \varrho/\sqrt{\varepsilon_o} +$ $+ \sigma_o/\sqrt{\alpha}$ und $div\ (- i\ \bar{H}\ \sqrt{\mu_o} + \bar{\mu}\ \sqrt{\beta}) = (\sigma_o - \sigma)/\sqrt{\alpha}$.

Da auf jeden Fall der R_3 reell ist, dekomponieren die komplexen Skalardivergenzen wieder in die separaten Formen $\varepsilon_o\ div\ \bar{E} = \varrho$ und $div\ \bar{H} = o$ der elektromagnetischen Induktion, sowie $\alpha\ div\ \bar{g} = \sigma_o$ und $div\ \bar{\mu} = \omega\ (\sigma_o - \sigma)$ des Gravitationsgesetzes 48.

Die Koppelung elektromagnetischer und gravitativer Feldgrößen erscheint in (1), also nur in den Rotorgesetzen, welche die partiellen Zeitdifferentiationen enthalten. Auch für (2) ergibt sich diese Separation, während in den Rotorbeziehungen die Feldvektoren vertauscht erscheinen. Es gilt für den zweiten Fall

$\mathrm{rot}\ (\bar{H}\sqrt{\mu_o} + \bar{g}\sqrt{\alpha}) - 1/c \cdot / t \cdot (\bar{E}\sqrt{\varepsilon_o} + 3/4\,\bar{\mu}\sqrt{\beta}) =$
$= \varsigma\,\bar{v}/\sqrt{\varepsilon_o} - \partial/\partial t \cdot d/d\bar{F} \cdot (m_o - m)\sqrt{\beta}$ und
$\mathrm{rot}\ (\bar{E}\sqrt{\varepsilon_o} + \bar{\mu}\sqrt{\beta}) + 1/c\ \partial/\partial t\ (\bar{H}\sqrt{\mu_o} - 3/4\,\bar{g}\sqrt{\alpha}) =$
$= \sigma_o\,\bar{v}\sqrt{\beta}$ mit den gleichen Skalardivergenzen ε_o div $\bar{E} = \varsigma$, div $\bar{H} = o$ und gravitativ α div $\bar{g} = \sigma_o$, sowie div $\bar{\mu} = \omega\,(\sigma_o - \sigma)$. Beide Fälle beschreiben elektromagnetisch-gravitative Induktionsgesetze für welche die Approximationsbedingung 68 a nicht erfüllt zu sein braucht, weil wegen des linearen Charakters der Zeitachsenkosinus $\bar{e}_{+4} \cdot \bar{e}_{-4}$ nicht auftritt und die Zeitkoordinate vom $R_3 = R_{\pm 3}$ abgespalten wurde. Die Wechselbeziehung zwischen den Feldgrößen müßte besonders deutlich dann erscheinen, wenn eine ponderable Masse ohne Ladungen stationär bewegt wird; denn dann gilt $\varsigma = o$, $\sigma_o \neq o$, $\bar{v} = \mathrm{const}$ und daher $\dot{\bar{E}} = \bar{o}$, sowie $\dot{\bar{H}} = \bar{o}$. Wird weiter angenommen, daß die gravitative Felstärke der homogenen und völlig isotropen ladungsfreien Masse hinreichend klein bleibt, dann kann immer $\sigma_o - \sigma \approx o$ wegen der geringen Feldenergiedichte approximativ gesetzt werden. Als Folge der Isotropie ist σ_o =const Wird weiter gefordert, daß die Masse nicht nur eine räumliche, sondern auch zeitlich konstante Dichte hat, so daß nicht nur die Massenbewegung, sondern auch der Massenzustand zeitlich stationär bleibt, dann muß approximativ $\dot{\bar{g}} \approx \bar{o}$ und $\dot{\bar{\mu}} \approx \bar{o}$ sein, was rot $\bar{g} \approx \bar{o}$ und rot $\bar{\mu} \approx \bar{o}$ zur Folge hat. Unter der Voraussetzung einer stationär bewegten isotropen, homogenen und in ihrer Dichte zeitlich konstanten Masse, welche keine elektrischen Ladungen trägt, und in der keine elektrischen Ströme fließen, gilt zunächst für die Divergenzen div $\bar{E} = o$, div $\bar{H} = o$, sowie α div $\bar{g} = \sigma_o$ und div $\bar{\mu} \approx o$ für hinreichend geringe gravitative Felddichten. Für die beiden Fälle nehmen die Rotorgesetze dagegen die Formen rot $\bar{H}\sqrt{\mu_o} \approx \bar{v}\,\sigma_o\sqrt{\beta}$, rot $\bar{E} \approx \bar{o}$ als (1) und rot $\bar{E}\sqrt{\varepsilon_o} \approx$ $\approx \sigma_o\,\bar{v}\sqrt{\beta}$, rot $\bar{H} \approx \bar{o}$ als (2) an. Durch die Spezialisierung und Approximation wird das Problem der eindeutigen Entscheidung symmetrisch, so daß mit dem zweideutigen Vektor $(\bar{H}\sqrt{\mu_o}, \bar{E}\cdot\sqrt{\varepsilon_o}) =$ $= \bar{A}\sqrt{\beta}$ beide Fälle in der Form rot $\bar{A} \approx \sigma_o\,\bar{v}$ integrierbar werden. Sind $\bar{\omega}$ und $\bar{w}$ die azimutalen beziehungsweise die hierzu orthogonale Winkelgeschwindigkeit, dann folgt nach einer Transforma-

tion der x_i des R_3 in Polarkoordinaten für $\bar{\varphi}$ = const. die Darstellung $\bar{v} = \dot{\bar{r}} + \bar{r}\ (\bar{\omega} + \bar{w})$ durch einen translatorischen Anteil. Zur weiteren Vereinfachung soll σ_o nur eine Achsenrotation $\bar{w} \neq \bar{o}$ stationär durchführen, während $\dot{\bar{r}} = \bar{o}$ und $\bar{\omega} = \bar{o}$ sein soll. Dies bedeutet aber $\bar{r}$ = const., so daß gefordert werden darf, daß die rotierende Masse M das Volumen $4/3\ \pi\ r^3$ ausfüllt. Mit

$\sigma_o = \frac{3M}{4\ \pi\ r^3}$ und $\bar{v} = \bar{r} \times \bar{w}$ wird also rot $\bar{A} \approx \frac{3\ M}{4\pi r^3}\ \bar{r} \times \bar{w}$.

Da voraussetzungsgemäß die gravitative Felddichte gering bleibt (was im allgemeinen auch bei makromaren Massen kosmischer Größenordnung erfüllt ist), kann $\varkappa\ M \approx -\ r^2\ g$ mit $g \cdot \bar{r}/r = \bar{g}$ in sehr guter Näherung gesetzt werden. Dies bedeutet aber rot $\bar{A} \approx -$

$-\frac{3\ g}{4\pi\ \varkappa r}\ \bar{r} \times \bar{w} = \frac{3}{4\pi\varkappa}\ \bar{w} \times \bar{g}$. Ist d $\bar{F}$ ein von $2\ \pi\ r$ begrenztes Element einer Meridianfläche, dann ist $\oint (\bar{w} \times \bar{g}, d\bar{F}) = o$, weil $\bar{w}$ die zeitliche Änderung des Längengrades ist. Die Integration längs einer solchen vom Meridian begrenzten Kreisfläche liefert also $4\ \pi\ \varkappa \int$ rot $\bar{A}$ d $\bar{F} \approx 3 \int \bar{w} \times \bar{g}$ d $\bar{F} = 3/2\ r^2 \cdot \int | \bar{w} \times \bar{g} |$ d φ, wenn φ der Zentriwinkel ist. Nach dem Integrationsgesetz eines Feldrotors ist aber $\int$ rot $\bar{A}$ d $\bar{F} = \oint \bar{A}$ d $\bar{s} = \oint A_h$ d s = r $\int A_h$ d φ, wenn d s = r d φ ein Meridianelement und A_h die zum Meridian parallele Horizontalintensität der betreffenden Feldgröße ist. Substitution liefert $8\ \pi\ \varkappa \int A_h$ d $\varphi \approx$ $\approx 3\ r \int | \bar{w} \times \bar{g} |$ d φ, oder nach Differentiation $8\ \pi\ \varkappa A_h \approx$ $\approx 3\ r\ |\ \bar{w} \times \bar{g}\ | = 3\ r\ w\ g$ sin. $\wp = 3\ r\ w\ g \cdot$ $\cdot$ sin $(\pi/2 - \varphi) = -\ 3\ r\ w\ g$ cos φ, wenn $\wp$ die Poldistanz und φ der Breitengrad ist. Einsetzen von $\varkappa\ M = -\ r^2\ g$ liefert dann als Lösung $A_h \approx 3/8\pi$ M $\cdot$ w/r cos $\pi = 1/2\ r^2 \sigma_o w$ cos π, das heißt, die magnetische (1) oder elektrische (2) Horizontalintensität ist der halben Drehimpulsdichte und dem Cosinus des Breitengrades direkt proportional. Explizit gilt $(\bar{H}_h \sqrt{\mu_o}\ ,\ \bar{E}_h \sqrt{\varepsilon_o}\ ) \approx$ $\approx 1/2\ \sigma_o\ r^2\ w \sqrt{\beta}$ cos φ und hieraus wird deutlich, daß meßbare Feldintensitäten wegen der außerordentlichen Kleinheit des Faktors $\sqrt{\beta}$ nur im Fall makromarer Massen kosmischer Größenordnung auftreten können. Tatsächlich wird nach 19 B II 4 eine dem Cosinus der geographischen Breite proportionale geomagnetische Horizontalintensität

empirisch nachgewieden, deren Verlauf durch (1) richtig wiedergegeben wird. Eine entsprechende elektrische Horizontalintensität müßte wegen $\varepsilon_o \ll \mu_o$ um mehrere Zehnerpotenzen stärker sein, doch kann ein solches Phänomen empirisch nicht festgestellt werden. Aus dieser Analyse folgt unmittelbar $H_h \cdot \sqrt{\mu_o} \approx 1/2 \cdot \sqrt{\beta}\ \sigma_o\ r^2 w \cos\varphi$, doch wird im Fall einer realen Substanz $2\ H_t \sqrt{\mu_o} \approx \mu \sqrt{\beta}\ \sigma_o \cdot$ $\cdot\ r^2\ w\ \cos\varphi$ gemessen, weil die natürliche Materie über eine magnetische Permeabilität $\mu \neq 1$ verfügt und daß gemäß (1) erregte Magnetfeld induktiv auf die rotierende Materie zurückwirkt. Die makromaren , nicht approximierten linearen Mesofeldgleichungen werden also eindeutig durch das System

$$\text{rot}\ (\bar{H}\sqrt{\mu_o} + \bar{\mu}\sqrt{\beta}) - 1/c \cdot \partial/\partial t\ (\bar{E}\sqrt{\varepsilon_o} + 3/4\ (\bar{\Gamma}\sqrt{\alpha} + \bar{\mu}\sqrt{\beta})) = (\varrho\sqrt{\mu_o} + \sigma_o\sqrt{\beta})\,\bar{v}\ ,$$

$$\text{rot}\ (\bar{E}\sqrt{\varepsilon_o} + \bar{\Gamma}\sqrt{\alpha} + \bar{\mu}\sqrt{\beta}) + 1/c \cdot \partial/\partial t\ (\bar{H}\sqrt{\mu_o} - 3/4\ \bar{\mu}\sqrt{\beta}) = -\ \partial/\partial t\ d/d\bar{\Gamma}\ (m_o - m)\sqrt{\beta}\ ,\quad \varepsilon_o\ \text{div}\ \bar{E} = \varrho,$$

$$\alpha\ \text{div}\ \bar{\Gamma} = \sigma\ ,\quad \text{div}\ \bar{H} = o\ ,\quad \text{div}\ \bar{\mu} = \omega\ (\sigma_o - \sigma) \quad \ldots\ldots\ldots$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 69$$

zusammengefaßt, welches nicht nur 9 und 55 impliziert, sondern auch 19 und 25 aus B III 4 und 8 B III 2 richtig wiedergibt. Die Sonderfälle ponderabler, neutraler oder geladener Materie und imponderabler Photonen werden durch die Wahl von und σ_o bestimmt. Im Gegensatz zu 68 ist 69 nicht der Bedingung 68 a unterworfen, doch können die Quellen und Feldwirbel aus 68 mit 69 substituiert werden.

Allgemein beschreibt das System 69 einen Zusammenhang zwischen ponderabler Materie, elektrischer Ladung, sowie zwischen elektromagnetischen und gravitativen Wirkungsfeldern. Offensichtlich sind die Naturkonstanten ε_o , μ_o , α und β den Vektoren $\bar{E}$, $\bar{H}$, $\bar{\Gamma}$ und $\bar{\mu}$ koordiniert , so daß $\bar{A} \cdot \sqrt{a} = \underline{\bar{A}}$ zur Kürzung verwendet werden kann. Damit wird 69 zu $\text{rot}\ (\underline{\bar{H}} + \underline{\bar{\mu}}) - (\dot{\underline{\bar{E}}}/c + \dot{\underline{\bar{\Gamma}}}/\omega + \dot{\underline{\bar{\mu}}}/\omega) =$ $= (\varrho\sqrt{\mu_o} + \sigma_o \cdot \sqrt{\beta}) \cdot \bar{v}$, $\text{rot}\ (\underline{\bar{E}} + \underline{\bar{\Gamma}} + \underline{\bar{\mu}}) +$ $+\ \dot{\underline{\bar{H}}}/c - \dot{\underline{\bar{\mu}}}/\omega = \partial/\partial t\ d/d\bar{\Gamma}\ (m_o - m) \cdot \sqrt{\beta}$, $\sqrt{\varepsilon_o}\ \text{div}\ \underline{\bar{E}} = \varrho$, $\sqrt{\alpha}\ \text{div}\ \underline{\bar{\Gamma}} = \sigma$, $\text{div}\ \underline{\bar{H}} = o$, $\text{div}\ \underline{\bar{\mu}} = \omega\ (\sigma_o - \sigma)\sqrt{\beta}$.

Dieser Zusammenhang beschreibt im Vakuum $\sigma_o = o$ und $\varrho = o$ unmittelbar die Wechselbeziehung zwischen dem elektromagnetischen und

gravitativen Wirkungsfeld. Im Fall hinreichend schwacher Felder $\sigma \quad \sigma_o = o$ mit approximativ verschwindender Feldmasse kann diese gravitativ- elektromagnetische Wechselbeziehung explizit durch das Vakuumsystem rot $(\underline{\bar{H}} + \underline{\bar{\mu}}) - (\dot{\underline{\bar{E}}}/c + \dot{\underline{\bar{\Gamma}}}/\omega + \dot{\underline{\bar{\mu}}}/\omega) = \underline{\bar{o}}$, rot $(\underline{\bar{E}} + \underline{\bar{\Gamma}} + \underline{\bar{\mu}}) + \dot{\underline{\bar{H}}}/c - \dot{\underline{\bar{\mu}}}/\omega = \underline{\bar{o}}$, div $\underline{\bar{E}}$ = div $\underline{\bar{H}}$ = = div $\underline{\bar{\Gamma}}$ = div $\underline{\bar{\mu}}$ = o beschrieben werden. Die Separation von $\underline{\bar{E}}$ und $\underline{\bar{H}}$ in der Form rot $\underline{\bar{H}} - \dot{\underline{\bar{E}}}/c = -$ rot $\underline{\bar{\mu}} + \dot{\underline{\bar{g}}}/\omega$ und rot $\underline{\bar{E}} + \dot{\underline{\bar{H}}}/c = -$ rot $\underline{\bar{g}} + \dot{\underline{\bar{\mu}}}/\omega$ zeigt, daß $\underline{\bar{g}} = \underline{\bar{\Gamma}} + \underline{\bar{\mu}}$ der einheitliche Gravitationsfeldvektor ist, der über das Mesofeld $\underline{\bar{\mu}}$ an das elektromagnetische Feld gekoppelt ist, so daß dieses Mesofeld im Fall der elektromagnetisch- gravitativen Wechselbeziehung als Koppelungsfeld interpretiert werden muß. Zur weiteren expliziten Beschreibung dieser Koppelung wird von den approximierten Vakuumbeziehungen die erste skalar mit $\underline{\bar{E}} + \underline{\bar{g}}$ und die zweite skalar mit $\underline{\bar{H}} + \underline{\bar{\mu}}$ multipliziert und beide Beziehungen voneinander subtrahiert. Mit der Kürzung $Q/c = - \underline{\bar{E}}$ rot $\underline{\bar{\mu}} + \underline{\bar{E}}\ \dot{\underline{\bar{g}}}/\omega + \underline{\bar{H}}$ rot $\underline{\bar{g}} - \underline{\bar{H}}\ \dot{\underline{\bar{\mu}}}/\omega$ und $\underline{\bar{E}}$ rot $\underline{\bar{H}} - \underline{\bar{H}}$ rot $\underline{\bar{E}} - (\dot{\underline{\bar{E}}} \cdot \underline{\bar{E}} + \dot{\underline{\bar{H}}}\ \underline{\bar{H}}) \cdot 1/c =$ $= -$ div $\underline{\bar{E}} \times \underline{\bar{H}} - \dot{\eta}/c = - (\text{div } \underline{\bar{E}} \times \underline{\bar{H}} + \dot{\eta}) \cdot 1/c$ wird div $\underline{\bar{E}} \times \underline{\bar{H}} = - Q + \dot{\eta}$, oder nach Gradientenbildung grad div $\underline{\bar{E}} \times \underline{\bar{H}} = -$ grad $Q +$ grad $\dot{\eta}$. Hierin ist offensichtlich $\dot{\underline{\xi}}_p = -$ grad Q die zeitliche Änderung einer ponderomotorischen Kraftdichte, welche als Trägheitskraft erscheinen muß und wegen des Äquivalenzprinzips von Trägheit und Gravitation als gravitative Wirkung zu interpretieren ist. Allerdings erscheinen wegen der Darstellung von Q die gravitativen Feldgrößen multiplikativ an $\underline{\bar{E}}$ und $\underline{\bar{H}}$ gekoppelt. Der rein elektromagnetische, aber ponderomotorisch erscheinende Strahlungsdruck $\underline{\xi}_e$ verursacht durch $\underline{\bar{E}} \times \underline{\bar{H}}$ wird beschrieben durch $\underline{\xi}_e = \text{grad } \eta - \int \text{div grad } \underline{\bar{E}} \times \underline{\bar{H}} \cdot dt$ oder $\dot{\underline{\xi}}_e = \text{grad } \dot{\eta} - \text{div grad } \underline{\bar{E}} \times \underline{\bar{H}}$, womit in grad div $\underline{\bar{E}} \times \underline{\bar{H}} =$ $= \dot{\underline{\xi}}_p + \text{grad } \dot{\eta} = \dot{\underline{\xi}}_p + \dot{\underline{\xi}}_e + \text{div grad } \underline{\bar{E}} \times \underline{\bar{H}}$ wegen grad $\dot{\eta} = \dot{\underline{\xi}}_e + \text{div grad } \underline{\bar{E}} \times \underline{\bar{H}}$ substituiert werden kann. Da im R_3 stets grad div - div grad = rot rot ist, folgt $\dot{\underline{\xi}}_e + \dot{\underline{\xi}}_p = \text{grad div } \underline{\bar{E}} \times \underline{\bar{H}} - \text{div grad } \underline{\bar{E}} \times \underline{\bar{H}} = \text{rot rot } \underline{\bar{E}} \times \underline{\bar{H}}$. In dieser Operatorgleichung wird also die Summe von zwei Kraftdichte-

änderungen ausgedrückt durch rot rot $\bar{E} \times \bar{H}$. Während $\dot{\xi}_e$ den Strahlungsdruck beschreibt, kennzeichnet $\dot{\xi}_p$ einen gravitativen Vorgang, der als kontrabarisch bezeichnet werden soll, wenn dieser Gravitationsvorgang $\dot{\xi}_p \rightarrow (max)$ den Maximalwert erreicht. Für einen Festwert rot rot $\bar{E} \times \bar{H}$ = const ist dies in $\dot{\xi}_e + \dot{\xi}_p$ nur für $\dot{\xi}_e = \bar{o}$ möglich. Die Kontrabarie $\dot{\xi}_p$ = rot rot $\bar{E} \times \bar{H}$ wird also durch die kontrabarische Bedingung $\dot{\xi}_e = \bar{o}$ oder grad $\dot{\eta}$ - - div grad $\bar{E} \times \bar{H} = \bar{o}$ ermöglicht. Da stets rot grad = $\bar{o}$ ist und (rot $\times$ div grad)$_-$ = $\bar{o}$ kommutiert, wird durch Rotorbildung die kontrabarische Bedingung zu $\bar{o}$ = rot (grad $\dot{\eta}$ - - div grad $\bar{E} \times \bar{H}$) = - rot div grad $\bar{E} \times \bar{H}$ oder div grad rot $\bar{E} \times \bar{H} = \bar{o}$. Diese kontrabarische Bedingung gestattet eine Umformung der kontrabarischen Wirkung $\dot{\xi}_p$. Rotorbildung liefert rot $\dot{\xi}_p$ = rot rot rot $\bar{E} \times \bar{H}$ = rot (grad div - - div grad) ; $\bar{E} \times \bar{H}$ = - div grad rot $\bar{E} \times \bar{H} = \bar{o}$, das heißt, $\dot{\xi}_p$ ist gamäß rot $\dot{\xi}_p = \bar{o}$ wirbelfrei, was nur die Gradientendarstellung $\dot{\xi}_p$ = grad $\dot{\varphi}$ als Ausdruck der kontrabarischen Bedingung zuläßt. Substitution liefert demnach als kontrabarisches Gleichungssystem die Operatorbeziehung grad $\dot{\phi}$ = rot rot $\bar{E} \times \bar{H}$, wonach $\bar{E} \times \bar{H}$ zur zeitlichen Änderung eines ponderomotorischen Gradientenfeldes (Gravitationsprozeß) wird, wenn auf $\bar{E} \times \bar{H}$ der Feldrotor doppelt einwirkt.

Die inverse Separation von $\bar{\Gamma}$ und $\bar{\mu}$, also rot $\bar{\mu}$ - - $(\dot{\bar{\Gamma}} + \dot{\bar{\mu}})\ 1/\omega = \dot{\bar{E}}/c$ - rot $\bar{H}$ und rot $(\bar{\Gamma} + \bar{\mu}) - \dot{\bar{\mu}}/\omega$ = = - rot $\bar{E}$ - $\dot{\bar{H}}/c$ liefert in völliger Analogie - div $\bar{\Gamma} \times \bar{\mu}$ - - $\dot{\varepsilon} = Q_e$ mit $\dot{\varepsilon} = \bar{\Gamma}\,\dot{\bar{\Gamma}} - \bar{\mu}\,\dot{\bar{\mu}}$, während Q_e die zu Q analoge elektromagnetische Größe ist. Die vektoranalytische Operatorentwicklung läuft der kontrabarischen Entwicklung völlig parallel. Ist ϕ das elektromagnetische Analogon zu φ , dann ergibt sich für ein elektromagnetisches Gradientenfeld das dynabarische Gleichungssystem grad $\dot{\phi}$ = rot rot $\bar{\Gamma} \times \bar{\mu}$, wonach eine freie Gravitationswirkung $\bar{\Gamma} \times \bar{\mu}$ in einen elektromagnetischen Prozeß ϕ transformierbar ist.

Da grad $\dot{\phi}$ ein elektromagnetischer Prozeß der Energiedichte ϕ

ist, muß ein Operator T existieren, derart, daß T ; grad $\dot{\phi}$ = $= \bar{E} \times \bar{H}$ zum elektromagnetischen Strahlungsfeld wird. Substitution mit der grad $\dot{\phi}$ - Beziehung liefert den Ausdruck $\bar{E} \times \bar{H}$ = = T ; rot rot $\bar{\Gamma} \times \bar{\mu}$, mit welchem in der kontrabarischen Beziehung gemäß grad $\dot{\phi}$ = rot rot $\bar{E} \times \bar{H}$ = rot rot T ; rot rot $\bar{\Gamma} \times \bar{\mu}$ substituiert werden kann. Da T und somit auch C = rot rot T ; rot rot von den elektromagnetischen Bestimmungsstücken abhängt, aber φ eine gravitative Energiedichte ist, beschreibt grad $\dot{\varphi}$ = C ; $\bar{\Gamma} \times \bar{\mu}$ den Übergang von $\bar{\Gamma} \times \bar{\mu}$ über ein elektromagnetisches System in die ponderomotorische Gradientenkraft eines gravitativen Systems, so daß grad $\dot{\phi}$ = C ; $\bar{\Gamma} \times \bar{\mu}$ als telebarische Beziehung und C als telebarischer Operator bezeichnet werden kann.

Ganz analog muß ein Operator W existieren, welcher die gravitative Wirkung des kontrabarischen Vorganges gemäß $\bar{\Gamma} \times \bar{\mu}$ = W ; grad $\dot{\phi}$ = W ; rot rot $\bar{E}$ $\bar{H}$ in eine Substitution für die dynabarische Beziehung transformiert, was zu grad $\dot{\phi}$ = rot rot W ; rot rot $\bar{E} \times \bar{H}$ = D ; $\bar{E} \times \bar{H}$ führt. Wegen W ; grad $\dot{\phi}$ = = $\bar{\Gamma} \times \bar{\mu}$ hängt W und damit auch D = rot rot W ; rot rot nur von gravitativen Feldgrößen ab, so daß grad $\dot{\phi}$ = D ; $\bar{E} \times \bar{H}$ als telektronische Beziehung mit dem telektronischen Operator D $(\bar{\Gamma}, \bar{\mu})$ zeigt, daß jede elektromagnetische Zustandsänderung grad $\dot{\phi}$ eines elektromagnetischen Systems durch Emissionender Absorbtion von $\bar{E} \times \bar{H}$ nur über ein gravitatives Feldsystem eines telektronischen Operators gehen kann. Die aus 69 hergeleiteten Beziehungen von Kontrabarie , Dynabarie , Telebarie und Telektronik werden in der approximierten Form $\sigma \approx \sigma_o$ = o schwacher Felder im Vakuum $\mathcal{S}$ = o beschrieben durch :

$\sigma \approx \sigma_o$ = o, = o , grad $\dot{\varphi}$ = rot rot $\bar{E} \times \bar{H}$,

grad $\dot{\phi}$ = rot rot $\bar{\Gamma} \times \bar{\mu}$, grad $\dot{\varphi}$ = C ; $\bar{\Gamma} \times \bar{\mu}$,

grad $\dot{\phi}$ = D ; $\bar{E} \times \bar{H}$, (C,D) = rot rot (T , W) ; rot rot ,

T $(\bar{E}$, $\bar{H})$; grad φ = $\bar{\Gamma} \times \bar{\mu}$, W $(\bar{\Gamma}$, $\bar{\mu})$; grad $\dot{\phi}$ = = $\bar{E} \times \bar{H}$ ..... 69 a.

Ist der R_3 nicht leer, sondern gibt es ponderable Ladungsträger $\sigma_o \neq o$ mit $\mathcal{S} \neq o$ und $\sigma \neq o$, dann verschwinden die Divergenzen der Feldvektoren nicht mehr. Wegen div rot = o im R_3 folgt aus rot $(\underline{\bar{H}} + \underline{\bar{\mu}}) - (\dot{\underline{\bar{E}}}/c + \dot{\underline{\bar{\Gamma}}}/\omega + \dot{\underline{\bar{\mu}}}/\omega) =$ $= (\mathcal{S} \sqrt{\mu_o} + \sigma_o \cdot \sqrt{\beta}) \cdot \bar{v}$ nach Divergenzbildung

$\operatorname{div} (\varrho \sqrt{\mu_o} + \sigma_o \sqrt{\beta}) \cdot \bar{v} = - \operatorname{div} \dot{\bar{E}}/c - \operatorname{div} (\dot{\bar{\Gamma}} + \dot{\bar{\mu}}) \cdot 1/\omega = - (\dot{\varrho} \cdot \sqrt{\mu_o} + \dot{\sigma} \cdot \sqrt{\beta} + (\dot{\sigma}_o - \dot{\sigma}) \cdot \sqrt{\beta}) = - (\dot{\varrho} \sqrt{\mu_o} + \dot{\sigma}_o \cdot \sqrt{\beta})$ oder $o = \dot{\varrho} \cdot \sqrt{\mu_o} + \dot{\sigma}_o \cdot \sqrt{\beta} + \operatorname{div} (\varrho \sqrt{\mu_o} + \sigma_o \sqrt{\beta}) \cdot \bar{v} = d/dt (\varrho \sqrt{\mu_o} + \sigma_o \cdot \sqrt{\beta})$, was einer Kontinuitätsbeziehung elektrisch - gravitativer Ladungen entspricht. Zeitintegration liefert $\varrho \sqrt{\mu_o} + \sigma_o \sqrt{\beta} = a = \text{const}(t)$. Hierin kann als Dichte der allgemeinen elektrisch-gravitativen Ladung $dQ/dV = \varrho + \sigma_o \sqrt{\beta/\mu_o}$ eingeführt werden, was $dQ/dV \cdot \sqrt{\mu_o} = a$ liefert. Q ist offensichtlich eine der räumlichen Gravitationsfeldverteilung imanente Ladungsverteilung. Ist $\sigma' = dm/dV'$ eine Q äquivalente gravitative Vergleichsquelle, dann gilt auch $\sigma' \sqrt{\beta} = a$, wenn wegen des Vergleichs $\varrho' = o$ gesetzt wird. Nach der Produktregel folgt durch Division beider Beziehungen $dQ/dm \cdot dV'/dV = \sqrt{\beta/\mu_o} = 1/2 \sqrt{3R_+/R_-}$ oder $dQ/dm = 1/2 \; dV/dV' \cdot \sqrt{3R_+/R_-}$. Wenn es gelingt dV/dV' aus den äquivalenten Niveauflächen F und F' des Vergleichs zu ermitteln, dann ist offensichtlich ein direkter Zusammenhang zwischen elektrischen und gravitativen Feldquellen hergestellt. Eine Divergenzbildung der zweiten Wirbelbeziehung aus 69 führt lediglich zur Quellenverteilung $\operatorname{div} \bar{\mu} = \omega (\sigma_o - \sigma)$ zurück, weil grundsätzlich $\operatorname{div} \bar{H} = o$ bleibt.

In der Beziehung $dQ/dm \cdot \sqrt{R_-/R_+} = 1/2 \cdot \sqrt{3} \cdot dV/dV'$ sind V und V' Volumina, welche von den sphärischen Niveauflächen der Feldverteilungen Q und m begrenzt sind. Wegen der sphärischen Symmetrie gilt also $dV = 4 \pi r^2 \, dr$ und $dV' = 4 \pi r'^2 \cdot dr'$, also $dV/dV' = \dfrac{r^2 \, dr}{r'^2 \, dr'}$. Die Niveaus beider Feldstrukturen werden dagegen beschrieben durch $Q(r) = 4 \pi \varepsilon_o U \cdot r$ und $m(r') = \psi \cdot r'$, wobei auf einer Niveaufläche jeweils $U = \text{const}(r)$ und $\psi = \text{const}(r')$ gilt. Variationen von Q und m liefern demnach auf derartigen Niveauflächen $dQ/dm = \left| \dfrac{U dr}{\psi dr'} \right| 4 \pi \varepsilon_o \cdot \varkappa = 1/2 \sqrt{3 R_+/R_-} \cdot \dfrac{r^2 \, dr}{r'^2 \, dr'}$, woraus das Verhältnis der Niveauflächen $r^2/r'^2 = 8 \pi \varepsilon_o \cdot \varkappa \cdot \sqrt{1/3 \, R_-/R_+} \cdot U/\psi = \text{const}$ eliminiert werden kann. Wegen dieser Konstanz auf den Niveauflächen gilt $r \sim r'$ und daher $V \sim V'$, was $dV/dV' = V/V' = \text{const}$, , beziehungsweise $dr/dr' = r/r' = \text{const}$ und damit auch

$dQ/dm = Q/m$ = const zur Folge hat. Weil $8\pi\,\varepsilon_o \cdot \gamma \cdot \sqrt{R_-/3R_+}$ = $= 1/4 \cdot \sqrt{\varepsilon_o/\alpha}$ und $U/\varphi \cdot \sqrt{\varepsilon_o/\alpha} = \sqrt{K/K'}$ einem Verhältnis von Wechselwirkungskräften entspricht, gilt $(2\,r/r')^2 = \sqrt{K/K'}$ oder $4 \cdot V/V' = r/r' \cdot \sqrt{K/K'}$. Zweifellos sind $K \cdot r = E$ und $K'\,r' = E'$ die Energien dieser Wechselbeziehungen, deren energetische Niveauflächendurchsätze $q \sim r\,E/V$ und $q' \sim r'\,E'/V'$ mit gleichen Proportionalitätsfaktor sind. Quadrierung von $4\,V/V' = r/r' \cdot \sqrt{K/K'}$ liefert $16\,(V/V')^2 = rE/r'E' = q/q' \cdot V/V'$, also $16\,V/V' = q/q'$. Der Energiedurchsatz einer Niveaufläche muß mit dem Normalenvektor dieser Fläche gleichorientiert sein, so daß $\bar{q} = \bar{r}_o \cdot q$ und $\bar{q}' = \bar{r}'_o \cdot q'$ gilt. Da $\bar{r} \parallel \bar{r}'$ is, muß auch $\bar{q} \parallel \bar{q}'$ sein. Bei dieser Energie handelt es sich aber bei $\bar{q}$ um ein mit c, aber bei $\bar{q}'$ um ein mit ω fortschreitendes Feld, so daß $\bar{q} \cdot c$ und $\bar{q}' \cdot \omega$ die Niveauflächendichten zeitlicher Energieflüsse sind, deren Zeitintegrale gemäß $\bar{\varkappa} = c \cdot \int \bar{q}\,dt$ und $\bar{\varkappa}' = \omega \cdot \int \bar{q}'\,dt$ ponderomotorische Kräfte dieser Energieflüsse darstellen, für welche ebenfalls $\bar{\varkappa} \parallel \bar{\varkappa}'$ gelten muß. Da immer $16\,V/V' = q/q' = $ const ist, muß neben $q \sim q'$ auch $\bar{\varkappa} \sim \bar{\varkappa}'$ sein. Werden die Dichten dieser beiden Kräfte auf das Volumen des Q - Systems bezogen, dann gilt $\bar{\xi} = d\bar{\varkappa}/dV$ und $\bar{\xi}' = d\bar{\varkappa}'/dV$, sowie $\bar{\xi} \sim \bar{\xi}'$ und auch $\dot{\bar{\xi}} \sim \dot{\bar{\xi}}'$. Da es sich bei diesen beiden Größen wiederum um eine Feldwechselbeziehung gravitativ-elektromagnetischen Art handeln muß, kann immer $\dot{\bar{\xi}} = \operatorname{grad} \dot{\phi}$ und $\dot{\bar{\xi}}' = \operatorname{grad} \dot{\phi}$ erreicht werden, so daß das System 69 a anwendbar ist. Nach der telektronischen Beziehung gilt $\dot{\bar{\xi}} = \operatorname{grad} \dot{\phi} = \operatorname{rot}\operatorname{rot} W$; $\operatorname{rot}\operatorname{rot} \bar{E} \times \bar{H}$ und hierin kann wegen $\dot{\bar{\xi}}' = \operatorname{grad} \dot{\phi}$ mit der kontrabarischen Beziehung $\dot{\bar{\xi}}' = \operatorname{rot}\operatorname{rot} \bar{E} \times \bar{H}$ zu $\dot{\bar{\xi}} = \operatorname{rot}\operatorname{rot} W$; $\dot{\bar{\xi}}'$ substituiert werden. Wegen $\dot{\bar{\xi}} \sim \dot{\bar{\xi}}'$ muß daher auch $\operatorname{rot}\operatorname{rot} W$; $\dot{\bar{\xi}}' = A\,\dot{\bar{\xi}}'$ sein, wenn A ein Properdionalitätsfaktor ist. $\operatorname{rot}\operatorname{rot} W$ beschreibt einen nichtdimensionierten Operator, welcher ein Wirbelfeld darstellt. Es muß also auch $\operatorname{rot}\operatorname{rot} W$; $\dot{\bar{\xi}}'$, dem Azimut α und dem Höhenwinkel ϑ in den Intervallen $o \leq \alpha \leq 2\pi$ und $o \leq \vartheta \leq \pi$ auf einer Niveaufläche direkt proportional sein, weil $\dot{\bar{\xi}}' = \text{const.}\,(\alpha, \vartheta)$ beschreiben muß, was nur durch $\operatorname{rot}\operatorname{rot} W$; $\dot{\bar{\xi}}' \sim \alpha \cdot \vartheta\,\dot{\bar{\xi}}'$ erreicht werden kann. Vergleich mit $\operatorname{rot}\operatorname{rot} W$; $\dot{\bar{\xi}}' = A\,\dot{\bar{\xi}}'$ liefert für A als einzige Möglichkeit $A = a \cdot \alpha \cdot \vartheta$, wobei a ein noch unbekannter

$dQ/dm = Q/m =$ const zur Folge hat. Weil $8\pi\varepsilon_o \cdot \varkappa \cdot \frac{\sqrt{R_-}}{3R_+} = 1/4 \cdot \sqrt{\varepsilon_o/\alpha}$ und $U/\varphi \cdot \sqrt{\varepsilon_o/\alpha} = \sqrt{K/K'}$ einem Verhältnis von Wechselwirkungskräften entspricht, gilt $(2\,r/r')^2 = \sqrt{K/K'}$ oder $4 \cdot V/V' = r/r' \cdot \sqrt{K/K'}$. Zweifellos sind $K \cdot r = E$ und $K'\,r' = E'$ die Energien dieser Wechselbeziehungen, deren energetische Niveauflächendurchsätze $q \sim r\,E/V$ und $q' \sim r'\,E'/V'$ mit gleichen Proportionalitätsfaktor sind. Quadrierung von $4\,V/V' = r/r' \cdot \sqrt{K/K'}$ liefert $16\,(V/V')^2 = rE/r'E' = q/q' \cdot V/V'$, also $16\,V/V' = q/q'$. Der Energiedurchsatz einer Niveaufläche muß mit dem Normalenvektor dieser Fläche gleichorientiert sein, so daß $\bar{q} = \bar{r}_o \cdot q$ und $\bar{q}' = \bar{r}'_o \cdot q'$ gilt. Da $\bar{r} \parallel \bar{r}'$ is, muß auch $\bar{q} \parallel \bar{q}'$ sein. Bei dieser Energie handelt es sich aber bei $\bar{q}$ um ein mit c, aber bei $\bar{q}'$ um ein mit ω fortschreitendes Feld, so daß $\bar{q} \cdot c$ und $\bar{q}' \cdot \omega$ die Niveauflächendichten zeitlicher Energieflüsse sind, deren Zeitintegrale gemäß $\bar{\varkappa} = c \cdot \int \bar{q}\,dt$ und $\bar{\varkappa}' = \omega \cdot \int \bar{q}'\,dt$ ponderomotorische Kräfte dieser Energieflüsse darstellen, für welche ebenfalls $\bar{\varkappa} \parallel \bar{\varkappa}'$ gelten muß. Da immer $16\,V/V' = q/q' =$ const ist, muß neben $q \sim q'$ auch $\bar{\varkappa} \sim \bar{\varkappa}'$ sein. Werden die Dichten dieser beiden Kräfte auf das Volumen des Q - Systems bezogen, dann gilt $\bar{\xi} = d\bar{\varkappa}/dV$ und $\bar{\xi}' = d\bar{\varkappa}'/dV$, sowie $\bar{\xi} \sim \bar{\xi}'$ und auch $\dot{\bar{\xi}} \sim \dot{\bar{\xi}}'$. Da es sich bei diesen beiden Größen wiederum um eine Feldwechselbeziehung gravitativ-elektromagnetischen Art handeln muß, kann immer $\dot{\bar{\xi}} = \operatorname{grad} \dot{\phi}$ und $\dot{\bar{\xi}}' = \operatorname{grad} \dot{\varphi}$ erreicht werden, so daß das System 69 a anwendbar ist. Nach der telektronischen Beziehung gilt $\dot{\bar{\xi}} = \operatorname{grad} \dot{\phi} = \operatorname{rot}\operatorname{rot} W$; $\operatorname{rot}\operatorname{rot} \bar{E} \times \bar{H}$ und hierin kann wegen $\dot{\bar{\xi}}' = \operatorname{grad} \dot{\varphi}$ mit der kontrabarischen Beziehung $\dot{\bar{\xi}}' = \operatorname{rot}\operatorname{rot} \bar{E} \times \bar{H}$ zu $\dot{\bar{\xi}} = \operatorname{rot}\operatorname{rot} W$; $\dot{\bar{\xi}}'$ substituiert werden. Wegen $\dot{\bar{\xi}} \sim \dot{\bar{\xi}}'$ muß daher auch $\operatorname{rot}\operatorname{rot} W$; $\dot{\bar{\xi}}' = A\,\dot{\bar{\xi}}$ sein, wenn A ein Proportionalitätsfaktor ist. $\operatorname{rot}\operatorname{rot} W$ beschreibt einen nichtdimensionierten Operator, welcher ein Wirbelfeld darstellt. Es muß also auch $\operatorname{rot}\operatorname{rot} W$; $\dot{\bar{\xi}}'$ dem Azimut α und dem Höhenwinkel ϑ in den Intervallen $o \leqq \alpha \leqq 2\pi$ und $o \leqq \vartheta \leqq \pi$ auf einer Niveaufläche direkt proportional sein, weil $\dot{\bar{\xi}}' = \text{const.}\,(\alpha, \vartheta)$ beschreiben muß, was nur durch $\operatorname{rot}\operatorname{rot} W$; $\dot{\bar{\xi}}' \sim \alpha \cdot \vartheta\,\dot{\bar{\xi}}'$ erreicht werden kann. Vergleich mit $\operatorname{rot}\operatorname{rot} W$; $\dot{\bar{\xi}}' = A\,\dot{\bar{\xi}}'$ liefert für A als einzige Möglichkeit $A = a \cdot \alpha \cdot \vartheta$, wobei a ein noch unbekannter

Zahlfaktor ist. Einsetzen von rot rot W ; $\dot{\xi}' = a\,\alpha\,\sim\,\dot{\xi}'$ in $\dot{\xi}$ = rot rot W ; $\dot{\xi}'$ liefert dann $\dot{\xi} = a\,\alpha\,\sim\,\dot{\xi}' \sim \dot{\xi}'$, was was partiell nach α und $\sim$ differenzierbar ist. Wegen der Ver - tauschbarkeit der Differentiationen ergibt sich mit der Kürzung $\bar{\kappa} = \frac{\partial^2 \bar{\kappa}}{\partial\alpha\,\partial\sim}$ die räumlich integrierbare Form $d\dot{\bar{\kappa}}/dV = a\,\dot{\xi}'$, oder integriert $\dot{\bar{\kappa}} = a\,\dot{\bar{\kappa}}' + \bar{B}$. Für V = o ist offensichtlich immer $\dot{\bar{\kappa}}\,(o) = \dot{\bar{\kappa}}'\,(o) = \bar{o}$, was $\bar{B} = \bar{o}$ festlegt. Ganz entsprechend muß auch $\bar{\kappa}\,(t = o) = \bar{\kappa}'\,(t = o) = \bar{o}$ folgen ,so daß aus $\dot{\bar{\kappa}} = a\,\dot{\bar{\kappa}}'$ nach Zeitintegration $\bar{\kappa} = a\,\bar{\kappa}'$ wird. In dieser Beziehung beschreibt $\bar{\kappa}$ die partielle Änderung der durch den elektromagnetischen Energiefluß (in der räumlichen Gravitationsfeldverteilung) verursachten Kraft mit Azimut-und Höhenwinkel, während $\bar{\kappa}'$ die Kraftwirkung des gravitativen Energieflusses in der gleichen Feldverteilung ist. Da $\dot{\xi}' = \text{const}\,(\alpha, \sim)$ ist, muß auch $\bar{\kappa}' = \text{const}\,(\alpha, \sim)$ sein, so daß $\bar{\kappa} = a\,\bar{\kappa}'$ längs der Intervalle von α und $\sim$ gemäß $\bar{\kappa} = a \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \bar{\kappa}'\,d\alpha\,d\sim =$ $= 2\pi^2\,a\,\bar{\kappa}'$ integrierbar ist. Einsetzen der Zeitintegrale $\bar{\kappa} = \int \bar{q}\,c\,dt$ und $\bar{\kappa}' = \int \bar{q}'\,\omega\,dt$ mit anschließender Zeitdifferentation liefert dann $\bar{q}\,c = 2\pi^2\,a\,\bar{q}\,\omega$. Berücksichtigung von $\bar{q} \parallel \bar{q}'$ und $3\,\omega = 4\,c$ liefert $3\,q/q' = 8\pi^2\,a$ als Substitution in V/V' . Einsetzen in 16 V/V' = Q/q' ergibt also $V/V' = a \cdot \pi^2/6$, womit wiederum in $Q/m \cdot \sqrt{R_-/R_+} = 1/2 \cdot \sqrt{3} \cdot V/V'$ substituiert werden kann. Diese Substitution ergibt also das einfache Theorem $Q/m \cdot \sqrt{R_-/R_+} = a \cdot \frac{\pi^2 \cdot \sqrt{3}}{12} = a\pi^2/4 \cdot \sqrt{3}$ oder

$$4\,Q\,\sqrt{3R_-} = a\,\pi^2\,m\,\sqrt{R_+} \qquad \text{69b.}$$

In dieser Beziehung wird also eine feldartige elektrische Ladungsverteilung Q von latentem Charakter innerhalb einer räumlichen Gravitationsfeldverteilung unmittelbar durch die gravitative Feldquelle m ausgedrückt. Es liegt die Vermutung nahe, daß 69 b der tiefere Hintergrund für die aus 69 hergeleitete Proportionalität zwischen magnetischer Horizontalintensität H_h Drehimpulsdichte, $\eta = mr^2\Omega/V = 3m\Omega/4\pi r$ und cos φ des Breitengrades φ in der Form $H_h \sim \eta \cos\varphi$ einer mit Ω rotierenden kugelförmigen (r) Masse m chne elektrische Ladungs- und Feldverteilung ist.

Nach dieser eindeutigen Linearisierung 69 erscheint wiederum

das Problem einer Synthese der $R_{\pm 4}$ zum R_4 ; denn sowohl 68 als auch 69 sind durch eine Trennung der Zeitkoordinate vom R_3 gekennzeichnet. Tatsächlich ist aber der R_{+4} das Tensorium gravitativer und der R_{-4} das jenige elektromagnetisch-materieller Prozesse, welche aber nach 68 und 69 stets miteinander korrelieren, so daß ein einheitlicher R_4 existent sein muß. Eine allgemeine Koordinatentransformation zwischen den $R_{\pm 4}$ über dem gleichen algebraischen Körper ist nicht möglich, doch kann eine nichteuklidische Strukturasynthesis der Somawelt versucht werden, welche eine koordinatenunabhängige Präzisierung der in Gleichung 68 zusammengefaßten Mesofeldgleichungen ermöglicht. Dies wiederum würde als Mesofeldtheorie eine elektromagnetisch-gravitative Korrelationstheorie und damit eine allgemeine Wechselwirkungstheorie der Materiefeldquanten gestatten, wenn zuvor noch eine quantendynamische Fassung der strukturellen Mesofeldgleichungen ermöglicht werden kann.

Kapitel IV

DIE MESOBARISCHE STRUKTURSYNTHESIS

1.) Der mesobarische Korrelationstensor.

Mit 69 können die Quellen und Feldwirbel in 68 substituiert werden. Auf diese Weise entstehen vier in den Feldgrößen quadratische Differentialgleichungen, welche die vier Feldvektoren als Raumzeitstrukturen durch die Koordinaten des R_3, t, sowie die Quellen σ_o, σ und ς ausdrücken. Die Raumzeitstruktur selber muß dabei durch diese Quellen versursacht werden. Zwar besteht die Möglichkeit $\sigma_o = o$ und $\varsigma = o$, doch ist immer $\sigma \neq o$, wenn überhaupt ein Feldzustand definiert ist. Nach 10 entspricht aber σ immer der Dichte freier Feldenergie, so daß die vier Feldvektoren nur verschiedene Strukturzustände dieser einheitlichen Feldenergie sein können, welche entweder als $\bar{\Gamma}$ und $\bar{\mu}$ im R_{+4} oder als $\bar{E}$ und $\bar{H}$ im R_{-4} definiert sind. Wegen der Paarbildung ponderabler Feldquanten aus Imponderablen, muß angenommen werden, daß auch σ_o und ς solche durch σ bestimmte Strukturzustände im R_{-4} sind, was durch 69 b verifiziert ist. In den $R_{\pm 4}$ sind also jeweils spezielle Zustände der einheitlichen Raumzeitstruktur als Feldgrößen gegeben, welche aber stets miteinander korrelieren. Das gesamte einheitliche Strukturfeld kann jedoch nur in einem Korrelationsbereich R_4 beschrieben werden, welcher die $R_{\pm 4}$ als euklidische Somawelten impliziert. Diese eigentliche Somawelt R_4 könnte auch als mesobarischer Korrelationsbereich bezeichnet werden, weil hier Korrelation gravitativer und elektromagnetisch-materieller Feldzustände erfolgt. Die Struktursynthesis zum R_4 muß also zu einer einheitlichen Strukturtheorie aller überhaupt möglichen Feldzustände führen.

Ein durch ein Gravitationsfeld definiertes Materiefeldquant des $R_{\pm 3}$ ist hinsichtlich des Materiefeldes im komplexen R_{-4} und

hinsichtlich seines Gravitationsfeldes im reellen R_{+4} beschrieben und muß in Bezug auf seine in den $R_{\pm 4}$ liegenden Bestimmungsstücke gegen $\hat{A}_{\pm}$, aber hinsichtlich seines einheitlichen Korrelationssystems im R_4 ($R_{\pm 4}$) gegenn $\hat{B}$ invariant sein. Diese Invarianz bezieht sich jedoch nur auf gleichberechtigte Inertialsysteme. Da $\hat{B}$ unitär ist, könnte daraus geschlossen werden, daß auch der noch unbekannte R_4 algebraisch komplexer Natur ist. Zur Beschreibung der Korrelation zwischen diesen Materie- und Gravitationsfeldanteilen des Quants werden zwei raumzeitliche Koordinatensysteme in den $R_{\pm 4}$ notwendig, die aber niemals zur Deckung gebracht werden können, weil die Niveauflächen eines Gravitationsfeldes Geschwindigkeitspotentiale darstellen und diese Geschwindigkeiten nach $\hat{B}$ komplexe Koordinatendrehungen ψ verursachen. Die Koordinaten in den $R_{\pm 4}$ sind demnach gegeneinander verdreht, so daß $(\bar{e}_{\pm i} \cdot \bar{e}_{\mp k})_4 \neq \hat{E}$ kein normiertes Orthogonalsystem mehr ist. Es besteht jedoch die Möglichkeit ein cartesisches Koordinatensystem zu verwenden, auf welches eine nichteuklidische deformierte raumzeitliche Somawelt bezogen wird. In diesem Fall wäre wegen des nichteuklidischen Charakters zwischen ko- und kontravarianten Koordinaten x_i beziehungsweise $x^{\underline{i}}$ zu unterscheiden. Da alle Größen auf diese cartesischen Koordinaten bezogen werden sollen, sind die Feldgrößen aus Gleichung 68 Funktionen der $x^{\underline{i}}$. Stets müssen die x_k des R_3 reell zählen, doch ist $\hat{B}$ unitär, und diese Unitarität äußert sich nur in der zeitlichen Matrizenränderung, nicht aber im räumlichen Abschnitt. Hieraus wäre zu schließen, daß für $x_4 \neq o$ stets $\mathrm{Im}\, x_4 \neq o$ bleibt, das heißt, die unbekannte Zeitdimension des R_4 kann nur komplex oder imaginär, in keinem Fall aber reell zählen. Für das algebraische Verhalten der R_4 - Koordinaten muß also $x_k = x_k^{\times}$ mit $1 \leq k \leq 3$ des R_3 aber $x_4 \neq x_4^{\times}$ gefordert werden. Die Mesofeldgleichungen 68 gelten nur, wenn die ganz speziellen Koordinaten $\bar{\eta}_{\pm k} = \bar{e}_{\pm k} \cdot \eta_{\pm k}$ verwendet werden und wenn der Korrelationsbereich zwischen den $R_{\pm 4}$ durch ein normiertes Orthogonalsystem $\bar{e}_{\pm i} \cdot \bar{e}_{\mp k} \approx \delta_{ik}$ nach 68 a approximiert werden kann. Tatsächlich ist aber die Somawelt R_4 der eigentliche Korrelationsbereich, welcher die Wechselbeziehungen zwischen den

Strukturen der $R_{\pm 4}$ vermittelt, so daß 68 unter der Voraussetzung 68 a nicht zur einheitlichen Beschreibung des durch $\sigma \neq o$ bedingten Strukturzustandes des R_4 ausreicht. Exakt ist aber $(\bar{e}_{\pm i} \cdot \bar{e}_{\mp k})_4 = \hat{\alpha} \neq \hat{E}$ im Gegensatz zu 68 a und die phänomenologischen Feldgrößen sind Fuktionen der cartesischen kontravarianten Koordinaten $x^i_{\pm}$, welche im Korrelationsbereich R_4 der beiden Somawelten $R_{\pm 4}$ aufgespannt sind. Damit sind aber auch die Elemente von $\hat{\alpha}$ und die $\eta_{\pm k}$ Funktionen dieser Koordinaten. Die Metrik $d s^2$ des R_4 wird dann im Gegensatz zur Metrik $d s^2_{\pm} = \sum_{k=1}^{4} d\eta^2_{\pm k}$ des $R_{\pm 4}$ durch eine quadratische Form bestimmt, welche sowohl im R_{+4} als auch im R_{-4} gilt. Die einzig mögliche Form einer Metrik des Korrelationsbereichs R_4, die also sowohl im R_{+4} als auch im R_{-4} existiert und dabei doch eine homogenquadratische Form bleibt, ist das Quadrat des geometrischen Mittels der beiden Differentiale $d \bar{s}_{\pm}$ nämlich $d s^2 = d \bar{s}_+ \, d \bar{s}_-$ mit $d \bar{s}_+ = \sum_{k=1}^{4} d \bar{\eta}_{\pm k}$.

Es ist $d s^2 = \sum_{l,m=1}^{4} d \bar{\eta}_{+l} \, d \bar{\eta}_{-m} = \sum_{l,m=1}^{4} \alpha_{l,m} \cdot d \eta_{+l} \cdot d \eta_{-m}$ und hierin wird wegen $\eta_{\pm j} \; (x^i_{\pm})^4_1$ allgemein $d \eta_{\pm j} = \sum_{i=1}^{4} \frac{\partial \eta_{\pm j}}{\partial x^i_{\pm}} \, d x^i_{\pm}$, was eingesetzt $d s^2 =$

$$= \sum_{l,m=1}^{4} \alpha_{l,m} \sum_{i,k=1}^{4} \frac{\partial \eta_{+l}}{x^i_{\pm}} \frac{\eta_{-m}}{x^k_{\pm}} \cdot d x^i_{\pm} \, d x^k_{\pm} =$$

$$= \sum_{i,k=1}^{4} g_{ik} \cdot d x^i_{\pm} \cdot d x^k_{\pm} \quad \text{mit} \quad g_{ik} = \sum_{l,m=1}^{4} \alpha_{l,m} \cdot \frac{\partial \eta_{+l}}{x^i_{\pm}} \cdot \frac{\eta_{-m}}{x^k_{\pm}}$$

ergibt. Die $g_{i,k} = g_{i,k} \; (x^l_{\pm})^4_1$ bilden demnach ein metrisches Korrelationsfeld, das heißt, die Metrik im R_4 ist wegen $g_{ik} \neq \delta_{i,k}$ nicht euklidisch. Zur Kürzung wird

$\sum_{i,k=1}^{4} A_{ik} \cdot x^i_{\pm} \, x^k_{\pm} = A_{i,k} \, x^i_{\pm} \, x^k_{\pm}$ eingeführt; denn immer wenn in einem Produkt ein Index zweimal (ko- und kontravariant) auftritt, wird über diesem Index die Summe der vier Dimensionen des R_4

gebildet. Liegt eine andere Summationsgrenze als 4 vor, so soll das Summationszeichen verwendet werden. Die Metrik des Korrelationsbereiches kann demnach in die Form $d s^2 = g_{i,k} \, dx^i_{-} \, d x^k_{-}$ gebracht werden, worin nur für $\hat{\alpha} \rightarrow \hat{E}$ im Fall der speziellen Koordinatenwahl geodätischer Koordinaten die $g_{i,k} \sim \delta_{i,k}$ werden. Im allgemeinen ist aber diese Forderung nur eine Approximation; denn wegen der Natur eines jeden, ein Materiefeldquant definierenden Gravitationsfeldes als Niveauflächen Geschwindigkeitspotentiale zu haben und wegen der Eigenschaft von B, daß diese Geschwindigkeitspotentiale komplexe Koordinatendrehungen der $R_{\pm 4}$ verursachen, sind grundsätzlich die $g_{i,k} \neq \delta_{i,k}$ und außerdem funktional von den kartesischen x^1_{-} des Korrelationsbereiches R_4 abhängig. Da alle mit $d s^2$ verträglichen Koordinatentransformationen der x^i_{-} zu quadratischen Formen der Art $g_{i,k} \cdot d x^i_{-} \cdot d x^k_{-}$ führen, bilden die metrischen Koeffizienten $g_{i,k}$ des Korrelationsbereiches die Komponenten eines metrischen Fundamentaltensors ${}^2\bar{g}$, der als mesobarischer Korrelationstensor bezeichnet werden soll; denn die metrische Struktur ${}^2\bar{g}$ des R_4 wird durch die Korrelation der gravitativen und elektromagnetischen Strukturen der $R_{\pm 4}$, nämlich die phänomenologischen Feldgrößen bestimmt.

In einem gravitativ-materiellen System, dessen dreidimensionale Projektion nicht nur im R_{-4} (elektromagnetisch) sondern auch im R_{+4} (gravitativ) hängt, erfolgt die Korrelation zwischen der gravitativen und elektromagnetischen Struktur in einem nichteuklidischen Korrelationsbereich desssen metrischer Fundamentaltensor teils durch elektromagnetische und teils durch gravitative Strukturgrößen bestimmt wird. Dieser mesobarische Tensor ${}^2\bar{g}$ vermittelt also die Korrelation, welche durch die approximierten Mesofeldgleichungen 68 und die Linearform 69 angedeutet wird und zwar derart, daß diese Gleichungen nur für ${}^2\bar{g} = {}^2\bar{E}$ exakt gelten. Die Problemstellung lautet also: Eine mesobarische Strukturesynthesis der Somawelt ist mit ${}^2\bar{g} \neq {}^2\bar{E}$ so durchzuführen, daß ein System tensorieller Differentialgleichungen für die Komponenten von ${}^2\bar{g}$ entsteht, welches eine einheitliche Beschreibung aller Feldzustände und ihrer Korrelationen als Strukturzustände des R_4 beschreibt. Dieser tensorielle Formalismus ist schließlich so zu fassen, daß er dem allgemeinen Quantisierungsprinzip unterworfen und seine Gültigkeit in den mikromaren Bereich erstreckt werden kann. Zuvor ist jedoch eine Symmetrieuntersuchung erforderlich. Zwar ist definitionsgemäß $\hat{\alpha} = \hat{\alpha}^{\times}$ wegen der Kommutati-

vität skalarer Produkte symmetrisch, doch bleibt

$$\sum_{l,m=1}^{4} \alpha_{l,m} \; \partial\eta_{+l}/\partial x_{\pm}^{i} \cdot \partial\eta_{-m}/\partial x_{\pm}^{k} \neq \sum_{l,m=1}^{4} \alpha_{l,m} \cdot$$

$$\cdot \; \partial\eta_{+l}/\partial x_{\pm}^{k} \cdot \partial\eta_{-m}/\partial x_{\pm}^{i} \quad , \text{ was } g_{i,k} \neq g_{k,i} \text{ , also } {}^{2}\bar{g} \neq {}^{2}\bar{g}^{\times}$$

zur Folge hat. Wegen des Tensorcharakters von ${}^{2}\bar{g}$ ermöglicht dies aber die Spaltung ${}^{2}\bar{g} = {}^{2}\bar{g}_{+} + {}^{2}\bar{g}_{-}$ in einen hermiteschen Anteil ${}^{2}\bar{g}_{+} = {}^{2}\bar{g}_{+}^{\times}$ und einen antihermiteschen Anteil ${}^{2}\bar{g}_{-} = - {}^{2}\bar{g}_{-}^{\times}$. In der Metrik, also der homogenquadratischen Differentialform müssen sich die antihermiteschen Terme wegen der Summation kompensieren. Auch zeigt die Entstehung dieser Metrik, daß der Fundamentaltensor ${}^{2}\bar{g} \; (x_{\pm}^{k})_{1}^{4}$ von den Koordinaten des Argumentbereiches R_4 abhängt und somit ein raumzeitliches Tensorfeld ist. Dieser Sachverhalt wird beschrieben durch

$$d s^2 = g_{+i,k} \, d x_{\pm}^{i} \, d x_{\pm}^{k} = \sum_{i,k=1}^{4} g_{+ik} \, d x_{\pm}^{i} \, d x_{\pm}^{k} \quad ,$$

$${}^{2}\bar{g} \; (x_{\pm}^{k})_{1}^{4} = {}^{2}\bar{g}_{+} + {}^{2}\bar{g}_{-} \neq {}^{2}\bar{g}^{\times} \quad , \quad x_j = x_j^{\times} \quad ,$$

$$1 \leq j \leq 3 \quad , \quad x_4 \neq x_4^{\times} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 70.$$

Wegen der Relativität zwischen Ko- und Kontravarianz kann man auch von den Transformationen $\eta_{\pm k} \; (x_i)_{1}^{4}$ ausgehen, was zu den kontravarianten Tensorkomponenten

$$g^{\underline{\underline{ik}}} = \sum_{l,m=1}^{4} \alpha_{l,m} \; \partial\eta_{+l}/\partial x_i \cdot \partial\eta_{-m}/\partial x_k$$

und zur Metrik $d s^2 = g^{\underline{\underline{ik}}} \, d x_i \, dx_k$ führt. Auch für die kontravarianten Komponenten gilt $g^{\underline{\underline{ik}}} \neq g^{\underline{\underline{ki}}}$, also $g^{\underline{\underline{ik}}} = g_{+}^{\underline{\underline{ik}}} + g_{-}^{\underline{\underline{ik}}}$ und $d s^2 = g_{+}^{\underline{\underline{ik}}} \, d x_i \cdot d x_k$ wegen $g_{-}^{\underline{\underline{ik}}} = - g_{-}^{\underline{\underline{ki}}}$. Es bleibt eine Frage der Zweckmäßigkeit, ob die ko- oder kontravariante Form von ${}^{2}\bar{g}$ verwendet wird. Es kommt darauf an, die mesobarische Korrelation durch dieses metrische Feld zu beschreiben. Aus Gleichung 70 geht hervor, daß die Abweichung der durch ${}^{2}\bar{g}$ bestimmten natürlichen Metrik des Korrelationsbereiches R_4 von einem euklidischen Bereich durch den Unterschied zwischen ${}^{2}\bar{g}$ und dem Einheitstensor bedingt wird. Die allgemeine mesobarische Korrelationsmetrik ist wegen ${}^{2}\bar{g} \neq {}^{2}\bar{g}^{\times}$ nicht hermitesch. Erst für ${}^{2}\bar{g}_{-} = {}^{2}\bar{o}$ kennzeichnet ${}^{2}\bar{g} = {}^{2}\bar{g}_{+}$

ein hermitesches beziehungsweise symmetrisches Feld einer Riemann' - schen Metrik und diese Metrik wird nach weiterer Approximation ${}^2\bar{g}_+ = [\lambda_i \delta_{ik}]_4 = \text{const.}$ zu einer elliptischen, parabolischen oder hyperbolischen Metrik, welche im indefiniten Fall $\lambda_i = +1$, $\lambda_k = -1$ pseudoeuklidisch und im positiv- oder negativdefiniten Fall euklidisch wird. Ein euklidischer R_4 liegt also für ${}^2\bar{g} = {}^2\bar{E}$ vor. Die $R_{\pm 4}$ der gravitativen und elektromagnetischen Strukturen bilden also eine euklidische und eine pseudoeuklidische Somawelt, welche die korrelative Somawelt R_4 tangieren. Von jedem Berührungspunkt einer solchen Tangentialwelt mit der R_4 geht also ein Büschel von Richtungslinien aus, welches zu einem Büschel von Raumzeitvektoren im R_4 gehören. In den beiden Tangentialwelten $R_{\pm 4}$ gilt demnach für die homogen-linearen Koordinatentransformationen nach Art von $\hat{\underline{A}}_{\pm}$ beziehungsweise $\hat{\underline{B}}$ im Fall ko- oder kontravarianter Koordinatensysteme C und C' , wenn die Summationsregel zur Kürzung verwendet wird: $x'^{\underline{i}} = \beta^{\underline{i}}_{m} \; x^{\underline{m}}$, $x^{\underline{m}} = \alpha^{\underline{m}}_{i} \; x'^{\underline{i}}$ und kovariant $x_k = \beta^{\underline{l}}_{k} \; x'_l$ beziehungsweise $x'_l = \alpha^{\underline{k}}_{l} \; x_k$, wobei für die konstanten gemischtvarianten Coëffizienten $\alpha^{\underline{m}}_{i} = \text{const.}$ und $\beta^{\underline{l}}_{m} = \text{const}$ die Relation $\alpha^{\underline{m}}_{i} \cdot \beta^{\underline{l}}_{m} = \delta_{i,l}$ gilt. Diese homogen linearen Transformationen können auch in dem $R_{\pm 4}$, also für ${}^2\bar{g} = {}^2\bar{E}$ angewendet werden. Ist ${}^2\bar{g}$ ein von ${}^2\bar{E}$ verschiedenes metrisches Feld, so gelten homogen lineare Transformationen nur für die Koordinatendifferentiale und die gemischtvarianten Koëffizienten werden, wegen des Feldcharakters von ${}^2\bar{g} \neq {}^2\bar{E}$ zu Funktionen dieser Koordinaten, derart, daß im R_4 wegen ${}^2\bar{g}$ die allgemeinen Transformationen $x'^{\underline{i}} (x^{\underline{l}})^4_1$, beziehungsweise $x'_i \; (x_1)^4_1$ und ihre eindeutig Inversen zu Integralen werden, deren Natur nicht linear ist. Aus den totalen Differentialen dieser allgemeinen Transformationen können dann, weil im infinitesimalen Bereich die Linearität trotz ${}^2\bar{g}$ erhalten bleibt, die gemischtvarianten Koëffizienten als partielle Differentialquotienten ermittelt werden. Dieser Infinitesimalprozeß liefert $\alpha^{\underline{m}}_{i} = \partial x^{\underline{m}} / \partial x'^{\underline{i}}$, $\beta^{\underline{i}}_{m} = \partial x'^{\underline{i}} / \partial x^{\underline{m}}$ aus $d\,x^{\underline{m}} = \alpha^{\underline{m}}_{i} \; d\,x'^{\underline{i}}$ und $d\,x'^{\underline{i}} = \beta^{\underline{i}}_{m} \; dx^{\underline{m}}$. Mit Hilfe dieser Transformationen kann ein beliebiges gemischtvarian-

tes Tensorfeld vom Grade m, welches in irgendeinem abstrakten Raum aufgespannt ist, dessen Dimensionszahl mindestens gleich m sein muß, von einem Koordinatensystem in ein anderes transformiert werden, wenn der abstrakte Raum zusätzlich durch ein beliebiges metrisches Fald deformiert ist. Ist der gemischtvariante Tensor ${}^{m}\overline{T}$ in n Indizes kontra- und in m - n Indizes kovariant, so ergibt sich für seine Koordinatentransformation

$$T'^{\underline{i_1 \cdots i_n}}_{i_{n+1} \cdots i_m} = \sum_{k_1 \cdots k_m} \prod_{\gamma=1}^{n} \partial x^{\underline{i_\gamma}} / \partial x'^{\underline{k_\gamma}} \prod_{\mu=n+1}^{m} \partial x'^{\underline{k_\mu}} / \partial x^{\underline{i_\mu}} \; T^{\underline{k_1 \cdots k_n}}_{k_{n+1} \cdots k_m} ,$$

wenn die Umkehrungen der Koordinatentransformationen nach den algebraischen Gesetzen gemischtvarianter Tensoren für die kovarianten Indizes verwendet werden. Auch können mit den ko- oder kontravarianten Komponenten von ${}^{2}\overline{g}$ die Varianzstufen der Tensoren verändert werden. Allgemein gilt $T^{\underline{\cdots}}_{\cdots i \cdots} \; g^{\underline{ik}} = T^{\cdots \underline{k} \cdots}_{\cdots}$ und umgekehrt $T^{\cdots \underline{i} \cdots}_{\cdots} \; g_{ik} = T^{\underline{\cdots}}_{\cdots k \cdots}$ und dieses Gesetz gilt für beliebige Tensorgrade beliebiger Varianzstufen. Es liegt in der Natur ko- und kontravarianter Koordinatensysteme, daß immer $g_{ik} g^{\underline{il}} = \delta^{\underline{l}}_{k}$ oder $g_{ki} \cdot g^{\underline{il}} = \delta^{\underline{l}}_{k}$ zu einem gemischtvarianten Einheitselement wird, was im Fall des hermiteschen Anteils zu $g_{+i,k} \cdot g^{\underline{il}}_{+} = \delta_{k,l}$ wird. In der mesobarischen Korrelationswelt R_4 sind alle eineindeutigen Koordinatentransformationen zulässig, die den quadratischen Charakter der Metrik 70 invariant lassen, das heißt, nach dem Trägheitsgesetz quadratischer Formen sind zumindest die Komponenten des hermiteschen Anteils von ${}^{2}\overline{g}$ an die Determinantenbedingungen

$$|g_{+ik}|_\gamma \neq 0 \, , \; 1 \leq \gamma \leq 4 \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 70a$$

gebunden, was die Regularität der Transformationen einschließt. Durch die Darstellbarkeit der Relativbewegungen und die Abhängigkeit von $\hat{\alpha} = (\bar{e}_{\pm i} \cdot \bar{e}_{\mp k})_4 \neq \hat{E}$ von der momentanen Relativgeschwindigkeit, welche wiederum im ruhenden materiellen System durch Gravitationsfeld niveaus (elektromagnetische Feldquelle der Gravitation) dargestellt werden kann, wurde die Einführung des mesobarischen Korrelationstensors ${}^{2}\overline{g} \neq {}^{2}\overline{g}^{\times}$ notwendig, der wegen der Feldeigenschaft ${}^{2}\overline{g}\,(x^{\underline{i}}_{-})^{4}_{1}$ die Existenz eines metrisch von den $R_{\pm 4}$ abweichenden Korrelations-

bereiches R_4 fordert. Die $R_{\pm 4}$ mit ${}^2\bar{g} = {}^2\bar{E}$ erscheinen dann metrisch als tangentiale Somawelten, welche durch die mesobarische Korrelationsstruktur R_4 in einer metrischen Wechselbeziehung stehen. Ähnlich wie $\hat{\underline{B}}$ eine Somasynthesis der Gruppen und Tensoren im Fall gleichberechtigter Inertialsysteme ermöglicht, begründet die Existenz des nichthermiteschen mesobarischen Korrelationstensors eine mesobarische Struktursynthesis der Somawelt, durch welche die Strukturen der $R_{\pm 4}$ in wechselseitige Zusammenhänge gesetzt werden. Diese Struktursynthesis hat metrischen Charakter, weil der mesobarische Korrelationstensor die Metrik eines Korrelationsbereiches R_4 mit seinem hermiteschen Anteil definiert und somit als nichthermitescher metrischer Fundamentaltensor einer korrelativen Somawelt aufgefaßt werden kann. Die durch ${}^2\bar{g}$ ermöglichte Struktursynthesis läuft jedoch zugleich auf eine wechselseitige Korrespondenz der $R_{\pm 4}$ durch den metrischen abweichenden mesobarischen Korrelationsbereich hinaus. Die Existenz von ${}^2\bar{g} \neq {}^2\bar{g}^{\times}$ zeigt, daß die Somawelt dreifach strukturiert ist. Die euklidischen $R_{\pm 4}$ tangieren R_4 mit ${}^2\bar{g}$ der die Korrelation zwischen den $R_{\pm 4}$ herstellt. Die zu ${}^2\bar{g}\ (x^{\underline{i}}_{\pm})^4_1 \neq {}^2\bar{g}^{\times} \neq {}^2\bar{E}$ führende mesobarische Struktursynthesis der Somawelt hat gezeigt, daß diese Welt R_4 in allen ihren Eigenschaften dem Feldbereich eines Synkolatorfeldes entspricht, zumal ${}^2\bar{g}$ alle überhaupt möglichen phänomenologischen Feldzustände impliziert. Dies bedeutet aber, daß im R_4 der gesamte Formalismus für $n = 4$ und die Tensorgrade $m \leq 4$ gilt, der in A VII 4 für diese strukturellen Synkolatorfelder entwikkelt wurde.

2.) Korrelations- und Korrespondenzpotentiale.

Da nach dem Vorangegangenen auf den Korrelationsbereich der Formalismus aus A VII 4 anwendbar ist, kann im R_4 auch das Geodäsieproblem gestellt werden. Nach dem Extremalprinzip der Variationsrechnung, welches in der aus dem Energieprinzip abgeleiteten Fassung $\delta \int_{t_1}^{t_2} L \, dt = 0$ zur Basis des kanonischen Formalismus wurde, kann die Erweiterung verwendet werden und es wird $\int_{p_1}^{p_2} f \, dp$ dann

extremal wenn $\delta \int_{p_1}^{p_2} f \, d \, p = o$ ist. In diesem erweiterten Extremalprinzip beschreibt, in Analogie zu A VII 4 der Integrand die totale Änderung der Metrik mit dem zunächst noch willkürlichen Parameter p. Mit $f = ds/dp$ und $f^2 = g_{+ik} \dot{x}^i \dot{x}^k = g_{ik} \cdot \dot{x}^i \dot{x}^k$ kann dieses Variationsproblem gelöst werden, was auch im R_4 zur Darstellung geodätischer Raumzeitlinien in Abhängigkeit vom Parameter also zu den Differentialgleichungen $\ddot{x}^i + \left\{ k^i l \right\} \dot{x}^k \dot{x}^l = o$ führt. Zwar beschreiben alle eineindeutigen Koordinatentransformationen im R_4 den Übergang gleichberechtigter Bezugssysteme ineinander, doch muß es in dieser unendlichen Schar möglicher Bezugssysteme ein besonderes geben, welches als geodätisches System wegen $\ddot{\xi}^i = o$, also $\left\{ \begin{matrix} i \\ k\ l \end{matrix} \right\} = o$ oder $^2\bar{g} = \text{const.}$ den metrischen Gegebenheiten angepaßt ist.

Für physikalische Prozesse die sich also stets in Raum und Zeit abspielen, muß stets das Prinzip $\delta \int_{t_1}^{t_2} L \, d \, t = o$ erfüllt sein und das kinetische Potential L entspricht einem, dem Quadrat der räumlichen Geschwindigkeit proportionalen Ausdruck , das heißt, es gilt die Entsprechung $L = \sum_{i,k=1}^{3} g_{ik} \dot{x}^i \dot{x}^k$ mit $x^l (t)$

mit anderen Worten $\delta \int_{t_1}^{t_2} L \, d \, t = \delta \int_{t_1}^{t_2} \sum_{i,k=1}^{3} g_{ik} \cdot \dot{x}^i \dot{x}^k \, d \, t = o$ hat im Falle der Geodäsie einer Bewegung $\dot{x}^l = \text{const} \ (t)$ zur Folge, so daß im Falle raumzeitlicher Vorgänge $p \sim t$ gesetzt werden kann, so daß im R_4 immer

$$\ddot{x}^i + \left\{ \begin{matrix} i \\ k\ l \end{matrix} \right\} \dot{x}^k \dot{x}^l = o, \quad 2 \cdot \left\{ jkl \right\} (p) = \partial / \partial x^k \, g_{jl} + \partial / \partial x^l \, g_{kj} - \partial / \partial x^j \, g_{kl} \, , \; p \sim t \, ,$$

$$x^i = x^i \ (t) \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 71$$

gesetzt werden darf. Diese Proportionalität ermöglicht eine Untersuchung geodätischer Nullinien im R_4 . Die konstante Summe $g_{ik} \cdot \dot{x}^i \cdot \dot{x}^k = \text{const.}$ des Geodäsieproblems kann auch den Wert Null annehmen, wenn $g_{ik} \cdot d \, x^i \, d \, x^k$ indefinit ist und in diesem

Fall können auch Integrale gebildet werden, welche Raumzeitlinien des Korrelationsbereiches R_4 beschreiben. Diese durch $g_{ik} \cdot \dot{\underline{x}}^i \cdot \dot{\underline{x}}^k = o$ gekennzeichneten Raumzeitlinien werden als Nullinien bezeichnet, welche nicht notwendig geodätisch zu sein brauchen. Alle geodätischen Linien spannen ihrerseits wiederum einen Vor- und einen Nachkegel im R_4 auf. Diese beiden Raumzeitkegel sind durch $d s > o$ und $ds < o$ (beide reell) gekennzeichnet und werden durch einen Zwischenbereich mit imaginärem $d s$ getrennt. Das Verschwinden $\int d s = o$ charakterisiert den Nullpunkt des Systems. Die Erzeugenden dieser Kegel sind , den metrischen Gegebenheiten entsprechend, nicht gradlinig, sondern gekrümmt und können nur geradlinig werden, wenn ${}^2\overline{g}$ euklidisch oder pseudoeuklidisch wird. Insbesondere wird im Fall ${}^2\overline{g} = {}^2\overline{E}$ (reell oder komplex) im Gültigkeitsbereich der Gruppen $\widehat{B}$ beziehungsweise $\widehat{A}_-$, also im R_{-4} , beziehungsweise in den $R_{\underline{+}4}$ (wenn nach Gleichung 68 und 69 Strukturen des R_{-4} in dem R_{+4} fortgesetzt sind) daß die Raumzeitlinien $v = c$ geodätische Nullinien sind; denn in den $R_{\underline{+}4}$ ist wegen ${}^2\overline{g} = {}^2\overline{E}$ jede gerade Raumzeitlinien geodätisch (daher sind auch die Erzeugenden des Kegelsystems geradlinig) und $v = c$ genügt darüberhinaus in diesem Fall noch der Nullinienbedingung. Nach dem Energiematerieäquivalent kann demnach jedes Quant $h \cdot \gamma$ einer elektromagnetischen Strahlung $\overline{E} \times \overline{H}$ der Frequenz γ als ein Materiefeldquant aufgefaßt werden, dessen Raumzeitlinie eine geodätische Nullinie im R_{-4} ist. Diese Aussage ergibt sich, weil für die Fundamentalinvarianten in den $R_{\underline{+}4}$, welche die Ausbreitung elektromagnetischer und gravitativer Feldstörungen beschreiben, die Beziehungen $\sum_{k=1}^{4} \eta^2_{\underline{+}k} = o$ oder differentiell $\sum_{k=1}^{4} d\,\eta^2_{\underline{+}k} = o$ gelten, was aber mit $g'_{ik} \sim \delta_{ik}$ in generalisierten Koordinaten q_k zu $g'_{ik}\, d\, q^{\underline{i}}\, d\, q^{\underline{k}} = o$ oder $g'_{ik} \cdot \dot{q}^{\underline{i}}\, \dot{q}^{\underline{k}} = o$ führt und dies ist das Charakteristikum von Nullinien, welche sich im Fall der elektromagnetischen Feldstörungen als geodätisch erwiesen. Die $g'_{ik} \sim \delta_{ik}$ sind konstant und kennzeichnen das metrische Verhalten der $R_{\underline{+}4}$. Da bei physikalischen Prozesse 71 immer gilt, kennzeichnen die $\ddot{\underline{x}}^{\underline{i}}$ aus 71 grundsätzlich raumzeitliche Beschleunigungskomponenten und wegen $\ddot{\underline{x}}^{\underline{i}} = -\left\{ {i \atop k\ l} \right\} \dot{\underline{x}}^{\underline{k}}\ \dot{\underline{x}}^{\underline{l}}$

scheinen die $\left\{ \begin{matrix} i \\ k\ l \end{matrix} \right\}$ sich so zu verhalten, als ob die Komponenten von ${}^2\bar{g}$ Potentiale sind, welche Beschleunigungsprozesse verursachen, deren Wirkungen wiederum ponderomotorischer Natur sind; vorausgesetzt daß der Prozeß als solche eine geodätische Raumzeitlinie im Korrelationsbereich hat. Immer dann , wenn ein korrelatives gravitativ-materielles System mit einem anderen in einen physikalischen Zusammenhang tritt, muß es zu einer Wechselwirkung und damit zu einer Korrespondenz zwischen beiden Systemen kommen, derart, daß das aus beiden Systemen bestehende Korrespondenzsystem labil ist. Der zeitliche Verlauf dieser durch die elementare Mesofeldtheorie approximiert beschriebenen Korrespondenz hält so lange an, bis Übergang zum nächsten stabilen Zustand erreicht worden ist. Stets muß nach $\delta \int_{t_1}^{t_2} L \, dt = o$ ein solcher stabiler Zustand angestrebt werden und der Korrespondenzvorgang selbst muß dabei stets von ponderomotorischen Wirkungen begleitet sein, weil die Wechselwirkung im Sinne eine Korrespondenz nur durch zeitliche Positionsänderungen in der Somawelt möglich wird. Eine Störung der Geodäsie solcher Korrespondenzvorgänge kann offenbar nur durch weitere Systems erzwungen werden, doch hätte dies, vom Aspekt des übergeordneten Korrespondenzsystems aus nur eine Definitionsänderung der korrespondierenden Systeme zur Folge, was aber wiederum zur Geodäsie der Gleichung 71 führt. Die den mesobarischen Korrelationsbereich kennzeichnenden Größen $\left\{ \begin{matrix} i \\ k\ l \end{matrix} \right\}$ erscheinen demnach wegen $\ddot{x}^i = - \left\{ \begin{matrix} i \\ k\ l \end{matrix} \right\} \dot{x}^k \dot{x}^l$ als Korrespondenzfeldkomponenten, welche ponderomotorische Wirkungen verursachen und deren Potentiale die Komponenten von ${}^2\bar{g}$ sind. Zwar ist ${}^2\bar{g}$ gegen alle eineindeutigen regulären Transformationen invariant, doch kann dies nicht für die Komponenten $\left\{ \begin{matrix} i \\ k\ l \end{matrix} \right\}$ gelten, weil es für jede Struktur die Transformation in ein Koordinatensystem geben muß, in welchem $\left\{ \begin{matrix} i \\ k\ l \end{matrix} \right\} = o$ wird. Hinsichtlich der allgemeinen Transformationen haben also die g_{ik} Tensoreigenschaften, während die $\left\{ \begin{matrix} i \\ k\ l \end{matrix} \right\}$ im allgemeinen nicht als gemischtvariante Tensorkomponenten dritten Grades angesprochen werden können. Aus dem Bau dieser $\left\{ \begin{matrix} i \\ k\ l \end{matrix} \right\}$ geht jedoch hervor, daß stets eine Invarianz gegen affine reguläre Transformationen mit konstanter orthogonaler oder unitärer Transformatormatrix vom quadratischen Typ 4 (verschwindender Matrizendefekt) gegeben ist. In Bezug auf $\hat{A} \cdot \hat{A}^{\times} = \hat{E}$, also auch in Bezug auf $\hat{\underline{A}}_{\pm}$ und $\hat{\underline{B}}$ verhalten sich also die $\left\{ \begin{matrix} i \\ k\ l \end{matrix} \right\}$ wie Tensorkomponenten. Es erscheint daher zweckmäßig ,

diese Komponenten gemäß $\left(\begin{Bmatrix} i \\ k\ l \end{Bmatrix}\right)_4 = \hat{\{\}}$ zu einem gemischtvarianten Pseudotensor dritten Grades zusammenzufassen, der sich nur gegen die Gruppe $\hat{A} \cdot \hat{A}^{\times} = \hat{E}$ wie ein echter Tensor verhält. Im Bildungsprinzip der Gleichung 71 wurde in $f^2 = g_{ik} \cdot \dot{x}^i \cdot \dot{x}^k$ die Kompensation von ${}^2\bar{g}_-$ tratz seiner Irrelevanz in der Metrik rückgängig gemacht. Wäre dies nicht geschehen, dann müßte $\hat{\{\}}$ einer kovarianten Hermitezität genügen. Da aber zur Vervollständigung die antihermitesche Kompensation in der Metrik rückgängig gemacht wurde, und in den $\begin{Bmatrix} i \\ k\ l \end{Bmatrix}$ die partiellen Differentiationen homogen linear sind, kommt es zur Spaltung $\begin{Bmatrix} i \\ k\ l \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} i \\ k\ l \end{Bmatrix}_+ + \begin{Bmatrix} i \\ k\ l \end{Bmatrix}_-$ oder zum Schema zusammengefaßt $\hat{\{\}} = \hat{\{\}}_+ + \hat{\{\}}_-$ in Bezug auf die kovarianten Indizierungen. Wegen $\hat{\{\}}_+ = \hat{\{\}}_+$ und $\hat{\{\}}_- = -\hat{\{\}}_-^{\times}$ ist $\hat{\{\}} \neq \hat{\{\}}$. Für das pseudotensorielle Korrespondenzfeld gilt also zusammengefaßt

$$\hat{\{\}} = \left(\begin{Bmatrix} i \\ k\ l \end{Bmatrix}\right)_4 , \quad \hat{\{\}} = \hat{\{\}}_+ + \hat{\{\}}_- , \quad \hat{\{\}}_+ = \hat{\{\}}_+^{+} ,$$
$$\hat{\{\}}_- = -\hat{\{\}}_-^{\times} \qquad \text{.....71a.}$$

Während die Komponenten von ${}^2\bar{g}_-$ in der Metrik grungsätzlich irrelevant bleiben, führen sie doch in $\hat{\{\}}$ zu einer kovarianten Antihermitezität. Diese $\begin{Bmatrix} i \\ k\ l \end{Bmatrix}$ entstehen durch partielle Differentiationen der g_{ik}, so daß zur Interpretation der $\begin{Bmatrix} i \\ k\ l \end{Bmatrix}$ eine solche von ${}^2\bar{g}$ notwendig wird. ${}^2\bar{g} \neq {}^2\bar{g}^{\times}$ kennzeichnet das metrische Feld des mesobarischen Korrelationsbereiches, der seinerseits eine Struktursynthesis der beiden Somawelten $R_{\pm 4}$ durchführt. Die sich in den $R_{\pm 4}$ anspielenden gravitativen, beziehungsweise elektromagnetischen Prozesse stehen, also durch den mit ${}^2\bar{g} \neq {}^2\bar{E}$ metrisch anders strukturierten R_4 im korrelativen Zusammenhang. Nach C II 1 geht aber jede ponderomotorische Wirkung auf eine gravitative Niveauflächendeformation zurück, welche ihre Ursache im Wirken eines Orthogonaltrajektorfeldes auf die gravitativen Feldlinien findet, welches als Mesofeld $\bar{\mu}$ im $R_{\pm 3}$ interpretiert werden konnte. Immer dann, wenn elektromagnetische Ursachen ponderomotorische Wirkungen zur Folge haben, muß es also zu gravitativen Niveauflächendeformationen gekommen sein, so daß im $R_{\pm 3}$ das Mesofeld $\bar{\mu}$ die Korrelation zwischen elektromagnetischen und gravitativen Wirkungen herzustellen scheint. Aus diesem Grunde

liegt es nahe, eine enge Verwandtschaft zwischen ${}^2\bar{g}$ des R_4 und $\bar{\mu}$ der $R_{\pm 3}$ zu vermuten, zumal in ${}^2\bar{T}$ die Größe $\bar{\mu}$ überhaupt nicht frei auftritt, sondern nur im Zusammenhang mit $\bar{g}$ beziehungsweise $\bar{F}$ des Gravitationsfeldes in Form von $\bar{p}$, so daß $\bar{p}$ in ${}^2\bar{T}$ als ein durch $\bar{\mu}$ erweiterter Gravitationsfeldvektor im Dreidimensionalen auf gefaßt werden kann. Diese Korrelationswirkung des Mesofeldes, die in 69 explizit zum Ausdruck kommt, hat jedoch nur speziellen Charakter. Unabhängig von der Ursache wird jede ponderomotorische Wirkung von einer gravitativen Niveauflächenasymmetrie und damit von einer Mesofeldinduktion bestimmt. Da andererseits alle Feldzustände eines Materiefeldquants durch das Mesofeld in einer Korrelation stehen und ${}^2\bar{g}$ als Struktur des mespbarischen Korrelationsbereiches sämtliche Feldzustände und ihre Korrelationen impliziert, die in ihrer Gesamtheit das Matriefeldquant ausmachen, erscheint es zweckmäßig, ${}^2\bar{g}$ nicht nur als tensorielles Mesofeldpotential, sondern allgemeiner als das universelle Korrelationspotential zu bezeichnen, welches die stabile Korrelation alle Feldzustände des Quants bestimmt. Die Folge von ${}^2\bar{g}$ kann nach 71 die Korrespondenz $\ddot{x}^i = 0$ mit einem anderen Materie feldquant im Sinne eines ponderomotorischen Prozesses sein, der allein durch $\hat{\{\}}$ bestimmt wird. Aus diesem Grunde erscheint der Pseudotensor $\hat{\{\}}$ als ein Korrespondenzpotential des Materiefeldquants interpretierbar. Dies bedeutet aber, daß die differentielle homogenelinear re Änderung des raumzeitlichen Korrelationspotentials stets ein Korrespondenzpotential in nichtgeodätischen Koordinaten verursacht.

Da nach 71 die $\ddot{x}^i$ stets ponderomotorische Beschleunigungen sind, müssen die $\left\{ {i \atop k\ l} \right\} \cdot \dot{x}^k \cdot \dot{x}^l$ stets den Komponenten einer ponderomotorischen Kraft proportional sein. Wenn dies aber so ist dann muß das Wegintegral $\int X^i \cdot d x_i$ einer skalaren Energie proportional sein. Die einzige universelle skalare Energiegröße phänomenologischer Natur ist aber das Matrizenspektrum $T = s p\ {}^2\bar{T}$ des allgemeinen Energiedichtetensors 67 a. Hierbei handelt es sich jedoch um eine räumliche Energiedichte, doch zeigt die Untersuchung, daß auf jeden Fall ein funktioneller Zusammenhang der Form $F(T) = -\int \ddot{x}^i \cdot d x_i = \int \left\{ {i \atop k\ l} \right\} \dot{x}^k \cdot \dot{x}^l \cdot d x_i$ existieren muß. Dies bedeutet aber nichts anderes, als daß ein noch unbekannter Zusammenhang der Form

$$\hat{\{\}} = \hat{F}\ ({}^2\bar{T}) \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 72$$

zwischen dem Korrespondenzpotential und dem phänomenologischen Energiedichtetensor 67 a besteht, dessen funktionelles Gesetz $\hat{F}$ die

gleichen pseudotensoriellen Eigenschaften wie $\hat{\{\}}$ hat. Das Ziel der folgenden Untersuchungen muß es sein, den durch 72 angedeuteten Sachverhalt explizit darzustellen.

3.) Mesobarische Statik stabiler Korrelationszustände.

Die in A VII 4 durchgeführte Analyse des durch ${}^2\bar{g} \neq {}^2\bar{g}^*$ bestimmten Synkolationsbereiches R_4 gilt für alle Dimensionszahlen $n \geq 4$, also auch für den zur Diskussion stehenden R_4 der Struktursynthesis zwischen den $R_{\pm 4}$ für $n = 4$. Diese Analysis muß zur Erweiterung der approximierten Mesofeldgleichungen 68 und 68 a angewendet werden. In den $R_{\pm 4}$ gilt stets $\overline{div}_{\pm 4}\ {}^2\bar{T} = \bar{\xi}_{\pm}$ mit $div_{\mp 4}\ \bar{\xi}_{\pm} = o$, was 68 ausdrückt. Wird zunächst angenommen, daß die Feldgrößen hinreichend schwach sind (68 a), so daß ${}^2\bar{g} = {}^2\bar{E}$ approximativ im R_4 gilt, dann würde auch im R_4 ein Energieprinzip $\overline{div}_4\ {}^2\bar{T}_1 = \bar{\xi}_{(1)} \neq \bar{o}$ gelten. Da die Strukturen der $R_{\pm 4}$ im R_4 korrelieren, kann $\bar{\xi}_{(1)} \neq \bar{o}$ nur die Kraftdichte sein, welche von $2 \leq k \leq n$ korrespondierenden Fremdsystemen (k) als Superposition das System (1) beeinflußt. Dies bedeutet aber $\bar{\xi}_{(1)} = - \overline{div}_4 \sum_{k=2}^{n} {}^2\bar{T}_k$, was eingesetzt $\overline{div}_4 \sum_{k=1}^{n} {}^2\bar{T}_k = \bar{o}$ liefert. Ist dieses Korrespondenzsystem konservativ in statisch stabilen Korrespondenzzuständen, dann kann es stets als ein statisch stabiles System innerer Korrelationen aufgefaßt werden, dessen gesamte Energiedichte durch ${}^2\bar{T} = \sum_{k=1}^{n} {}^2\bar{T}_k$ gegeben ist. Die Basis einer Analyse stabiler Korrelationszustände im Rahmen einer mesobarischen Statik hat also vom Energieprinzip $\overline{div}_4\ {}^2\bar{T} = \bar{o}$ im R_4 für ${}^2\bar{g} \to {}^2\bar{E}$ auszugehen. Hierin spannen die $x_i = x^{\underline{i}}$ ein positiv orientiertes karthesisches Orthogonalsystem auf. Für $1 \leq i \leq 3$ sind die x_i eindeutig die reellen Koordinaten des R_3, während x_4 noch unbe-

stimmt ist. Da die Koordinaten nicht generalisiert sind und auf jeden Fall $x_4 \sim t$ sein muß, kann der Faktor C = const. in $x_4 = C \cdot t$ nur die Dimensionierung einer Geschwindigkeit haben; denn die x_i haben die Dimensionierung einer Länge. Weil in den $R_{\pm 4}$ die Zeitkoordinaten $\eta_{+4} = \omega t$ und $\eta_{-4} = i c t$ ganz verschieden qualifiziert sind, liegt es nahe, C in allgemeinster Form, gemäß $C = \gamma + i \varkappa$ komplex anzunehmen, so daß C für $\gamma = o$ imaginär, aber für $\varkappa = o$ reell wird. Die Realität $\varkappa = o$ ist hierbei jedoch nach Gleichung 70 von vornherein ausgeschlossen. Wenn $\overline{div}_4 \, {}^2\bar{T} = \bar{o}$ ist, dann muß auch $\overline{div}_4 \, {}^2\bar{T}^{\times} = \bar{o}$ sein und dies führt zur Spaltung $\overline{div}_4 \, {}^2\bar{T}_+ = \bar{o}$ und $\overline{div}_4 \, {}^2\bar{T}_- = \bar{o}$. Die erste Gleichung beschreibt lediglich das Energieprinzip ohne die Korrektur ${}^2\bar{T}_-$ in einem euklidischen R_4, während die zweite Beziehung mit Gleichung 67 b umgeformt werden kann. Ist $\bar{x}_4 = \bar{e}_4 \cdot x_4$ so

gilt $\bar{o} = \overline{div}_4 \, {}^2\bar{T}_- = \overline{div}_4$

$$\begin{matrix} o & \phi_3 & -\phi_2 & -\phi_1 \\ -\phi_3 & o & \phi_1 & -\phi_2 \\ \phi_2 & -\phi_1 & o & -\phi_3 \\ \phi_1 & \phi_2 & \phi_3 & o \end{matrix} =$$

$= \text{rot}\, \bar{\Phi} - \partial\bar{\Phi}/\partial x_4 + \bar{e}_4 \, \text{div}\, \bar{\Phi}$, was nach Abspaltung der Zeitkoordinate die beiden Gleichungen $\text{rot}\, \bar{\Phi} = \partial\bar{\Phi}/\partial x_4$ und $\text{div}\, \bar{\Phi} = 0$ mit $\bar{\Phi} = \bar{p} \times (\bar{q}_+ - i \bar{q}_-)$ nach 67 b liefert. Führt man hierin die beiden reellen Vektoren $\bar{P} = \bar{p} \times \bar{q}_+$ und $\bar{Q} = \bar{p} \times \bar{q}_-$ ein, so wird mit $\bar{p} \times \bar{q}^{\times} = \bar{P} - i \bar{Q}$ die Spaltung in einen Real- und einen Imaginärteil möglich. Man erhält zunächst $\text{div}\, \bar{P} = o$ und $\text{div}\, \bar{Q} = o$. Weiter wird mit $x_4 = (\gamma + i \varkappa) \cdot t$ aus der Rotorbeziehung $\dot{\bar{P}} - i \dot{\bar{Q}} = (\gamma + i \varkappa)(\text{rot}\, \bar{P} - i \, \text{rot}\, \bar{Q}) =$ $= \gamma \, \text{rot}\, \bar{P} + \varkappa \, \text{rot}\, \bar{Q} + i (\varkappa \, \text{rot}\, \bar{P} - \gamma \, \text{rot}\, \bar{Q})$ also $\dot{\bar{P}} = \gamma \, \text{rot}\, \bar{P} + \varkappa \, \text{rot}\, \bar{Q}$ und $\dot{\bar{Q}} = \gamma \, \text{rot}\, \bar{Q} - \varkappa \, \text{rot}\, \bar{P}$. Die beiden reellen Größen $\bar{P}$ und $\bar{Q}$ sind elektromagnetisch-gravitative Wirkungen, welche im R_4 fortschreiten, das heißt, für beide Größen muß im R_4 das reelle Ausbreitungsgesetz $\text{div}_4 \, \text{grad}_4 \, (\bar{P}, \bar{Q}) = \bar{o}$ gelten, was wegen der Realität und $x_4 = C t$ zur Wellengleichung $- C \cdot C^{\times} \, \text{div}\, \text{grad}\, (\bar{P}, \bar{Q}) = \partial^2/\partial t^2 \, (\bar{P}, \bar{Q})$ führt, die demnach auch für die Summe und Differenz $- C \cdot C^{\times} \, \text{div}\, \text{grad}\, (\bar{P} \pm \bar{Q}) = \partial^2/\partial t^2 \, (\bar{P} \pm \bar{Q})$ gelten muß. Die Gleichungen für $\dot{\bar{P}}$ und $\dot{\bar{Q}}$ können zeitlich differenziert und die ersten partiellen Zeitableitungen mit

diesen Summen substituiert werden. Dies liefert $\ddot{\bar{P}} = \gamma \text{ rot } \dot{\bar{P}} +$
$+ \mathcal{K} \text{ rot } \dot{\bar{Q}} = \gamma \text{ rot } (\gamma \text{ rot } \bar{P} + \mathcal{K} \text{ rot } \bar{Q}) +$
$+ \mathcal{K} \text{ rot } (\gamma \text{ rot } \bar{Q} - \mathcal{K} \text{ rot } \bar{P}) = \gamma^2 \text{ rot rot } \bar{P} +$
$+ \gamma \mathcal{K} \text{ rot rot } \bar{Q} + \gamma \mathcal{K} \text{ rot rot } \bar{Q} - \mathcal{K}^2 \text{ rot rot } \bar{P} =$
$= (\mathcal{K}^2 - \gamma^2) \text{ div grad } \bar{P} - 2 \mathcal{K} \gamma \text{ div grad } \bar{Q}$ und
$\ddot{\bar{Q}} = \gamma \text{ rot } \dot{\bar{Q}} - \mathcal{K} \text{ rot } \dot{\bar{P}} = \gamma \text{ rot } (\gamma \text{ rot } \bar{Q} - \mathcal{K} \text{ rot } \bar{P}) -$
$- \mathcal{K} \text{ rot } (\gamma \text{ rot } \bar{P} + \mathcal{K} \text{ rot } \bar{Q}) = \gamma^2 \text{ rot rot } \bar{Q} -$
$- \gamma \mathcal{K} \text{ rot rot } \bar{P} - \gamma \mathcal{K} \text{ rot rot } \bar{P} - \mathcal{K}^2 \text{ rot rot } \bar{Q} =$
$= (\mathcal{K}^2 - \gamma^2) \text{ div grad } \bar{Q} + 2 \gamma \mathcal{K} \text{ div grad } \bar{P}$, wenn
rot rot = grad div - div grad und div $\bar{P}$ = div $\bar{Q}$ = o
verwendet wird. Addition oder Subtraktion liefert $\ddot{\bar{P}} \pm \ddot{\bar{Q}} =$
$= (\mathcal{K}^2 - \gamma^2) \text{ div grad } (\bar{P} \pm \bar{Q}) \pm 2 \mathcal{K} \gamma \text{ div grad } (\bar{P} \pm \bar{Q})$,
was mit $\ddot{\bar{P}} \pm \ddot{\bar{Q}} = - C C^{\times} \text{ div grad } (\bar{P} \pm \bar{Q})$ verglichen
$\pm 2 \mathcal{K} \gamma \text{ div grad } (\bar{P} \mp \bar{Q}) = (- C C^{\times} + \gamma^2 - \mathcal{K}^2) \cdot$
$\cdot \text{ div grad } (\bar{P} \pm \bar{Q}) = - 2 \mathcal{K}^2 \text{ div grad } (\bar{P} \pm \bar{Q})$ oder
$\mathcal{K} \text{ div grad } (\bar{P} \pm \bar{Q}) = \mp \gamma \text{ div grad } (\bar{P} \mp \bar{Q})$ ist; denn wegen
$C = \gamma + i \mathcal{K}$ ist $C C^{\times} = \gamma^2 + \mathcal{K}^2$. Mit $\bar{p} \times \bar{q}_{\pm} =$
$= \bar{p} \times \bar{H} \sqrt{\mu_o} \pm \bar{p} \times \bar{E} \sqrt{\varepsilon_o}$ wird $\bar{P} + \bar{Q} = 2 \bar{p} \times \bar{H} \sqrt{\mu_o}$
und $\bar{P} - \bar{Q} = 2 \bar{p} \times \bar{E} \sqrt{\varepsilon_o}$. Damit wird $2 \mathcal{K} \sqrt{\mu_o} \text{ div grad} \cdot$
$\cdot \bar{p} \times \bar{H} = - 2 \gamma \sqrt{\varepsilon_o} \text{ div grad } \bar{p} \times \bar{E}$ und $2 \mathcal{K} \sqrt{\varepsilon_o} \cdot$
$\cdot \text{ div grad } \bar{p} \times \bar{E} = 2 \gamma \sqrt{\mu_o} \text{ div grad } \bar{p} \times \bar{H}$ und Multiplikation beider Gleichungen miteinander ergibt $4 \mathcal{K}^2 \sqrt{\varepsilon_o \mu_o} \cdot$
$\cdot \text{ div grad } \bar{p} \times \bar{H} \text{ div grad } \bar{p} \times \bar{E} = - 4 \gamma^2 \sqrt{\varepsilon_o \mu_o} \cdot$
$\cdot \text{ div grad } \bar{p} \times \bar{H} \text{ div grad } \bar{p} \times \bar{E}$ und dies liefert nach Kürzung $\gamma^2 + \mathcal{K}^2 = o$ oder $\gamma = \pm i \mathcal{K}$. Hiervon würde in
$C = \gamma + i \mathcal{K}$ eingesetzt, der negative Zweig $C = o$ ergeben,
so daß x_4 überhaupt nicht definiert wäre. Übrig bleibt demnach
$\gamma = i \mathcal{K}$, so daß $C = 2 i \mathcal{K}$ rein imaginär wird, was Gleichung 70 entspricht. Die aus $\overline{\text{div}_4}^2 \bar{T}_- = \bar{o}$ folgenden Beziehungen
rot $\bar{\Phi} = \partial \bar{\Phi} / \partial x_4$ und div $\bar{\Phi} = o$ ergeben mit $\bar{\Phi} = \bar{P} - i \bar{Q}$
und $x_4 = C t = 2 i \mathcal{K} t$ das System $2 \mathcal{K} \text{ rot } \bar{P} =$
$= - \dot{\bar{Q}}$, $2 \mathcal{K} \text{ rot } \bar{Q} = \dot{\bar{P}}$, div $\bar{Q}$ = div $\bar{P}$ = o. Partielle
Zeitdifferentiation und Substitution der ersten Zeitableitungen ergibt dann für $\bar{P}$ und $\bar{Q}$ die Wellengleichungen div grad $(\bar{P}, \bar{Q}) =$
$= 1/4 \mathcal{K}^2 \partial^2 / \partial t^2 (\bar{P}, \bar{Q})$, das heißt, im R_4 schreiten die elektromagnetisch- gravitativen Feldwirkungen $\bar{P}$ und $\bar{Q}$ mit der Geschwindigkeit $2 \mathcal{K}$ fort. Im R_{+4} ist nach $\hat{A}_+$ das Geschwindigkeitsintervall $o \leqq \beta_+ < \infty$ unbegrenzt, während im R_{-4} nach $\hat{A}_-$ die

Begrenzung $o \leq i\,\beta_- < 1$ vorliegt. Die Wirkungen $\bar{P} = \bar{p} \times \bar{q}_+$, beziehungsweise $\bar{Q} = \bar{p} \times \bar{q}_-$ bestehen aus einem gravitativen Anteil des R_{+4} und einem elektromagnetischen Anteil im R_{-4}, das heißt, die $\bar{p} \times \bar{q}_{\pm}$ sind im R_4 definiert und müssen daher gegen $\hat{B} = \hat{A}_+ \hat{A}_-$ invariant sein. Nach $\hat{B}$ ist aber auch im R_4 das Geschwindigkeitsintervall wie im R_{-4} begrenzt, das heißt, wenn $\bar{q}_{\pm}$ im R_{-4} mit $i\,\beta_- = 1$ fortschreitet, so kann $\bar{p} \times \bar{q}_{\pm}$ im R_4 mit keiner anderen Geschwindigkeit als $2\mathcal{R}/c = 1$, also $2\mathcal{R} = c < \omega$ des R_{+4} fortschreiten. Mit $2\mathcal{R} = c$ ist also $C = i\,c$, so daß im R_4 die Zeitkoordinate

$$x_4 = i\,c\,t \quad \ldots\ldots\ldots\

zu ersetzen ist. Die Operatorsynthesis würde für ${}^2\bar{g} = {}^2\bar{E}$ zu dem eindeutigen Ausdruck $\overline{div}_4\ {}^2\bar{T} = \bar{o}$ führen, doch ist hier $\overline{div}_4 = {}_2\bar{\alpha}^{-1}\ {}_2\bar{E}^{m}\ s\ p\ \Gamma^{(6,6)}_{(-)}$ mit ${}^2\bar{\alpha} = const.$ im Fall geodätischer Koordinaten. Liegen diese geodätischen Koordinaten im R_4 vor, so daß alle zur kovarianten Operatorklasse mit Doublettsignatur gehörenden Operatoren zu $\Gamma^{(6,6)}_{(-)} = {}_2\bar{g}^{-1}\ {}_2\bar{\alpha}^{m}\ \Gamma^{(\varepsilon,\varkappa)}_{(-)}$ mit $1 \leq \varepsilon, \varkappa \leq 6$ werden, was immer zulässig ist, so ergibt sich die Verallgemeinerung des Energieprinzips zu $s\ p\ \Gamma^{(6,6)}_{(-)}\ ;\ {}^2\bar{T} = \bar{o}$. Wegen der grundsätzlichen Möglichkeiten im R_4 den Parameter geodätischer Linien $\ddot{\bar{x}}^i + \left\{ {i \atop k\ l} \right\} \dot{\bar{x}}^k\ \dot{\bar{x}}^l = o$ durch die Zeit t zu ersetzen, zeigt sich, daß die $\left\{ {i \atop k\ l} \right\}$ die nichtinvarianten Komponenten eines Korrespondenzfeldes vom invarianten Korrelationspotential ${}^2\bar{g}$ sind, welche gemäß $\ddot{\bar{x}}^i = - \left\{ {i \atop k\ l} \right\} \dot{\bar{x}}^k\ \dot{\bar{x}}^l$ zweifache zeitliche Ortsänderungen, also Beschleunigungen verursachen. Diese Beschleunigungen wiederum bewirken ponderomotorische Kräfte, die ein anderes gravitativ- materielles System im Sinne einer Korrespondenz beeinflussen. Die Quelle eines solchen Korrespondenzfeldes muß aber das im R_4 ein gravitativ- materielles System beschreibendes Tensorfeld ${}^2\bar{T}$ sein. Aus diesem Grunde muß es ein Tensorfeld ${}^2\bar{F} \sim {}^2\bar{T}$ geben, welches gemäß ${}^2\bar{F} = {}^2\bar{F}\ (g_{kl}, \left\{ {i \atop k\ l} \right\}, \partial/\partial x^m \left\{ {i \atop k\ l} \right\})_1^4$ nur von den g_{kl}, den $\left\{ {i \atop k\ l} \right\}$ und deren ersten partiellen Ableitungen abhängt, weil $\left\{ \right\}$ das Korrespondenzpotential ist. Außerdem muß wegen $s\ p\ \Gamma^{(6,6)}_{(-)}\ ;\ {}^2\bar{T} = \bar{o}$ und ${}^2\bar{T}\ {}^2\bar{F}$ auch $s\ p\ \Gamma^{(6,6)}_{(-)}\ ;\ {}^2\bar{F} = \bar{o}$ sein. Eindeutig kann es nach A VII 4 aber nur ein Tensorfeld, nämlich ${}^2\bar{F} = {}^2\bar{R} - 1/2\ {}^2\bar{g}\ R$ geben, welches diesen Anforderungen entspricht. Der statische Zustand eines Korrelationssystems wird demnach durch die Verknüpfung ${}^2\bar{R} - 1/2\ {}^2\bar{g}\ R \sim {}^2\bar{T}$ beschrieben, worin das gravitativ materielle, also mesobarische System ${}^2\bar{T}\ (\bar{p}, \bar{q}_{\pm})$ durch ein Tensorfeld ausgedrückt wird, welches nur von dem als Mesofeld interpretierbaren Korrespondenzfeld abhängt. Wegen $s\ p\ {}^2\bar{g} = 4$ im R_4 und $s\ p\ {}^2\bar{R} = R$ kann mit $T = s\ p\ {}^2\bar{T}$ diese Verknüpfung auch in die Form $T \sim s\ p\ ({}^2\bar{R} - 1/2\ {}^2\bar{g}\ R) = - R$, also ${}^2\bar{R} = \varkappa\ ({}^2\bar{T} - 1/2\ {}^2\bar{g}\ T)$ gebracht werden, wenn $\varkappa = const.$ der Proportionalitätsfaktor ist.

In diesem Zusammenhang sind die Komponenten von ${}^2\bar{R}$ die Komponenten der Spurbildung $R_{kl} = R^m_{\underline{\ },klm}$ von ${}^4\bar{R}$. Überhaupt sei ${}^4R$ der Tensor, der nach A VII 4 aus den Gemischtvarianten

$$R^i_{\underline{\ },klm} = \partial/\partial x^{\underline{l}} \left\{ {i \atop k\ m} \right\} - \partial/\partial x^{\underline{m}} \left\{ {i \atop k\ l} \right\} + \left\{ {i \atop s\ l} \right\} \left\{ {s \atop k\ m} \right\} - \left\{ {i \atop s\ m} \right\} \left\{ {s \atop k\ l} \right\}$$

besteht. Hierin ist eine Darstellung der Terme durch Γ - Operatoren möglich, nämlich $\partial/\partial x^{\underline{l}} \left\{ {i \atop k\ m} \right\} - \left\{ {i \atop s\ m} \right\} \left\{ {s \atop k\ l} \right\} = \Gamma^{(1,6)}_{(-)l}\ ;\ \left\{ {i \atop k\ m} \right\}$ und $- \partial/\partial x^{\underline{m}} \left\{ {i \atop k\ l} \right\} + \left\{ {i \atop s\ l} \right\} \left\{ {s \atop k\ m} \right\} = - \Gamma^{(1,6)}_{(-)m}\ ;\ \left\{ {i \atop k\ l} \right\}$, also $R^i_{\underline{\ },klm} = \Gamma^{(1,6)}_{(-)l}\ ;\ \left\{ {i \atop k\ m} \right\} - \Gamma^{(1,6)}_{(-)m}\ ;\ \left\{ {i \atop k\ l} \right\}$. Zur Vereinheitlichung dieses Ausdruckes kann ein Komponentenaustauschoperator $\delta(\underline{l},m)$ mit der Eigenschaft $\delta(\underline{l},m)\ ;\ A_l = A_m$ definiert werden nach dessen Vorschrift der im Operator unterstrichene Index durch den anderen ersetzt wird. Damit wird $\left\{ {i \atop k\ m} \right\} = \delta(\underline{l},m)\ ;\ \left\{ {i \atop k\ l} \right\}$ und damit $\Gamma^{(1,6)}_{(-)l}\ ;\ \left\{ {i \atop k\ m} \right\} = \left(\Gamma^{(1,6)}_{(-)l}\ ;\ \delta(\underline{l},m) \right)\ ;\ \left\{ {i \atop k\ l} \right\}$, was zu der Vereinheitlichung $R^i_{\underline{\ },klm} = \left(\Gamma^{(1,6)}_{(-)l}\ ;\ \delta(\underline{l},m) - \Gamma^{(1,6)}_{(-)m} \right)\ ;\ \left\{ {i \atop k\ l} \right\} = C_m\ ;\ \left\{ {i \atop k\ l} \right\}$ mit dem Operator C_m führt. Die C_m können dabei als Komponenten eines den Tensorgrad erweiternden Operators $C = \sum_{m=1}^{4} C_m$ mit kovarianter Doublettsignatur aufgefaßt werden.

Auch besteht die Möglichkeit die $4^3 = 64$ Korrespondenz- oder Mesofeldkomponenten $\left\{ {i \atop k\ l} \right\}$ formal zu einer Feldgröße $\hat{\{\}} = \left(\left\{ {i \atop k\ l} \right\} \right)_4$ zusammenzufassen, welche das Korrespondenzpotential beschreibt. Aber im allgemeinen hat dies nach 71 a weder Matrix- noch Tensoreigenschaften. Nur gegen reguläre Affinitäten mit unitärer oder orthogonaler Transformationsmatrize wird $\hat{\{\}}$ zu einem Tensorfeld 3. Grades. Mit C und $\hat{\{\}}$ können die $R^{i.}_{\underline{\ },klm} = C_m\ ;\ \left\{ {i \atop k\ l} \right\}$ zum Tensorschema ${}^4R = C\ ;\ \hat{\{\}}$ zusammengefaßt werden. Hierfür gibt es zwei Möglichkeiten der Spurbildung, nämlich $sp\, C\ ;\ \hat{\{\}}$ und $C\ ;\ sp\, \hat{\{\}}$,

für deren Komponenten die Summendarstellung C_m ; $\left\{ {k \atop k\,l} \right\} = A_{l,m}$ mit ${}^2\overline{A} = - {}^2\overline{A}^{\times}$ nach A VII 4 und C_m ; $\left\{ {m \atop k\,l} \right\} = R_{kl}$ gelten. Für ${}^2\overline{B}$ aus A VII 4 folgt ganz analog $B_{km} = C_m$; $\left\{ {l \atop k\,l} \right\} = C_m$; $\left\{ {l \atop l\,k} \right\}^{\times}$, also ${}^2\overline{B} = C$; s p $\hat{\{\}}^{\times}$ im Gegensatz zu ${}^2\overline{A} = C$; s p $\hat{\{\}}$ und ${}^2\overline{R} = s\ p\ C$; $\hat{\{\}}$, während s p C ; $\hat{\{\}}^{\times} = {}^2\overline{R}^{\times}$ ist. Für die Spuren von ${}^4R$ hat man demnach ${}^2\overline{R} = s\ p\ C$; $\hat{\{\}}$ und ${}^2\overline{A} = C$; s p $\hat{\{\}}$ beziehungsweise ${}^2\overline{B} = C$; s p $\hat{\{\}}^{\times}$ und diese Darstellung der metrischen Größen lautet, zusammengefaßt

$$
\begin{aligned}
&{}^4R = C\ ;\ \hat{\{\}}\ ,\quad {}^2\overline{R} = s\ p\ C\ ;\ \hat{\{\}}\ ,\quad {}^2\overline{A} = C\ ;\ s\ p\ \hat{\{\}}\ ,\\
&C = \sum_{m=1}^{4} C_m\ ,\quad C_m = \Gamma^{(1,6)}_{(-)1}\ ;\ \delta\ (\underline{1},m) - \Gamma^{(1,6)}_{(-)m}\ ,\\
&\delta\ (\underline{1},m)\ ;\ A_1 = A_m\ ,\quad {}^2\overline{B} = C\ ;\ s\ p\ \hat{\{\}}^{\times} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ 74,
\end{aligned}
$$

Mit diesen Beziehungen wird es also möglich in der Erweiterung ${}^2\overline{R} = \varkappa\ ({}^2\overline{T} - 1/2\ {}^2\overline{g}\ T)$ mit $T = s\ p\ {}^2\overline{T}$ des Energieprinzips $\overline{div_4}\ {}^2\overline{T} = \overline{o}$ des statischen Falles der Korrelation , die linke Seite durch einen auf das Korrespondenzfeld $\hat{\{\}}$ einwirkenden Operator, gemäß s p C ; $\hat{\{\}} = \varkappa\ ({}^2\overline{T} - 1/2\ {}^2\overline{g} \cdot T)$ auszudrükken, der seinerseits aber wieder von $\left\{ {i \atop k\,l} \right\}$ abhängt. Sind die A_m Komponenten eines kovarianten Vektorfeldes, welches so beschaffen ist, daß die kontrahierende Operation $A_m \left\{ {m \atop k\,l} \right\}$ zu invarianten, also tensoriellen Eigenschaften führt, so können die Summen $A_m \left\{ {m \atop k\,l} \right\} = (\overline{A}\ \hat{\{\}})_{kl}$ als Komponenten eines Tensorfeldes $\overline{A}\ \hat{\{\}}$ aufgefaßt werden. Schließlich besteht noch die Möglichkeit von $\hat{\{\}}$ die Spuren zu bilden. Die Komponenten der beiden möglichen Spurbildungen s p $\hat{\{\}}$ sind dann die Summen $\left\{ {k \atop k\,l} \right\}$ beziehungsweise $\left\{ {l \atop k\,l} \right\}$. Man erhält $(s\ p\ \hat{\{\}}_1) = \left\{ {k \atop k\,l} \right\}_+ \pm \left\{ {k \atop k\,l} \right\}_-$, weil $\left\{ {k \atop k\,l} \right\}_- = - \left\{ {k \atop l\,k} \right\}_-$ ist. Wegen $\left\{ {k \atop k\,l} \right\}_+ = \wp /\!\!/ \wp\, x^{\underline{l}}\ l\ n\ w_+$ sind diese hermiteschen Anteile aber euklidischen Gradientenkomponenten, wenn ${}^2\overline{g}_- = {}^2\overline{o}$ ist, so daß sich nach A VII 4 $s\ p\ \hat{\{\}}_+ = grad_4\ l\ n\ w_+$ ergibt. Einige analytische Eigenschaften

des Korrespondenzfeldes sind demnach zusammengefaßt im

$$A_m \left\{ {m \atop k\ l} \right\} = (\bar{A} \hat{\{\}})_{kl} , \quad s\,p \hat{\{\}}_+ =$$

$$= grad_4 \quad l\,n\,w_+ \qquad \ldots\ldots\ldots\

der Untersuchung 74 und 74 a wird also ergänzt durch

$$s\,p\;C\;;\hat{\{\}} = \mathcal{K}\;({}^2\bar{T} - 1/2\;{}^2\bar{g}\;.\;T) = \Big[\sum_{m=1}^{4} G_{(m)ik}\Big]4\;,$$

$\mathcal{K}$ = const, $T = s\,p\;{}^2\bar{T}$, $m = 1 \equiv (\bar{E}, \bar{H})$,

$m = 2 \equiv (\bar{p}, \bar{E})$, $m = 3 \equiv (\bar{p}, \bar{H})$, $m = 4 \equiv (\bar{p}, \bar{p})$.... m

σ..... 74b,

wobwi die Festlegung der Indizierungsfolge m willkürlich ist.

Da $s\,p\;C\;;\hat{\{\}}$ in der Komponentenform zu einer viergliedri - gen Summe $C_m\;;\left\{{}^{m}_{k\;l}\right\}$ wird, und hierfür nach 74 b die Darstellungsweise $C_m\;;\left\{{}^{m}_{k\;l}\right\} = \sum_{j=1}^{4} G_{(j)kl}$ gilt, kann versucht werden, die Indexfolge j so zu ordnen, daß für jeden Wert j = m gilt. Diese Anordnung ist grundsätzlich möglich. Kennzeichnet $A_{(m)} \cdot B^{(\underline{m})}$ den Summanden m aus der Summe $A_i \cdot B^{\underline{i}}$, dann hat diese Ordnung der Indizierungen $\sum_{m=1}^{4} \cdot (C_{(m)}\;;\left\{{}^{(m)}_{k\;l}\right\} - G_{(m)kl}) = o$ und damit jedes Indexpaar (k,l) die $1 \leq m \leq 4$ Beziehungen $C_{(m)}\;;\left\{{}^{(m)}_{k\;l}\right\} = G_{(m)kl}$ zur Folge. Nach Gleichung 72 ist aber T sowie ${}^2\bar{T}$ unmittelbar durch $\hat{\{\}}$ darstellbar und es muß auf jeden Fall mit dem Volumenelement $d\,\hat{\Omega} = w \cdot \prod_{k=1}^{4} d\,x^{\underline{k}}$ des R_4 (hier ist $w^2 = |g|$) die Wirkungsquantisierung $\int {}^2\bar{T} \cdot d\,\Omega =$ = i c h ${}^2\bar{n}$ wegen 73 gelten. Diese Quantisierung muß aber auch im mikromarenBereich die $G_{(m)kl}$ in der Form $\int G_{(m)kl}\,d\,\Omega \sim$ $\sim$ i c h $n_{(m)kl}$ bestimmen, weil diese Größen Energiedichten proportional sind. ${}^2\bar{n}$ enthält dabei alle ganzen Quantenzahlen $n_{(m)kl}$ oder n_{kl}. Hierin muß geschlossen werden, daß die makromare Beziehung 74 b nach dem Korrespondenzprinzip eine Fortsetzung in den mikromaren Bereich hat. Auch muß wegen 72 im Gültigkeitsbereich dieser mikromaren Quantenstufen der phänomenologische Anteil ${}^2\bar{W}$ durch $\hat{\{\}}$ ausdrückbar sein. Demnach würde sich die Operatorbeziehung $s\,p\;C\;;\hat{\{\}} = {}^2\bar{F}\;(\hat{\{\}})$ ergeben, und dies läßt $\hat{\{\}}$ als Zustandsfunktion erscheinen. Wenn für $\hat{\{\}}$ und $s\,p\;C$ also ein abstrakter Funktionenraum existiert, dann muß $s\,p\;C$ ein Zustandsoperator der quanti - sierten Zustandsfunktion $\hat{\{\}}$ sein, dessen Einwirkung ein Eigenwert-

problem beschreibt, Die Eigenwerte müssen dann als diskrete Quantenstufen in einem Punktspektrum liegen. Da solche Quantenstufen wegen der Energiequantisierung von $^2\overline{W}$ und der $G_{(m)kl}$ auf jeden Fall existieren müssen, ist zunächst festzustellen, ob $\hat{\{\}}$ in s p C ; die Konvergenzeigenschaften einer quantisierten Zustandsfunktion hat.

$\ln J = \int_{\Omega} w \hat{\{\}} \cdot \hat{\{\}}^{\chi} \cdot \prod_{k=1}^{4} d x^{\underline{k}}$ ist $\hat{\{\}} \cdot \hat{\{\}}^{\chi} = \left\{ \begin{matrix} i \\ k\ l \end{matrix} \right\} \cdot \left\{ \begin{matrix} l\ k \\ i \end{matrix} \right\} \cdot$

$= g^{\underline{ip}} \cdot g^{\underline{lq}} \cdot g^{\underline{kr}} \cdot \{pkl\} \cdot \{qri\}$, während w die Funktionaldeterminante der Transformation geodätischer Koordinaten in die $x^{\underline{k}}$ ist. Damit zerfällt aber der Integrand in 9 Sechsfachsummen der Form $w\, g^{\underline{ip}} \cdot g^{\underline{ql}} \cdot g^{\underline{kr}} \cdot \partial / \partial x^{\underline{l}}\, g_{kp} \cdot \partial / \partial x^{\underline{r}}\, g_{qi}$ und für diese Summen gilt nach den Regeln der Determinantentheorie stets

$\int_{\Omega} w \cdot g^{\underline{ip}} \cdot g^{\underline{ql}} \cdot g^{\underline{kr}} \cdot \partial / \partial x^{\underline{l}}\, g_{kp} \cdot \partial / \partial x^{\underline{r}}\, g_{qi} \cdot \prod_{j=1}^{4} d x^{\underline{j}} < \infty$, so daß also auch $J < \infty$ beschränkt bleibt.

Dies bedeutet aber , daß immer die Möglichkeit der Normierung $A J = 1$ gegeben ist, so daß sich $\hat{\{\}}$ als konvergent erweist. Wegen dieser Konvergenz ist aber $\hat{\{\}}$ in s p C ; $\hat{\{\}}$ tatsächlich als eine Zustandsfunktion auffaßbar, wenn sich C in seiner Skalarwirkung als hermitesch erweist. Die makromaren Größen $G_{(m)kl} = C_{(m)} ; \left\{ \begin{matrix} (m) \\ k\ l \end{matrix} \right\}$ müssen dabei so durch $\hat{\{\}}$ ausgedrückt werden, daß $o = \int_{\Omega} w \cdot \cdot \left(\left\{ \begin{matrix} (m) \\ k\ l \end{matrix} \right\}^{\chi} C_{(m)} ; \left\{ \begin{matrix} (m) \\ k\ l \end{matrix} \right\} - \left\{ \begin{matrix} (m) \\ k\ l \end{matrix} \right\} \cdot (C_{(m)} ; \left\{ \begin{matrix} (m) \\ k\ l \end{matrix} \right\})^{\chi} \right) \cdot$

$\cdot \prod_{j=1}^{4} d x^{\underline{j}} = \int_{\Omega} w \left(\left\{ \begin{matrix} (m) \\ k\ l \end{matrix} \right\}^{\chi} \cdot G_{(m)kl} - \left\{ \begin{matrix} (m) \\ k\ l \end{matrix} \right\} G^{\chi}_{(m)kl} \right) \cdot \prod_{j=1}^{4} d x^{\underline{j}}$ erfüllt ist. Diese hierfür notwendige Symmetrie des Integranden $\left\{ \begin{matrix} (m) \\ l\ k \end{matrix} \right\}^{\chi} \cdot G_{(m)kl} = \left\{ \begin{matrix} (m) \\ k\ l \end{matrix} \right\} \cdot G_{(m)lk}$ kann aber nur erreicht werden, wenn die $G_{(m)kl}$ als Proportionalitäten $G_{(m)kl} = \lambda_{(m)\,(kl)} \cdot \left\{ \begin{matrix} (m) \\ k\ l \end{matrix} \right\}$ mit $\lambda_m = \lambda^{\chi}{}_m$ durch $\hat{\{\}}$ ausgedrückt werden, weil dann die Produkte im Integranden kommutieren. Einsetzen dieser Darstellung der $G_{(m)kl}$ in $C_{(m)} ; \left\{ \begin{matrix} (m) \\ k\ l \end{matrix} \right\} = G_{(m)kl}$ liefert dann tatsächlich ein Eigenwertproblem $C_{(m)} ; \left\{ \begin{matrix} (m) \\ k\ l \end{matrix} \right\} = \lambda_{(m)\,(k,l)} \cdot \left\{ \begin{matrix} (m) \\ k\ l \end{matrix} \right\}$ für welches ein abstrakter Funktionenraum existiert (dessen Trägerraum der R_4 ist) und dessen Eigenwerte als

reelle Größen ein diskretes Punktspektrum bilden. Dieses Eigenwertproblem entstand durch die eindeutige Anpassung der $G_{(m)kl}$ an die durch die Energiequantisierung bestimmte Hermitizitätsforderung von C (Skalarwirkung), weil $\hat{\{\}}$ konvergent ist. Summation längs $1 \leq m \leq 4$ liefert $C_m \; ; \left\{ {m \atop k\,l} \right\} = \lambda_m \; (k,l) \; . \; \left\{ {m \atop k\,l} \right\} = (\bar{\lambda} \; . \; \hat{\{\}} \,)_{kl}$, was mit $C_m \; ; \left\{ {m \atop k\,l} \right\} = (s\,p\,C \; ; \hat{\{\}} \,)_{kl}$ verglichen zur Tensorfassung $s\,p\,C \; ; \hat{\{\}} = \bar{\lambda} \; . \; \hat{\{\}}$ mit $\bar{\lambda} = \bar{\lambda}^{x}$ führt. In dieser Form ist das Prinzip 74 b in eine Fassung gebracht worden, die einerseits dem Quantenprinzip Rechnung trägt (durch das vektorielle Eigenwertspektrum $\bar{\lambda}$) und andererseits keinen phänomenologischen Anteil mehr enthält. In $s\,p\,C \; ; \hat{\{\}} = \bar{\lambda} \; . \; \hat{\{\}}$ liegt ohne Zweifel ein Matrizenspektrum vor, so daß eine noch universellere Fassung existieren muß. Da $\bar{\lambda} \; . \; \hat{\{\}} = s\,p\,(\bar{\lambda} \times \hat{\{\}})$ ist, folgt $s\,p\,(C \; ; \hat{\{\}} - \bar{\lambda} \times \hat{\{\}}) = {}^{2}\bar{o}$ oder $C \; ; \hat{\{\}} - \bar{\lambda} \times \hat{\{\}} = {}^{4}\bar{Q}$ bedingt mit $s\,p\,{}^{4}\bar{Q} = {}^{2}\bar{o}$. Die Darstellung $\bar{\lambda} \; . \; \hat{\{\}} = {}^{2}\bar{W}$ ist die mikromare Fortsetzung der makromaren Energiedichte ${}^{2}\bar{W} = \mathcal{R} \; ({}^{2}\bar{T} - 1/2 \; {}^{2}\bar{g} \; . \; T)$ und ihre Darstellung durch das Korrespondenzpotential. Aus diesem Grunde stehen die $\bar{\lambda}$ im Zusammenhang mit Energiestufen, so daß immer $\int \bar{\lambda} \; . \; \hat{\{\}} \; . \; d\,\Omega =$ $= \mid s\,p \int \bar{\lambda} \times \hat{\{\}} \; . \; d\,\Omega \sim i\,c\,h \; {}^{2}\bar{n} = i\,c\,h\,s\,p \; {}^{4}\bar{n}$, also $\int \bar{\lambda} \times \hat{\{\}} \; d\,\Omega \sim {}^{4}\bar{n}$ gelten muß, wenn ${}^{4}\bar{n}$ in seinen Komponenten die Quantenzahlen enthält. Da dieses Quantisierungsprinzip aber mit ${}^{4}\bar{Q} \neq {}^{4}\bar{o}$ auf keinen Fall verträglich ist, weil ${}^{4}\bar{n}$ eine zahlentheoretische Funktion ganzzahliger Indizes (Quantenzahlen) ist, muß ${}^{4}\bar{Q} = {}^{4}\bar{o}$ sein. Damit erscheint das dem Matrizenspektrum $s\,p\,C \; ; \hat{\{\}} = \bar{\lambda} \; . \; \hat{\{\}}$ übergeordnete Eigenwertproblem im 4. Tensorgrad in der Form $C \; ; \hat{\{\}} = \bar{\lambda} \times \hat{\{\}}$. Da hierin C hermitesch, $\hat{\{\}}$ konvergent und $\bar{\lambda} = \bar{\lambda}^{x}$ ist, beschreibt diese tensorielle Operatorgleichung diskrete Quantenzustände. Es handelt sich dabei aber nicht um die Zustände phänomenologischer Terme, sondern um die Quantenterme von Strukturstufen des R_4 , weil die Eigenfunktionen $\hat{\{\}}$ Strukturfunktionen (vom Fundamentaltensor abhängt) und der Zustandsoperator ebenfalls nur von Strukturgrößen des R_4 abhängt. C ist also der Zustandsoperator eines raumzeitlichen Strukturzustandes, dessen Eigenfunktionen die als Korrespondenzpotential des Mesofeldes interpretierbaren Strukturfunktionen $\hat{\{\}}$ sind. Demzufolge

sind die im diskreten vektoriellen Punktspektrum liegenden Strukturstufen $\bar{\lambda}$ als Eigenwerte des raumzeitlichen Strukturzustandes auch als quantenhafte stabile Korrelationszustände, also als stationäre Mesofeldzustände interprätierbar, welche wegen des energetischen Charakters des Spektrums $s\ p\ C\ ;\ \hat{\{\}} = \bar{\lambda} \cdot \hat{\{\}}$ Energiezustände dieses Mesofeldes schlechthin sind. Da andererseits aufgrund der phänomenologischen Untersuchung die Feldmasse des Mesofeldes das positive Gegenstück zur negativen Gravitationsfeldmasse ist, so daß der Bau und die innere Korrelation jedes Materiefeldquants durch das Mesofeld bestimmt wird und da weiter jede Korrespondenz beschrieben durch $\ddot{\bar{x}}^i = -\left\{ {i \atop k\ l} \right\} \dot{\bar{x}}^k \dot{\bar{x}}^l$ im statischen Fall zur inneren Korrelation wird, beschreibt das Korrespondenzpotential $\hat{\{\}}$ den Verlauf des Mesofeldes als Korrelationszustand im statischen und als Korrespondenzzustand im dynamischen Fall. Die Strukturstufen $\bar{\lambda}$ sind also als quantenhafte Mesofeldniveaus der allgemeinen Feldenergieverteilung mit der Feldmassendichte σ aufzufassen, deren verschiedene Strukturierungen nach 68 und 69 jeden Feldzustand und jede Feldkorrelation beschreiben. Mithin kennzeichnet $\bar{\lambda} \neq \bar{\sigma}$ in $C\ ;\ \hat{\{\}} = \bar{\lambda} \times \hat{\{\}}$ stets die Existenz eines Materiefeldquants, welches somit immer als statisch stabile Korrelation verschiedener diskreter raumzeitlicher Strukturzustände des R_4 aufzufassen ist. Wegen $C\ ;\ \hat{\{\}} = {}^4\bar{R}$ ist für alle $\lambda_m \neq o$ auch stets $\bar{\lambda} \times \hat{\{\}} \neq {}^4\bar{\sigma}$, was makromar ${}^4\bar{R} \neq {}^4\bar{\sigma}$ bedeutet. Nur für $\lambda_m = o$ wird demnach ${}^4\bar{R} = {}^4\bar{\sigma}$. Nun ist ${}^4\bar{R}$ ein Maß für die metrischen Eigenschaften des betreffenden Raumes. Andererseits sind die λ_m Eigenwerte stationärer Mesofeldzustände und das Verhalten von ${}^4\bar{R}$ hängt demnach nur von diesen Mesofeldzuständen ab. Immer dann, wenn solche Mesofeldzustände $\lambda_m \neq o$ vorhanden sind und wenn nach Gleichung 74b demzufolge Materiefeldquanten existieren, weicht das metrische Verhalten des R_4, also der Somawelt, vom euklidischen Raumzeitbereich in der Form ${}^4\bar{R} \neq {}^4\bar{\sigma}$ ab. Erst dann, wenn diese Materiefeldquanten und damit die ihnen allen gemeinsamen Mesofeldzustände $\lambda_m = o$ werden, wird die Somawelt des Korrelationsbereiches, gemäß ${}^4\bar{R} = {}^4\bar{\sigma}$ euklidisch, so daß die Ursache des nichteuklidischen Verhaltens des R_4, also ${}^2\bar{g} \neq {}^2E$ mit der Eigenschaft ${}^2\bar{g} \neq {}^2\bar{g}^{\times}$ auf die Existenz stationärer Mesofeldzustände zurückgeht, was sich mit der Interpretation von ${}^2\bar{g}$ als tensorielles Korrelationspotential des Mesofeldes und $\hat{\{\}}$ als Korrespondenzfeldpotential der mesobarischen Wechselwir-

kung deckt.

Nach dieser Untersuchung ist also $\bar{\lambda} \neq \bar{o}$ ein Kriterium dafür, ob im diskutierten Bereich des R_4 ein diskreter Strukturzustand existiert. Wenn also ein Materiefeldquant vorhanden ist, dann wird dies durch $C ; \hat{\{\}} \neq {}^4\bar{o}$, aslo $\bar{\lambda} \neq \bar{o}$ beschrieben, was $\lambda_m \neq o$ und daher auch $\lambda^{\underline{m}} \neq o$ bedeutet. Aus der Spurbildung $s\,p\,C ; \hat{\{\}}$ von $C ; \hat{\{\}}$ folgte die energetische Interpretation und die diskreten Eigenschaften $\bar{\lambda} = \bar{\lambda}^{\times}$ der metrischen Strukturstufen $\bar{\lambda}$, doch gibt es wegen ${}^2\bar{g} \neq {}^2\bar{g}^{\times}$ und $\hat{\{\}} \neq \hat{\{\}}^{\times}$ nach A VII 4 noch zwei weitere Matrizenspektren, nämlich ${}^2\bar{A} = C ; s\,p\,\hat{\{\}} = \bar{\lambda} \times s\,p\,\hat{\{\}} \neq {}^2\bar{o}$ und ${}^2\bar{B} = C ; s\,p\,\hat{\{\}}^{\times} = \bar{\lambda} \times s\,p\,\hat{\{\}}^{\times} \neq {}^2\bar{o}$. $\mathfrak{Da}({}^2\bar{A}, {}^2\bar{B}) = -({}^2\bar{A}^{\times}, {}^2\bar{B}^{\times})$, also $s\,p\,{}^2\bar{A} = s\,p\,{}^2\bar{B} = o$ ist, folgt $s\,p\,\bar{\lambda} \times s\,p\,(\hat{\{\}}, \hat{\{\}}^{\times}) = o$ oder in Komponentenform $\lambda^{\underline{m}} \cdot \left\{ {k \atop k\ m} \right\} = \lambda^{\underline{m}} \cdot \left\{ {k \atop m\ k} \right\} = o$. Wegen $\lambda^{\underline{m}} \neq o$ kann dies nur durch $\left\{ {k \atop k\ m} \right\} = \left\{ {k \atop m\ k} \right\} = o$ oder $s\,p\,\hat{\{\}} = s\,p\,\hat{\{\}}^{\times} = \bar{o}$ erfüllt werden. Aus diesem beiden Beziehungen folgt aber auch $\frac{1}{2} s\,p\,(\hat{\{\}} \pm \hat{\{\}}^{\times}) = |s\,p\,\hat{\{\}}_{\pm} = \bar{o}$, so daß die Konsequenz aus den beiden übrigen Matrizenspektren $s\,p\,\hat{\{\}}_{\pm} = \bar{o}$ die allgemeine Operatorgleichung ergänzt. Dieser Sachverhalt wird zusammengefaßt in

$$C ; \hat{\{\}} = \bar{\lambda} \times \hat{\{\}}, \quad \bar{\lambda} = \bar{\lambda}^{\times}, \quad s\,p\,\hat{\{\}}_{\pm} = \bar{o} \ldots\ldots\ldots\

$\hat{\{\}} = \hat{o}$ wird. Für die universelle Raumzeitbeziehung 75 existiert wegen

$$J = \int_{\Omega} w \, \hat{\{\}} \cdot \hat{\{\}}^{\times} \cdot \prod_{k=1}^{4} d x^{k} < \infty \, , \quad A \, J = 1 \, ,$$

$$\int_{\Omega} w \, (\hat{\{\}}^{\times} \cdot C \, ; \hat{\{\}} - \hat{\{\}} \cdot (C \, ; \hat{\{\}})^{\times}) \cdot \prod_{k=1}^{4} d x^{k} = \bar{o} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 75\,a$$

ein abstrakter Funktionenraum und dies bedeutet , daß wegen der Normierbarkeit $A \, J = 1$ der Integrand $A \, \hat{\{\}} \cdot \hat{\{\}}^{\times}$ als die raumzeitliche Dichte einer metrischen Strukturwahrscheinlichkeit interpretiert werden kann. Diese Interpretation besagt aber, daß $A \cdot \hat{\{\}} \cdot \hat{\{\}}^{\times}$ ein Maß für diejenige Wahrscheinlichkeit ist, mit welcher der metrische Bau des R_4 von derjenigen Struktur abweicht, für welche die zugrundegelegten Koordinaten geodätisch sind; denn für die Geodäsie gilt $\hat{\{\}} = \hat{o}$, so daß hier die Wahrscheinlichkeitsdichte verschwindet. Da 75 a von 75 erfüllt wird und die $\bar{\lambda}$ im diskreten Punktspektrum liegen, gilt für die Spektralterme $\bar{\lambda}_n$ (wenn n den Term kennzeichnet) zu denen als Lösungen des Eigenwertproblems die Eigenfunktionen $\hat{\{\}}_n$ gehören. Mit der Wahrscheinlichkeitsinterprätation muß dann

$A \, \hat{\{\}}_n^{\times} \, \bar{\lambda}_n \times \hat{\{\}}_n = A \, \hat{\{\}}_n \, \bar{\lambda}_n \, \hat{\{\}}_n^{\times}$ die Wahrscheinlichkeitsdichte für den Term n des Eigenwertspektrums angeben, sodaß

$$\tilde{\bar{\lambda}} = A \sum_n \int_{\Omega} w \, \hat{\{\}}_n \, \bar{\lambda}_n \times \hat{\{\}}_n^{\times} \cdot \prod_{k=1}^{4} d x^{k} \, ,$$

$$C \, ; \hat{\{\}}_n = \bar{\lambda}_n \times \hat{\{\}}_n \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 75b$$

den phänomenologisch makromar erscheinenden Zustand des Systems n beschreibt, der also durch den wahrscheinlichsten Eigenwert bestimmt wird. Der Übergang von den mikromaren Strukturstufen zum makromaren Kontinuum des Korrespondenzfeldes erfolgt nach dem Prinzip durchgängiger Korrespondenz zwischen mikromaren und makromaren Bereichen durch die nichtmehr normierbare Divergenz $J \to \infty$. Demnach wird das makromare Feldkontinuum nur durch die Limesrelationen

$$\lim_{J \to \infty} C \, ; \hat{\{\}} = {}^{4}\mathfrak{R} \, , \quad {}^{2}\mathfrak{L}_R = \lim_{j \to \infty} \bar{\lambda} \cdot \hat{\{\}} =$$

$$= \varkappa \left[\sum_{m=1}^{4} G_{(m)ik} \right]_4 = \varkappa \, ({}^{2}\bar{T} - 1/2 \, {}^{2}\bar{g} \cdot T) \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 75\,c$$

approximativ erreicht . Die letzte Beziehung wiederum ist identisch mit ${}^2\bar{R} - 1/2\ {}^2\bar{g} \cdot R \sim {}^2\bar{T}$, was zum Energieprinzip $s\,p \overset{(-)}{\Gamma}{}^{(6,6)}$; ${}^2\bar{T} = \bar{o}$ im R_4 , also zum Ausgangspunkt der mesobarischen Statik stabiler Korrelationszustände zurückführt. Mithin ist 75 eine völlig universelle Beschreibung aller statischen Strukturkorrelationen, welche im R_4 möglich sind und zwar sowohl im miktomaren als auch im makromaren Bereich.

4.) Korrespondenzdynamik und Metastatik.

Sind zwei mesobarische, das heißt materiell-gravitative Systeme in Form von zwei Materiefeldquanten a und $\underline{a} = b$ gegeben, so gelten im ungestörten Fall $s\,p\,C$; $\hat{\{\}} = \bar{\lambda}\ \hat{\{\}}$ beziehungsweise $s\,p\,\underline{C}$; $\underline{\hat{\{\}}} = \underline{\bar{\lambda}}\ \underline{\hat{\{\}}}$, wenn a und b nicht in irgendeine Wechselwirkung miteinander treten. Liegt dagegen eine Korrespondenz zwischen beiden Systemen über eine Strecke des R_3 vor, so kann das Matrizenspektrum der Eigenwertgleichung 75 nicht mehr gelten; denn diese Gleichung bezeichnet die statisch stabile Korrelation, die aber im Korrespondenzfall für beide Systeme gestört wird. Die statischen Mesofeldzustände versuchen demnach als Folge der Korrespondenz durch dynamische Übergänge andere statisch stabile Zustände zu erreichen. Während dieses dynamischen Überganges beim Einsetzen der Korrespondenz kann also das statische Energieprinzip $s\,p \overset{(-)}{\Gamma}{}^{(6,6)}$; ${}^2\bar{T} = \bar{o}$ nicht mehr gelten, vielmehr ist $s\,p \overset{(-)}{\Gamma}{}^{(6,6)}$; ${}^2\bar{T} \neq \bar{o}$, und damit ist ein Vergleich von ${}^2\bar{T}$ mit ${}^2\bar{R} - 1/2\ {}^2\bar{g} \cdot R$ nicht mehr möglich, zumal ${}^2\bar{T}$ nur auf ein mesobarisches System bei statisch stabiler Korrelation bezogen ist. Der Energiedichtetensor des gesamten Korrespondenzsystems ${}^2\bar{Q}$ setzt sich offenbar aus den Energiedichtetensoren von a und b , nämlich ${}^2\bar{T}_{(a,a)}$ und ${}^2\bar{T}_{(b,b)}$, sowie beiden Wechselwirkungsenergien ${}^2\bar{T}_{(a,b)}$ von a nach b und ${}^2\bar{T}_{(b,a)}$ von b nach a, gemäß ${}^2\bar{Q} = {}^2\bar{T}_{(a,a)} + {}^2\bar{T}_{(a,b)} + {}^2\bar{T}_{(b,a)} + {}^2\bar{T}_{(b,b)}$ zusammen. Entsprechend der Divergenzentwicklung muß auf diesen Energiedichtetensor eine Vektordivergenz einwirken, so daß ein vom Nullvektor

verschiedener, aber divergenzfreier Vektor entsteht. Die Verallgemeine rung der Vektordivergenz im Korrelationsbereich ist aber jeweils die Matrizenspur eines Γ -Operators. Es kann sich bei diesen Γ-Operatoren, wegen des zweiten Grades des kovarianten Energiedichtetensors nur um die kovariante Form der Doublettsignatur $\Gamma^{(\varepsilon,\varkappa)}_{(-)}$ mit $1 \leq \varepsilon, \varkappa \leq 6$ handeln. Hierbei ist allerdings zu berücksichtigen daß die Γ - Operatoren sowohl auf a als auch auf b bezogen werden können; denn mit Ausnahme der Signatur (6,6) werden diese Operatoren wesentlich durch die Komponenten von $\{\}$ beziehungsweise $\hat{\{\}}$ bestimmt, Demzufolge sind zwei Serien von Operatoren, nämlich $\Gamma^{(\varepsilon,\varkappa)}_{(-)}$ bezogen auf a und $\underline{\Gamma}^{(\varepsilon,\varkappa)}_{(-)}$ bezogen auf $b = \underline{a}$ zu unterscheiden. Die Einwirkung ihrer Spurbildungen auf ${}^2\bar{Q}$ muß ponderomotorische Kraftdichten $\bar{\xi}_{\varepsilon,\varkappa} \neq \bar{o}$ und $\bar{\underline{\xi}}_{\varepsilon,\varkappa} \neq \bar{o}$ liefern. Dieser Sachverhalt kann zusammengefaßt werden in $(s\,p\ \Gamma^{(\varepsilon,\varkappa)}_{(-)})_6$; ${}^2\bar{Q} = (\bar{\xi}_{\varepsilon,\varkappa})_6$ und $(s\,p\ \underline{\Gamma}^{(\varepsilon,\varkappa')}_{(-)})_6$; ${}^2\bar{Q} = (\bar{\underline{\xi}}_{\varepsilon,\varkappa})_6$. Die sechsreihigen Matrizen dieser beiden Gleichungen können auf zweireihige reduziert werden; denn die Signaturen $3 \leq \sigma \leq 6$ können als spezielle Sonderfälle der Signaturen 1 und 2 aufgefaßt werden. So ergibt sich $\sigma = 3$ aus $\sigma = 1$ oder $\sigma = 2$ für $\left\{{i \atop k\,l}\right\}_- = o$ und $\sigma = 4$ beziehungsweise $\sigma = 5$ aus $\sigma = 1$, beziehungsweise $\sigma = 2$ für $\left\{{i \atop k\,l}\right\}_+ = o$ und $\sigma = 6$ folgt aus $\sigma = 1$ oder $\sigma = 2$ für $\left\{{i \atop k\,l}\right\} = o$. Die Systeme werden demnach reduziert auf $(s\,p\ \Gamma^{(\varepsilon,\varkappa')}_{(-)})_2$; ${}^2\bar{Q} = (\bar{\xi}_{\varepsilon,\varkappa})_2$ und $(s\,p\ \underline{\Gamma}^{(\varepsilon,\varkappa')}_{(-)})_2$; ${}^2\bar{Q} = (\bar{\underline{\xi}}_{\varepsilon,\varkappa})_2$. Die $\bar{\underline{\xi}}_{\varepsilon,\varkappa}$ sind darin ponderomotorische Wirkungen auf $\underline{a}$ und $\bar{\xi}_{\varepsilon,}$ solche auf a, welche durch die Korrespondenz beider Systeme zustande kommen. Hinsichtlich des Feldes von $\underline{a}$ müssen demnach die $\bar{\underline{\xi}}_{\varepsilon,\varkappa}$ quellenfrei sein und umgekehrt. Die Skalardivergenzen im R_4 werden aber durch die Singulettoperatoren $s\,p\ \Gamma^{(\sigma)}_{(\pm)}$ ausgedrückt, wo wiederum die Signaturen $3 \leq \sigma \leq 6$ Sonderfälle von 1 und 2 sind. Auch

kommt nur die kovariante Wirkungsweise in Betracht. Demnach gelten die Divergenzfreiheiten $s\,p\,(\Gamma^{(1)}_{(-)}, \Gamma^{(2)}_{(-)})\,;\,(\hat{\Sigma}_{\varepsilon,\varkappa})_2 = \hat{o}$ und $s\,p\,(\Gamma^{(1)}_{(-)}, \Gamma^{(2)}_{(-)})\,;\,(\hat{\Sigma}_{\varepsilon,\varkappa})_2 = \hat{o}$. Werden die Operatoren zu $\hat{M}_{(+)} = s\,p\,(\Gamma^{(1)}_{(-)}, \Gamma^{(2)}_{(-)})\,;\,(s\,p\,\Gamma^{(\varepsilon,\varkappa')}_{(-)})_2$ und $\hat{M}_{(-)} = s\,p\,(\Gamma^{(1)}_{(-)}, \Gamma^{(2)}_{(-)})\,;\,(s\,p\,\Gamma^{(\varepsilon,\varkappa)}_{(-)})_2$ zusammengefaßt, so gelten für die beiden Wechselwirkungsgesetze $\hat{M}_{(\pm)}\,;\,{}^2\bar{Q} = \hat{o}$, durch welche die mesobarische Erweiterung des dynamischen Falles der approximativen Gleichung 68 teilweise erreicht worden ist. Da weiter die Operatordarstellung ${}^2\bar{R} = s\,p\,C\,;\,\hat{\{\}}$ und $R = s\,p\,{}^2\bar{R} = s\,p\,(s\,p\,C\,;\,\hat{\{\}})$ dieser Größen durch den Operator C möglich ist und C beziehungsweise $\underline{C}$ die Zustandsoperatoren der Felder a und $\underline{a}$ sind, deren Mesofelder durch ${}^2\bar{g}$ und ${}^2\underline{\bar{g}}$ beschrieben werden, kann das Gesetz $\varkappa\,{}^2\bar{T} = {}^2\bar{R} - 1/2\,{}^2\bar{g}\cdot R = s\,p\,C\,;\,\hat{\{\}} - 1/2\,{}^2\bar{g}\,s\,p\,(s\,p\,C\,;\,\hat{\{\}}) = (s\,p\,C - 1/2\,{}^2\bar{g}\cdot s\,p\,(s\,p\,C))\,;\,\hat{\{\}}$ für die einzelnen Anteile von ${}^2\bar{Q}$ Anwendung finden, doch sind diese Anteile wegen der Wechselwirkung dann nicht mehr quellenfrei hinsichtlich $s\,p\,\Gamma^{(66)}_{(-)}$. Für die Felder a und $\underline{a}$ folgt dann $s\,p\,C\,;\,\hat{\{\}} = \varkappa\,({}^2\bar{T}_{(a,a)} - 1/2\,{}^2\bar{g}\,T_{(a,a)})$ oder $s\,p\,(s\,p\,C\,;\,\hat{\{\}}) = -\varkappa\,T_{(a,a)}$, weil immer $s\,p\,{}^2\bar{g} = s\,p\,{}^2\underline{\bar{g}} = 4$ im R_4 ist. Daraus folgt aber $\varkappa\,{}^2\bar{T}_{(a,a)} = s\,p\,C\,;\,\hat{\{\}} - 1/2\,{}^2\bar{g}\,s\,p\,(s\,p\,C\,;\,\hat{\{\}})$ und analog $\varkappa\,{}^2\bar{T}_{(b,b)} = s\,p\,\underline{C}\,\hat{\underline{\{\}}} - 1/2\,{}^2\underline{\bar{g}}\,s\,p\,(s\,p\,\underline{C}\,;\,\hat{\underline{\{\}}})$. Da die C und $\underline{C}$ Zustandsoperatoren der beiden Felder mit den Eigenwerten λ_m und $\underline{\lambda}_m$ und den Eigenfunktionen $\hat{\{\}}$ beziehungsweise $\hat{\underline{\{\}}}$ sind, wenn die Korrespondenz fehlt, besteht die Möglichkeit, daß im Fall der Korrespondenz die Felder a und $\underline{a}$ sich so beeinflussen, daß die Zustandsoperatoren wegen der Wechselwirkung auf die zum jeweiligen Konterfeld gehörenden Eigenfunktionen einwirken, was mit den Eigenwerten λ'_m und $\underline{\lambda}'_m$ dieser Wechselwirkung zu beiden Eigenwertbeziehungen $s\,p\,C\,;\,\hat{\underline{\{\}}} = \bar{\lambda}'\,\hat{\underline{\{\}}}$ und $s\,p\,\underline{C}\,;\,\hat{\{\}} = \bar{\underline{\lambda}}'\,\hat{\{\}}$ führt, mit denen allerdings keine divergenzfreie Tensoren im Sinne ${}^2\bar{R} - 1/2\,{}^2\bar{g}\cdot R$ aufgebaut werden können. Für die Wechselwirkungsantei-

le von $^2\overline{Q}$ folgt dann $\mathcal{K}\ {}^2\overline{T}_{(a,b)} = sp\ C\ ;\ \hat{\{\}}\ - 1/2\ {}^2\overline{g}\ sp\ .$
$.(sp\ C\ ;\ \hat{\underline{\{\}}}\ )$ und $\mathcal{K}\ {}^2\overline{T}_{(b,a)} = sp\ \underline{C}\ ;\ \hat{\{\}} - 1/2\ {}^2\underline{\overline{g}}\ sp\ .$
$.(sp\ \underline{C}\ ;\ \hat{\underline{\{\}}}\ )$. Für die Summe dieser vier Tensoren folgt daher
$\mathcal{K}\,{}^2\overline{Q} = \mathcal{K}\ ({}^2\overline{T}_{(a,a)} + {}^2\overline{T}_{(b,a)} + {}^2\overline{T}_{(b,b)} + {}^2\overline{T}_{(a,b)}) = sp\ C\ ;\ \hat{\{\}}\ +$
$+\ sp\ C\ ;\ \hat{\underline{\{\}}}\ + sp\ \underline{C}\ ;\ \hat{\{\}}\ + sp\ \underline{C}\ ;\ \hat{\{\}}\ - 1/2\ ({}^2\overline{g}\ sp\ .$
$.(sp\ C\ ;\ \hat{\{\}}\ ) + {}^2\overline{g}\ sp\ (sp\ C\ ;\ \hat{\underline{\{\}}}\ ) + {}^2\underline{\overline{g}}\ sp\ (sp\ \underline{C}\ ;\ \hat{\{\}}\ ) +$
$+\ {}^2\underline{\overline{g}}\ sp\ (sp\ \underline{C}\ ;\ \hat{\underline{\{\}}}\ )) = sp\ C\ ;\ (\hat{\{\}} + \hat{\underline{\{\}}}\ ) +$
$sp\ \underline{C}\ (\hat{\{\}} + \hat{\underline{\{\}}}\ ) - 1/2\ ({}^2\overline{g}\ sp\ (sp\ C\ ;\ (\hat{\{\}} + \hat{\underline{\{\}}}\ )) +$
$+\ {}^2\underline{\overline{g}}\ sp\ (sp\ \underline{C}\ ;\ (\hat{\{\}} + \hat{\underline{\{\}}}\ ))) = (sp\ C + sp\ \underline{C}\ )\ ;\ (\hat{\{\}} + \hat{\underline{\{\}}}) -$
$-\ 1/2\ ({}^2\overline{g}\ sp\ (sp\ C) + {}^2\underline{\overline{g}}\ sp\ (sp\ \underline{C}\ ))\ ;\ (\hat{\{\}} + \hat{\underline{\{\}}}) =$
$= \left[sp\ C + sp\ \underline{C} - 1/2\ ({}^2\overline{g}\ sp\ (sp\ C) + {}^2\underline{\overline{g}}\ sp\ (sp\ \underline{C})\ )\right];$
$;(\hat{\{\}} + \hat{\underline{\{\}}}\ ) = (\ (1-1/2\ {}^2\overline{g}\ sp\ )\ ;\ sp\ C + (1-1/2\ {}^2\underline{\overline{g}}\ sp)\ ;\ sp\ \underline{C})\ ;$
$;(\hat{\{\}} + \hat{\underline{\{\}}}\ ) = (\Omega + \underline{\Omega}\ )\ ;\ (\hat{\{\}} + \hat{\underline{\{\}}}\ )$, und hierin wird

durch die beiden , den Tensorgrad kontrahierenden Operatoren $(\Omega, \underline{\Omega}) =$
$= (1-1/2\ ({}^2\overline{g}, {}^2\underline{\overline{g}})\ sp)\ ;\ sp\ (C, \underline{C})$ eine Spaltung des auf
$\hat{\{\}} + \hat{\underline{\{\}}}$ wirkenden Operators in einen zu a und einen zu $\underline{a}$ gehörenden Anteil erreicht. Da $\mathcal{K}$ = const, eine natürliche Zahl ist, wird
$\hat{o} = \mathcal{K}\ \hat{M}_{(\pm)}\ ;\ {}^2\overline{Q} = \hat{M}_{(\pm)}\ ;\ \mathcal{K}\ {}^2\overline{Q} = \hat{M}_{(\pm)}\ ;\ (\Omega + \underline{\Omega}\ )\ ;$
$;(\hat{\{\}} + \hat{\underline{\{\}}}\ )$ und wegen der Separation der zu a und $\underline{a}$ gehörenden Operatoren $\Omega + \underline{\Omega}$ kann $\hat{M}_{(\pm)}\ ;\ \Omega\ ;\ (\hat{\{\}} + \hat{\underline{\{\}}}\ ) + \hat{M}_{(\pm)}\ ;$
$;\underline{\Omega}\ ;\ (\hat{\{\}} + \hat{\underline{\{\}}}) = \hat{o}$ nur möglich werden, wenn die beiden Summanden $\hat{M}_{(\pm)}\ ;\ (\Omega, \underline{\Omega})\ ;\ (\hat{\{\}} + \hat{\underline{\{\}}}\ ) = \hat{o}$ einzeln verschwinden.

Dieses Verhalten geht auf die Unabhängigkeit der beiden Terme zurück; denn a und $\underline{a}$ sind voneinander unabhängig und stehen nur im Fall der Korrespondenz in einer Wechselbeziehung. Andererseits werden aber

a und $\underline{a}$ durch die Funktionaloperatoren $\curvearrowright$ und $\underline{\curvearrowright}$ gekennzeichnet, woraus die Unabhängigkeit und damit die Separierbarkeit folgt. Nur dann, wenn die Existenz von a und $\underline{a}$ allein auf die Korrespondenz zurückgeht, (in diesem Fall bilden a und $\underline{a}$ ein Korrelationssystem), gilt diese Separierbarkeit nicht. Hieraus folgt, daß grundsätzlich zwischen zwei Formen der mesobarischen Korrelation zu unterscheiden ist, nämlich zwischen der echten und unechten Korrelation. Diese Korrelation ist dann echt, wenn die Strukturterme 75 durch die Korrelation mehrerer Strukturen entstehen, die allein durch ihre Korrespondenz existent sind (abhängig und daher nicht separierbar), während eine unechte Korrelation stets ein abgeschlossenes Korrespondenzsystem aus unabhängigen Strukturtermaggregaten der Form 75 im dynamischen Korrespondenzaustausch (unabhängig und daher separierbar) ist. Dies schließt jedoch nicht aus, daß geeignete Korrespondenzen innerhalb einer unechten Korrelation die echten Korrelationen eines echten stabilen Termschemas so beeinflussen, daß es zu Umstrukturierungen der echten Korrelation und damit zum zeitlichen Zerfall des Termschemas kommt. Mit dem vierdeutigen Operator $\hat{\mathcal{K}} = \hat{M}_{(\pm)}$; $(\curvearrowright , \underline{\curvearrowright})$ werden also die $2 \cdot 2 \cdot 8 = 32$ Differentialgleichungen zusammengefaßt in

$$\hat{\mathcal{K}} \; ; \; \left(\hat{\{\}} + \hat{\underline{\{\}}} \right) = \hat{o}$$

und zu diesen 32 Differentialgleichungen kommen noch die $2 \cdot 16 = 32$ Eigenwertgleichungen der Korrespondenz

$$s\,p\,C \; ; \; \hat{\underline{\{\}}} = \underline{\bar{\lambda}}' \cdot \hat{\underline{\{\}}} \quad \text{und} \quad s\,p\,\underline{C} \; ; \; \hat{\{\}} = \bar{\lambda}' \cdot \hat{\{\}} \; .$$

Diese insgesamt $64 = 4^3$ Differentialgleichungen setzen also im Fall einer dynamischen Korrespondenz von zwei mesobarischen Systemen die 4^3 Korrespondenzfeldkomponenten $\left\{ {i \atop k\,l} \right\}$ des Systems a mit den entsprechenden $\underline{\left\{ {i \atop k\,l} \right\}}$ von $\underline{a}$ in eine Wechselbeziehung. Die mesobarische Korrespondenzdynamik des Mesofeldes wird demnach durch die Korrespondenzgesetze

$$\hat{\mathcal{K}} \; ; \; \left(\hat{\{\}} + \hat{\underline{\{\}}} \right) = \hat{o} \; , \; s\,p\,(C, \underline{C}) \; ; \; \left(\hat{\underline{\{\}}} \, , \, \hat{\{\}} \right) =$$

$$= (\underline{\bar{\lambda}}' \, , \, \bar{\lambda}') \cdot \left(\hat{\underline{\{\}}} \, , \, \hat{\{\}} \right) \qquad \ldots\ldots 76$$

vollständig beschrieben, wobei der Operator gemäß

$\mathcal{R} = \hat{M}_{(\pm)}$; $(\Omega , \underline{\Omega})$, $\hat{M}_{(+)} = sp(\Gamma^{(1)}_{(-)} , \Gamma^{(2)}_{(-)})$;

$(sp\ \underline{\Gamma}^{(\varepsilon,\mathcal{R})}_{(-)})_2$, $\hat{M}_{(-)} = sp(\underline{\Gamma}^{(1)}_{(-)} , \underline{\Gamma}^{(2)}_{(-)})$;

$(sp\ \Gamma^{(\varepsilon,\mathcal{R})}_{(-)})_2$, $(\Omega , \underline{\Omega}) = (1 - 1/2\ ({}^2\bar{g} , {}^2\underline{\bar{g}})\ sp)$;

$sp\ (C , \underline{C})$ ..... 76 a

auf die Γ - Operatoren zurückgeführt werden kann. Auch erscheint die Schwäche von 75 eliminiert; denn für a = b kann das Bezugssystem nur für a oder b geodätisch werden. Das Korrespondenzgesetz der mesobarischen Dynamik Gleichung 76 ist offensichtlich universeller als Gleichung 75 ; denn diese statischen Beziehungen erweisen sich als Sonderfälle des dynamischen Gesetzes 76. Nimmt man nämlich an, daß keine Wechselwirkung existiert, und neben dem System a ein System $\underline{a}$ nicht definiert ist, so wird ${}^2\underline{\bar{g}} = {}^2\bar{E}$ und $\hat{\underline{\{\}}} = \hat{o}$, so daß $\underline{C} = o$ zum Nulloperator wird. Damit sind aber die beiden Beziehungen $sp\ \underline{C}$; $\hat{\{\}} = \bar{\lambda}$, $\hat{\{\}}$ und $sp\ C$; $\hat{\underline{\{\}}} = \bar{\lambda}$, $\hat{\underline{\{\}}}$ nicht mehr definiert, so daß sich durch den Ausfall dieser beiden Gleichungssysteme 76 zunächst auf die 32 Gleichungen $\hat{o} = \hat{\mathcal{R}}$; $(\hat{\{\}} + \hat{\underline{\{\}}}) = \hat{\mathcal{R}}$; $\hat{\{\}}$ reduziert. Wegen $\underline{C} = o$ wird auch $\underline{\Omega} = (1 - 1/2\ {}^2\underline{\bar{g}}\ sp)$; $sp\ \underline{C} = o$, da auch $sp\ \underline{C} = o$ ein Nulloperator ist, während $1 - 1/2\ {}^2\underline{\bar{g}}\ sp = 1 - 1/2\ {}^2\bar{E}\ sp \neq o$ von diesem Operator verschieden sein kann. Wegen $\underline{\Omega} = o$ wird $\hat{\mathcal{R}} = \hat{M}_{(\pm)}$; Ω und in diesen 16 Gleichungen $\hat{M}_{(\pm)}$; Ω ; $\hat{\{\}} = \hat{o}$ werden mit $\hat{P}_{(+)} = (sp\ \Gamma^{(\varepsilon,\mathcal{R})}_{(-)})_2$ beziehungsweise $\hat{P}_{(-)} = (sp\ \underline{\Gamma}^{(\varepsilon,\mathcal{R})}_{(-)})_2$ die Beziehungen $\hat{P}_{(\pm)}$; Ω ; $\hat{\{\}}$ diverzfrei, das heißt, die Intervalle von $sp(\Gamma^{(1)}_{(-)} , \Gamma^{(2)}_{(-)})$; $\hat{P}_{(-)}$; Ω ; $\hat{\{\}} = \hat{o}$ und $sp(\underline{\Gamma}^{(1)}_{(-)} , \underline{\Gamma}^{(2)}_{(-)})$; $\hat{P}_{(+)}$; Ω ; $\hat{\{\}} = \hat{o}$ müssen ebenfalls verschwinden, so daß das Gleichungssystem auf $\hat{P}_{(\pm)}$; Ω ; $\hat{\{\}} = \hat{o}$ eingeschränkt wird. Wegen $\hat{\underline{\{\}}} = \hat{o}$ wird aber $\hat{P}_{(-)} = \begin{pmatrix} 1,1 \\ 1,1 \end{pmatrix} sp\ \Gamma^{(6,6)}_{(-)}$, weil im den Operatoren nur

noch Fehlstellensignaturen auftreten können. Damit reduziert sich das System $\hat{P}_{(-)} \; ; \; \Omega \; ; \; \hat{\{\}} = \hat{o}$, weil die Matrizenelemente untereinander identisch sind, auf $s\,p \, \lceil^{(6,6)}_{(-)} \; ; \; \Omega \; ; \; \hat{\{\}} = \bar{o}$. Da die Beziehungen $s\,p\,\underline{C} \; ; \; \hat{\{\}} = \bar{\lambda}' \; \hat{\{\}}$ und $s\,p\,C \; ; \; \hat{\{\}} = \bar{\lambda}' \; \hat{\{\}}$ nichtmehr definiert sind, kann in $\hat{P}_{(-)} \; ; \Omega ; \hat{\{\}} = \hat{o}$ oder reduziert $s\,p \, \lceil^{(6,6)}_{(-)} \; ; \; \Omega \; ; \; \hat{\{\}} = \bar{o}$ wegen $\hat{\{\}} = \hat{o}$ die durch die Gleichung 75 a in $\Omega \; ; \; \hat{\{\}}$ zum Ausdruck gebrachte Quantisierung $J < \infty$ im Limes zum makromaren Feldkontinuum rückgängig gemacht werden. Dieser Übergang von den quantenhaften Mesofeldzuständen zum Feldkomtinuum muß also nach 75 a die Divergenz $J \to \infty$ voraussetzen so daß die Limesrelation $\lim_{J \to \infty} \Omega \; ; \; \hat{\{\}} = {}^2\bar{R} - 1/2 \; {}^2\bar{g} \; R$ für die $J \to \infty$ durchgehende Korrespondenz zwischen Quantenstufen und Kontinuum gilt. Man hat also $\bar{o} = \lim_{J \to \infty} s\,p \, \lceil^{(6,6)}_{(-)} \; ; \; \Omega \; ; \; \hat{\{\}} = s\,p \, \lceil^{(6,6)}_{(-)} \; ; \; ({}^2\bar{R} - 1/2 \; {}^2\bar{g} \; R)$ zur Folge hat, was aber mit dem Ausgangspunkt von 75 , also $s\,p \, \lceil^{(6,6)}_{(-)} \; ; \; {}^2\bar{T}_{(a,a)} = \bar{o}$ identisch ist. Da das System $\underline{a}$ nichtmehr definiert ist, wird ${}^2\bar{T}_{(a,b)} = {}^2\bar{T}_{(b,a)} = {}^2\bar{T}_{(b,b)} = {}^2\bar{o}$, also bleibt nur ${}^2\bar{T}_{(a,a)} = {}^2\bar{T}$ übrig, für den das Energieprinzip $s\,p \, \lceil^{(6,6)}_{(-)} \; ; \; {}^2\bar{T} = \bar{o}$ gilt, was mit dem metrischen Limes $s\,p \, \lceil^{(6,6)}_{(-)} \; ; \; ({}^2\bar{R} - 1/2 \; {}^2\bar{g} \; R) = \bar{o}$ verglichen ${}^2\bar{R} - 1/2 \; {}^2\bar{g} \; R = \mathcal{K} \; {}^2\bar{T}$ oder ${}^2\bar{R} = \mathcal{K} \; ({}^2\bar{T} - 1/2 \; {}^2\bar{g} \cdot T)$

$= \mathcal{K} \left[\sum_{m=1}^{4} G_{(m)kl} \right]_4$ liefert. Hier kann wieder zur Konvergenz $J < \infty$ in den Gültigkeitsbereich der Gleichung 75 a der Quantenstufen zurückgegangen werden, was zur Eigenwertdarstellung

$\mathcal{K} \left[\sum_{m=1}^{4} G_{(m)k,l} \right]_4 \to \bar{\lambda} \; \hat{\{\}}$ wegen $\lim_{J \to \infty} \lambda_{(m)} \left\{ {}^{(m)}_{k\,l} \right\} = \mathcal{K} \, G_{(m)k,l}$ führt. Dies gestattet auch ${}^2\bar{R} = s\,p\,C \; ; \; \hat{\{\}}$ zu setzen, daß sich $s\,p\,C \; ; \; \hat{\{\}} = \bar{\lambda} \cdot \hat{\{\}}$, oder erweitert $C \; ; \; \hat{\{\}} = \bar{\lambda} \times \hat{\{\}}$, also die Gleichung 75 ergibt. Es ist somit die mesobarische Statik als Sonderfall aus der dynamischen Gleichung

76 für $\hat{\{\}} = \hat{o}$ hervorgegangen, was aber bedeutet, daß die mesobarische Dynamik auch die Statik umfaßt. Eine weitere Näherung folgt, wenn in ${}^2\bar{T}$ der gravitative Strukturanteil $\bar{p} \to \bar{o}$ im R_3 vernachlässigt wird. Ist ${}^2\bar{V}$ der rein elektromagnetische, und hermitesche Energietensor, der sich aus der raumzeitlichen Erweiterung des elektromagnetischen Induktionsgesetzes ergibt, so wird aus Gleichung 67 a die Limesrelation $\lim_{\bar{p} \to \bar{o}} \underline{l} \; i \; \underline{m} = {}^2\bar{V} = {}^2\bar{V}$ ersichtlich und in $\varkappa\, {}^2\bar{T} = {}^2\bar{R} - 1/2\, {}^2\bar{g}\, R$ muß dieser Limes für den metrischen Anteil einen hermitesierenden Limes koppeln. Es gibt für diesen hermitesierenden Limes die Möglichkeiten $\hat{\{\}}_- \to \hat{o}$, also ${}^2\bar{g}_- \to$ const, sowie ${}^2\bar{g}_- \to {}^2\bar{o}$ oder ${}^2\bar{g} \to {}^2\bar{\gamma e} = {}^2\bar{\gamma e}^{\times}$, wobei die letzte Möglichkeit zugleich einer Uminterpretation des Fundamentaltensors gleichkommt. Bei der ersten Möglichkeit ${}^2\bar{g}_- \to$ const., kann die Konstante nur mit ${}^2\bar{o}$ identisch sein, was zur zweiten Möglichkeit ${}^2\bar{g}_- \to {}^2\bar{o}$ führt; denn in ${}^2\bar{R} - 1/2\, {}^2\bar{g}\, R$ kommt ${}^2\bar{g}$ frei vor, so daß ${}^2\bar{g}_- \to$ const $\neq \neq {}^2\bar{o}$ nicht die geforderte Hermitesierung ermöglicht. Die Approximation ${}^2\bar{g} \to {}^2\bar{g}_+$ läßt den Fundamentaltensor als hermitesches Tensorpotential eines Pseudomesofeldes erscheinen, daß aber gemäß ${}^2\bar{g}_+ = {}^2\bar{\gamma e}$ auch als tensorielles Potential eines Pseudogravitationsfeldes interpretierbar wird, weil in ${}^2\bar{T} \to {}^2\bar{V}$ der durch das Mesofeld erweiterte Gravitationsfeldvektor des R_3 verschwindet und andererseits das durch ${}^2\bar{V}$ beschriebene elektromagnetische Feld mit einer Trägheitswirkung gekoppelt sein muß. Wegen der zweifachen Interpretationsmöglichkeit ${}^2\bar{g}_+ = {}^2\bar{\gamma e}$ als Pseudomeso- oder Pseudogravitationsfeld und der Notwendigkeit, daß ${}^2\bar{V}$ eine Trägheitswirkung zur Folge haben muß, ist das Äquivalenzprinzip von Gravitation und allgemeiner Trägheit zu ergänzen durch die Aussage, daß jede Trägheitswirkung durch eine induktive Wechselbeziehung zwischen Gravitations- und Mesofeld bedingt wird. Da andererseits jedes Materiefeldquant durch Trägheitswirkungen definiert ist, muß ein solches Materiefeldquant primär durch sein Mesofeld definiert sein, das wiederum nach dem Gesetz $\lim_{r \to \infty} (m(r) - m_o) < o$ als Negativum die zugehörige gravitative Raumstruktur bedingt. Die Approximation ${}^2\bar{g} \to {}^2\bar{\gamma e}_{2-} = {}^2\bar{\gamma e}^{\times}$ hat $\lim_{\bar{g} \to {}^2\bar{\gamma e}} \underline{l} \; i \; \underline{m}\, ({}^2\bar{R} - 1/2\, {}^2\bar{g}\, R) = {}^2\bar{R}_{(\gamma e)} - 1/2\, {}^2\bar{\gamma e} \cdot R_{(\gamma e)}$ und $\lim_{\bar{p} \to \bar{o}} \underline{l} \; i \; \underline{m}\, {}^2\bar{T} = {}^2\bar{V}$, also das hermitesche Gesetz ${}^2\bar{R}_{(\gamma e)} - 1/2\, {}^2\bar{\gamma e}\, R_{(\gamma e)} = \varkappa\, {}^2\bar{V}$ zur Folge. Diese Approximation ${}^2\bar{\gamma e}$, bei welcher das System

von Feldgleichungen in einem gravitativen und einen elektromagnetischen Anteil zerfällt, kann weiter untersucht werden. Unter der Voraussetzung, daß ein statischer Fall vorliegt, und ein Symmetriezentrum existiert, um welches sich die $^2\bar{\mathcal{H}}$ erregende Masse zentrisch verteilt, kann das aus sechs voneinander unabhängigen Differentialgleichungen bestehende hermitesche System $^2\bar{R}_{(\mathcal{H})} - 1/2\ ^2\bar{\mathcal{H}}\ R_{(\mathcal{H})} = \mathcal{H}\ ^2\bar{T}$ unter Anwendung eines geeigneten Variationsproblems gelöst werden. Das Symmetriezentrum S sei der Koordinatennullpunkt des Streckenraumes R_3, dessen $1 \leq \gamma \leq 3$ Koordinaten $x^{\gamma}_{(s)}$ kartesisch sind. Ist $x^{4}_{(s)} = i\,c\,t$, so wird die Statik ausgedrückt durch $\partial\, ^2\bar{\mathcal{H}} \,/\!/\, x^{4}_{(s)} = {}^2\bar{0}$, also $^2\bar{\mathcal{H}}\ (x^{\gamma}_{(s)})^3_1$, wobei die Abhängigkeit von den Raumkoordinaten nur in der gegen Orthogonal- oder Unitärtransformationen invarianten Form

$$R^2_{(s)} \overset{3}{\underset{\gamma=1}{\leq}} x^{\gamma 2}_{(s)}$$

möglich ist, wodurch der Symmetrieforderung genügt wird. Die anderen, gegen diese Gruppe invarianten Differentialausdrücke sind $R_{(s)}\ d\ R_{(s)}$ und $(dR_{(s)})^2$, während die Orthogonalität von $x^{4}_{(s)}$ zum R_3 ausgedrückt wird durch $\mathcal{H}_{4,\gamma} = \mathcal{H}_{\gamma,4} = 0$ und $\mathcal{H}_{44}\ \mathcal{H}^{44} = 1$. Auch $x^{4}_{(s)} \cdot d\, x^{4}_{(s)}$ ist gegen diese Gruppe invariant. Die $x^{\gamma}_{(s)}$ können gemäß $x^{1}_{(s)} = R_s \cos \vartheta$ sowie $x^{2}_{(s)} = R_s \sin \vartheta \cos \varphi$ und $x^{3}_{(s)} = R_s \sin \vartheta \sin \varphi$ in Polarkoordinaten R_s, ϑ, φ des R_3 transformiert werden. Hierbei handelt es sich um eine euklidische Operation, die aber am nichteuklidischen Charakter der Metrik nichts ändern kann. Mit den nur von R_3 abhängigen Funktion W, ψ und χ kann dann für die Metrik des R_4 der Ansatz

$$(d\,s)^2 = \psi \cdot (d\,R_s^2 + R_s^2\ (d\,\vartheta)^2 + R_s^2 \sin^2 \vartheta \cdot (d\varphi)^2) + \chi \cdot R_s^2\ (dR_s)^2 - W^2\ (dx^{4}_{(s)})^2$$

gemacht werden. Mit den Kürzungen $r = R_s \sqrt{\varphi}$, sowie $M = \chi$ und $V = W$ wird $(ds)^2 =$

$$= (1 + M \cdot r^2)\ (dr)^2 + r^2\ (d\vartheta)^2 + r^2 \sin^2 \vartheta\ (d\varphi)^2 - V^2\ (dx^{4}_{(s)})^2 .$$

Diese Metrik kann mit $x^{1} = r \cos \vartheta$ sowie $x^{2} = r \sin \vartheta \cos \varphi$ und $x^{3} = r \sin \vartheta \sin \varphi$ transformiert werden und daraus können die $\mathcal{H}_{ik}$ abgelesen werden. Dies macht zunächst eine Untersuchung von $\underline{\mathcal{H}} = |\ ^2\bar{\mathcal{H}}\ |_3$ von $^2\bar{\mathcal{H}} = [\mathcal{H}_{ik}]_3$ im R_3 möglich, was zur Bestimmung der Kontravarianten notwendig ist.

Auf diese Weise ergeben sich insgesamt die Beziehungen $\underline{\gamma} = 1 + M r^2$, $\underline{\gamma}^{ik} \cdot \underline{\gamma} = \delta_{ik} - M \cdot x^{\underline{i}} x^{\underline{k}}$ und daraus $\partial \underline{\gamma}_{ik} / \partial x^{\underline{l}} = M'/r \; x^{\underline{i}} x^{\underline{k}} x^{\underline{l}} + M (\delta_{il} x^{\underline{k}} + \delta_{kl} x^{\underline{i}})$, wenn $M' = \partial M / \partial r$ ist. Mit diesen Ausdrücken wiederum wird es möglich, die ${}^2\bar{R}_{(\gamma)}$ und $R_{(\gamma)}$ bestimmenden $\left\{ {i \atop k\ l} \right\}_{(\gamma)}$ explizit zu ermitteln, so daß der hermitesche Tensor ${}^2\bar{R}_{(\gamma)} - 1/2 \; {}^2\bar{\gamma} R_{(\gamma)}$ nur durch zwei noch unbekannte Funktionen $M(r)$ und $V(r)$ bestimmt wird. Wird in der Approximation ${}^2\bar{R}_{(\gamma)} - 1/2 \; {}^2\bar{\gamma} R_{(\gamma)} = \varkappa \, {}^2\bar{V}$ noch das Energiematerieäquivalent für die Komponenten von ${}^2\bar{V}$ angewendet und wird im Limes das Mesofeld $\bar{\mu}$ gemäß $\underline{l} \; i \; \underline{m} \;\; m = \text{const}\ (r)$ vernachlässigt, so können die beiden Funktionen M und V unmittelbar bestimmt werden, was mit der Integrationskonstanten α schließlich zur Lösung

$$ {}^2\bar{\gamma} = \begin{bmatrix} (1-\alpha/r)^{-1} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & r^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & r^2 \sin^2 \vartheta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & (\alpha/r - 1) \end{bmatrix} . $$

Mit $\gamma = | {}^2\bar{\gamma} |_4$ wird zunächst ersichtlich, daß $\gamma = - r^4 \sin^2 \vartheta$, also $\sqrt{|\gamma|} = r^2 \sin \vartheta$ ist, das heißt $\sqrt{|\gamma|} = \dfrac{\partial (x^{\underline{1}}, x^{\underline{2}}, x^{\underline{3}})}{\partial (r, \vartheta, \varphi)}$ ist mit der Funktionaldeterminante einer Koordinatentransformation des R_3 vom $x^{\underline{\gamma}}$ - System in Polarkoordinaten identisch. Die Konstante α in ${}^2\bar{\gamma}$ tritt in der Lösung auf, weil bei der Bestimmung von M und neben dem Energiematerieäquivalent für $\bar{\mu} \to \bar{o}$ noch ein Extremalprinzip $\delta \int_{t_1}^{t_2} 2 L \cdot dt = o$ angewendet werden muß, das für ${}^2\bar{V} \neq {}^2\bar{o}$ zu $\alpha > o$, aber für ${}^2\bar{V} = {}^2\bar{o}$ zu $\alpha = o$ führt. Die nach dem Energiematerieäquivalent mit ${}^2\bar{V}$ verknüpfte statische gravitative Feldquelle bedingt also die Größe α in ${}^2\bar{\gamma}$. Für $\alpha \to o$ muß das Gravitationsfeld verschwinden und dies bedingt $\underset{\alpha \to o}{1 \; i \; m}$ ${}^2\bar{\gamma} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & r^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & r^2 \sin^2 \vartheta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix}$, was aber ohne weiteres in die pseudoeuklidische Metrik des R_{-4} transformiert werden kann. In der Approximation ${}^2\bar{\gamma}$ kennzeichnet $\alpha > o$ die Existenz eines statischen Gravitationsfeldes mit Symmetriezentrum, dessen einzige zeitartige Komponente $1 + \gamma_{4,4} = \alpha/r$ ein ponderomotori-

sches Beschleunigungspotential verursachen muß. Die Limesrelation $\bar{\mu} \to \bar{o}$ ist nach Gleichung 48 äquivalent mit $\omega \to \infty$, so daß diese Approximation der zu ${}^2\bar{\gamma}$ führenden $\bar{\mu} \to \bar{o}$ entspricht. Damit ergibt sich aber für die Transformationsgruppen $\lim_{\omega \to \infty} \hat{A}_+ = \hat{E}$, das heißt, es bleibt nur noch $\lim_{\omega \to \infty} \hat{B} = \hat{A}_-$ und sche Relativitätsprinzip $\hat{A}_-$ übrig. Unter den speziellen Voraussetzungen von $\hat{A}_-$ im R_4 (als Folge der Approximation $\omega \to \infty$) folgt für die Zeittransformation $i\,c\,d\,\vartheta = (\beta_-\, dx_1 + i\,c\,d\,t) \cdot (1 + \beta_-^2)^{-1/2} = i\,c\,d\,t\,\sqrt{1+\beta_-^2}$ also $d\,\vartheta/dt = \sqrt{1+\beta_-^2}$. Entsprechend folgt aus der Zeitkomponente von ${}^2\bar{\gamma}$ im Gravitationsfeld für die Zeittransformation $d\,\vartheta' = \gamma_{4,4}\, d\,t'$. Wenn die Geschwindigkeit $\beta_- = v/ic$ einer hinreichend kleinen Masse durch das Gravitationsfeld α verursacht werden soll, so gilt $d\,\vartheta'/dt' = - d\,\vartheta/dt$ oder $1 - \alpha/r = \sqrt{1+\beta_-^2}$. Wird nun in einer Approximation das Gravitationsfeld α hinreichend schwach angenommen, so daß für alle $n > 1$ die Näherung $(\alpha/r)^n \to o$ verwendbar ist, so liefert die Quadrierung $1 + \beta_-^2 = (1-\alpha/r)^2 \approx 1 - 2\alpha/r$ oder für die vom Gravitationsfeld verursachte Geschwindigkeit $v^2\, r = 2\,\alpha\, c^2 = \text{const.}$ Setzt man zur Kürzung $2\,\alpha\, c^2 = a$, so liefert $v^2\, r = a$, wenn die Gravitationsbewegung zirkulär, also $r = \text{const.}$ und $v = 2\,\pi\, r/t$ ist, $r^3/t^2 = a/4\pi^2 = \text{const.}$ und dies ist das 3. empirische Gesetz aus B II 2, das aber die eine der empirischen Grundlagen des klassischen Gravitationsgesetzes ist.

Dieser Schluß zwingt zu der Annahme $2\,\alpha\, c^2 = \gamma\, m_o$, was zu $v^2 = \gamma\, m_o/r$ oder $\varphi = \gamma m_o/r$ führt; denn φ ist das Beschleunigungspotential des durch m_o verursachten Gravitationsfeldes, das mit dem Quadrat der gravitativen Geschwindigkeit identisch sein muß. Ist m die im Feld φ gravitierende Masse, so ist $m\,\varphi = \int \bar{K}\, d\,\bar{r}$ die gravitative Energie, deren Gradientenbildung zu $\bar{K} = \text{grad}\, m\,\varphi = m\, \text{grad}\, \varphi = m\,\bar{\Gamma}$ führt, weil $\text{grad}\, \varphi = \bar{\Gamma}$ der gravitative Feldvektor, also die Gravitationsbeschleunigung sein muß, wenn $m = \text{const.}$ bleibt. Nach dem Äquivalenzprinzip kann aber $\bar{\Gamma} = \ddot{\bar{s}}$ durch beliebige ponderomotorische Beschleunigungen $\ddot{\bar{s}} = \sum_{k=1}^{3} \ddot{\bar{x}}_k$ ersetzt werden. Sind die X_k die Skalarkomponenten von $\bar{K}$, so folgt für das Bewegungsgesetz träger Massen $X_k = m\,\ddot{x}_k$ und dies wiederum ist die dynamische Grundgleichung aus B II 1, aus der sich die gesamte Einpunkt- und Vielpunktmechanik ableiten läßt, wenn in einer

weiteren Approximation m nicht als räumlich ausgedehnt angenommen wird, sondern im R_3 nur Trägheitszentren als dimensionslose Massenpunkte beschreibt. Wird weiter angenommen, daß ein Volumen des R_3 mit solchen Trägheitszentren ausgefüllt ist, die aber an feste Ruhelagen gebunden sind, so daß keine Relativverschiebungen innerhalb dieses Volumens möglich sind, so ergibt sich aus dieser Vielpunktmechanik die Mechanik des starren Körpers. Wird im anderen Fall angenommen, daß alle Trägheitszentren ungebunden und die einzigen Wechselwirkungen zwischen ihnen elastische Kolisionen sind, was zu einer statistischen Bewegung führt, so ergibt sich unter diesen Voraussetzungen die kinetische mechanische Theorie des idealen Gases aus B II 3, wodurch Wärme, Gasdruck, Kompressibilität und so weiter statistisch mechanisch gedeutet werden. Wird in diesem Bild berücksichtigt, daß die approximierten Trägheitszentren tatsächlich Systeme von Materiefeldquanten sind, welche attraktive Wechselwirkungen aufeinander ausüben, so führt dieses Bild zur Thermodynamik realer Gase , während das Modell des starren Körpers zu Thermodynamik des festen Aggregatzustandes führt. Aus diesen beiden mechanisch - statistischen Theorien ergibt sich eine allgemeine Thermodynamik des festen realen Körpers, seiner Elastizität und Plastizität im amorphen und kristallinen Fall, sowie der thermodynamische Übergang in den flüssigen Aggregatzustand, mit einer Thermodynamik der Viskosität (beim Schmelzprozeß Erweichungsintervall und Eutektikum) und eine Theorie der Oberflächenbildung. Hieraus folgt wiederum die Thermodynamik des Verdampfungsprozesses, sowie die Thermodynamik des realen Gases, während der umgekehrte Weg von einer Kondensationstheorie über eine Erstarrungstheorie zeigt, wie der gasförmige in den flüssigen Aggregatzustand thermodynamisch zurückgeht. In einer weiteren Spezialisierung können die thermodynamischen Voraussetzungen des flüssigen oder gasförmigen Zustandes angenommen werden, und außerdem kann zusätzlich gefordert werden, daß die statistischthermodynamische Bewegung der einzelnen Massenzentren eine Vorzugsrichtung hat. Hier sind wieder zwei Spezialisierungen möglich. Zum einen kann verlangt werden, daß sich diese Vorzugsrichtung zeitlich nicht umkehrt, was zu einer allgemeinen Theorie realer Strömungen führt (Hydrodynamik für den flüssigen und Aerodynamik für den gasförmigen Zustand) . Zum anderen kann angenommen werden, daß die Vorzugsrichtung periodisch umgekehrt wird, was zu einer Theorie der Akustik führt (mechanische Wechselströmung), die wiederum auf den festen Aggregatzustand in seinen elastischen und plastischen Formen übertragbar ist. Ein letzter Sonderfall schließlich ist eine Theorie akustischer Kompressionsvorgänge, also der Verdichtungsfronten in Flüssigkeiten und Gasen , und dies macht eine Ergänzung

der Strömungstheorie zur Gasdynamik der Überschallströmungen möglich.

Dieser ganze Komplex mechanischer Theorien kann aus $\mathcal{H}_k = m\ddot{x}_k$ gefolgert werden und dieses Grundgesetz ergab sich nach einer ganzen Kette von Approximationen aus Gleichung 75, die wiederum ein Sonderfall von Gleichung 76 ist. Elektromagnetische Phänomene können allerdings durch diese Approximationskette noch nicht erfaßt werden.

Es bleibt noch übrig, den anderen Zweig des statischen Sonderfalles der mesobarischen Statik, nämlich $(s\,p\ \Gamma^{(\varepsilon,\ )}_{(-)})_2 ; \Omega ; \hat{\{\}} = \hat{o}$ approximativ zu untersuchen. In dem Operator ist $\hat{\{\}}$ überhaupt nichtmehr enthalten, so daß $\underline{\hat{\{\}}} = \hat{o}$ auch zu keiner Änderung des Operators führen kann. Der erste Approximationsschritt kann dagegen in $\hat{\{\}}_- \rightarrow \hat{o}$ bestehen; demm dann entfällt die Typensignatur. Aus den kovarianten Dubletts wird also $\lim_{\hat{\{\}}_- \rightarrow \hat{o}} \Gamma^{(\varepsilon,\varkappa)}_{(-)} = \Gamma^{(3,3)}_{(-)}$, also

$$\lim_{\hat{\{\}}_- \rightarrow \hat{o}} (s\,p\ \Gamma^{(\varepsilon,\varkappa)}_{(-)})_2 = {}^{(1,1)}_{1,1}\ s\,p\ \Gamma^{(3,3)}_{(-)}$$ und dies liefert die Reduktion $s\,p\ \Gamma^{(3,3)}_{(-)} ; \Omega ; \hat{\{\}}_+ = \bar{o}$. Mit $\lim_{\hat{\{\}}_- \rightarrow \hat{o}} C = C_+$ wird dann $\Omega = (1-1/2\ {}^2\bar{g}\ sp) ; s\,p\ C_+ = \Omega_+ - 1/2\ {}^2\bar{g}_-\ s\,p\ (s\,p\ C_+)$ mit $\Omega_+ = (1-1/2\ {}^2\bar{g}_+ sp) ; s\,p\ C_+$. Aus $\hat{\{\}}_- = \hat{o}$ folgt unmittelbar ${}^2\bar{g}_- = {}^2\bar{a} = const.$, wobei ${}^2\bar{a} \neq {}^2\bar{o}$ sein darf. Hiermit wird $\bar{o} = s\,p\ \Gamma^{(3,3)}_{(-)} ; \Omega_+ ; \hat{\{\}}_+ - 1/2\ s\,p\ \Gamma^{(3,3)}_{(-)} ; {}^2\bar{a}\ s\,p\ (s\,p\ C_+ ; \hat{\{\}}_+)$. Für den Sonderfall ${}^2\bar{a} = {}^2\bar{o}$, der eine weitere Spezialisierung bedeutet, gilt demnach $s\,p\ \Gamma^{(3,3)}_{(-)} ; \Omega_+ ; \hat{\{\}}_+ = \bar{o}$. Hierin ist immer $\Gamma^{(3,3)}_{(-)} = \Gamma^{(6,6)}_{(-)} - F$, wobei F nach der Definition der Γ - Operatoren, durch die Komponenten von $\hat{\{\}}_+$ bestimmt wird.

Wenn $s\,p\ \Gamma^{(6,6)}_{(-)} ; ({}^2\bar{R} - 1/2\ {}^2\bar{g}\ R) = \bar{o}$ ist, so muß auch $s\,p\ \Gamma^{(6,6)}_{(-)} ; \Omega ; \hat{\{\}} = \bar{o}$ im statischen Fall sein und diese

erweiterte Divergenzfreiheit gilt auch für die Limesrelation

$\lim_{{}^2\bar{g}_- \to {}^2\bar{o}}$ sp $\Gamma^{(6,6)}_{(-)}$; $({}^2\bar{R} - 1/2\ {}^2\bar{g}\ R) = \bar{o}$, was auch

sp $\Gamma^{(6,6)}_{(-)}$; Ω_+ ; $\hat{\{\}}_+ = \bar{o}$ zur Folge hat, weil in der Signatur 6 keine metrischen Größen vorkommen. Damit wird

sp $\Gamma^{(3,3)}_{(-)}$; Ω_+ ; $\hat{\{\}}_+ = | - F$; Ω_+ ; $\hat{\{\}}_+ = \bar{o}$

oder nach der Definition der Γ - Operatoren $g^{il}_{++} \left\{ {s \atop k\ l} \right\}_+ \cdot$

$\cdot (\Omega_+ ; \hat{\{\}}_+)_{is} + g^{il}_{++} \left\{ {s \atop i\ l} \right\}_+ \cdot (\Omega_+ ; \hat{\{\}}_+)_{sk} = o \cdot$

Hierin ist $g^{il}_{++} \left\{ {s \atop i\ l} \right\}_+ = \left\{ {si \atop i} \right\}_+$ und $g^{il}_{++} \left\{ {s \atop k\ l} \right\}_+ = \left\{ {s\ i \atop k} \right\}_+$,

während $\Omega_+ ; \hat{\{\}}_+ =$ sp $C_+ ; \hat{\{\}}_+ - 1/2\ {}^2\bar{g}_+$ sp $\cdot$

$\cdot \left(\text{sp } C_+ ; \hat{\{\}}_+ \right) = \bar{\lambda}_+ \hat{\{\}}_+ - 1/2\ {}^2\bar{g}_+$ sp $\bar{\lambda}_+ \hat{\{\}}_+$,

weil immer für die statischen Mesofeldzustände die Eigenwertbeziehung

sp $C ; \hat{\{\}} = \bar{\lambda} \hat{\{\}}$ gelten muß, was sich auch auf die Approximation $\lim_{{}^2\bar{g}_- \to {}^2\bar{o}}$ erstreckt. Hieraus ergibt sich in der Komponentendarstellung $\left\{ {i\ s \atop k} \right\}_+ \lambda_{+m} \left\{ {m \atop i\ s} \right\}_+ + \left\{ {i\ s \atop i} \right\}_+ \lambda_{+m} \left\{ {m \atop k\ s} \right\}_+ =$

$= \varrho/2 \left(\left\{ {s \atop s\ k} \right\}_+ + \left\{ {i \atop i\ k} \right\}_+ \right) = o$, weil stets sp $\hat{\{\}}_+ = \bar{o}$

ist. In dieser Entwicklung wurde zur Abkürzung ϱ = sp $\bar{\lambda}_+ \hat{\{\}}_+$ gesetzt, Es gilt also approximativ das Theorem $\left\{ {i\ s \atop k} \right\}_+ \lambda_{+m} \left\{ {m \atop i\ s} \right\}_+ + \left\{ {i\ s \atop i} \right\}_+ \lambda_{+m} \left\{ {m \atop s\ k} \right\}_+ = o$ für ${}^2\bar{g}_- \to {}^2\bar{o}$. Wenn $\left\{ {s \atop j\ s} \right\}_+ = o$ gilt, dann muß auch $o = g^{ik}_{++} \left\{ {s \atop j\ s} \right\} = \left\{ {i\ s \atop s} \right\}_+$ oder $\left\{ {i\ s \atop i} \right\}_+ = o$ sein, so daß $\left\{ {i\ s \atop k} \right\}_+ \cdot \lambda_{+m} \left\{ {m \atop i\ s} \right\}_+ = o$ gilt und dies Wiederum kann als Integrand eines raumzeitlichen Gebietsintegrals aufgefaßt werden, das ebenfalls verschwinden muß. Hieraus wiederum kann darauf geschlossen werden, daß $\bar{\lambda}_+ \hat{\{\}}_+$ hermitesch ist, was wegen $\bar{\lambda}_+ \hat{\{\}}_+ =$ sp $C_+ ; \hat{\{\}}_+$ die Hermitezität von sp C_+ und

auch von C_+ selbst nach sich zieht. Wird nicht approximiert, so liefert die gleiche Untersuchung für den statischen Fall

$(s\,p \Gamma^{(\varepsilon,\mathcal{X})}_{(-)})_2 ; \Omega ; \hat{\{\}} = \hat{o}$ wegen $s\,p \Gamma^{(6,6)}_{(-)} ; \Omega ; \hat{\{\}} = \bar{o}$

für alle vier Gleichungen $g^{il} \left\{ {s \atop k\,l} \right\}_{(\varepsilon)} \lambda_m \left\{ {m \atop i\,s} \right\} +$

$+ g^{il} \left\{ {s \atop i\,l} \right\}_{(\mathcal{X})} \lambda_m \left\{ {m \atop s\,k} \right\} = \varrho/2 \left(\left\{ {s\,i \atop k} \right\}_{(\varepsilon)} g_{is} + \right.$

$\left. + \left\{ {s\,i \atop i} \right\}_{(\mathcal{X})} g_{sk} \right) = o$, weil immer $s\,p \hat{\{\}} = \bar{o}$ sein muß. Auch

folgt $g^{il} \left\{ {s \atop i\,l} \right\} = \left\{ {s\,i \atop i} \right\} = o$ aus dem gleichen Grund. Demnach bleibt das Theorem $\left\{ {s\,i \atop k} \right\}_{(\varepsilon)} \lambda_m \left\{ {m \atop i\,s} \right\} = o$ für $\varepsilon = 1$

und $\varepsilon = 2$ übrig und hieraus folgt wiederum die Hermitezität von

$\bar{\lambda} \hat{\{\}} = s\,p\,C ; \hat{\{\}}$, weil der Ausdruck als Integrand eines raumzeitlichen Gebietsintegrales aufgefaßt werden kann. Wenn nämlich

$$\int_{\Omega} \sqrt{|g|} \left(\hat{\{\}}^{\times} \bar{\lambda} \hat{\{\}} - \hat{\{\}} \left(\bar{\lambda} \hat{\{\}} \right)^{\times} \right) \cdot \frac{4}{\prod_{j=1}} d\,x^j = \bar{o}$$

ist, so muß wegen $\bar{\lambda} \hat{\{\}} = s\,p\,C ; \hat{\{\}}$ auch

$$\int_{\Omega} \sqrt{|g|} \left(\hat{\{\}}^{\times} s\,p\,C ; \hat{\{\}} - \hat{\{\}} \left(s\,p\,C ; \hat{\{\}} \right)^{\times} \right) \cdot \frac{4}{\prod_{j=1}} d\,x^j = \bar{o}$$

sein, und dies ist dann aber die Hermitezitätsbedingung des Operators $s\,p\,C$ beziehungsweise für C selbst, das heißt, im statischen Fall beschreibt $C ; \hat{\{\}} = \bar{\lambda} \times \hat{\{\}}$ tatsächlich ein Eigenwertproblem, dessen Eigenwertspektrum ein diskretes Punktspektrum ist und dessen Eigenfunktionen mit dem R_4 als Trägerraum einen abstrakten Funktionenraum aufspannen. Dieser Nachweis diskreter Mesofeldzustände für den Konvergenzfall

$$\int_{\Omega} \sqrt{|g|} \cdot \hat{\{\}}\, \hat{\{\}}^{\times} \frac{4}{\prod_{j=1}} d\,x^j < \infty$$ geht mithin auf den statischen Sonderfall der Gleichung 76, also auf $C ; \hat{\{\}} = \bar{\lambda} \times \hat{\{\}}$ und $s\,p \hat{\{\}}_+ = s\,p \hat{\{\}}_- = \bar{o}$ beziehungsweise $s\,p\,C ; \hat{\{\}} = \bar{\lambda} \hat{\{\}}$ zurück,. Andererseits weisen aber immer diskrete Eigenwerte und ein hermitescher Zustandsoperator auf die Existenz diskreter Quantenstufen der betreffenden Zustandsgrößen hin, so daß der statische Sonderfall von Gleichung 76 die Existenz quantenhafter Mesofeldzustände aufzeigt. Wenn dies aber so ist, dann muß Gleichung 76 auch die Quntentheorie als Sonderfall enthalten. Dies wird umso deutlicher, als aus

Gleichung 76 approximativ auch Wellengleichungen entwickelt werden können.

Für $J \to \infty$ wird aus der Beziehung 75 (mesobarische Statik) die halbphänomenologische makromare Feldgleichung ${}^2\bar{R} \sim {}^2\bar{T} - 1/2\ {}^2\bar{g} \cdot T$ oder ${}^2\bar{R} - 1/2\ {}^2\bar{g} \cdot R \sim {}^2\bar{T} \neq {}^2\bar{T}^{\times}$, worin nach 67 a für hinreichend schwache gravitative Feldstrukturen $\bar{p} \to \bar{o}$ die Hermitezität $\underset{\bar{p} \to \bar{o}}{\overset{1}{\underline{i\ m}}}\ {}^2\bar{T} = {}^2\bar{V} = {}^2\bar{V}^{\times}$ und damit die elektromagnetisch-gravotative Spaltung ${}^2\bar{R}_{(\mathcal{J}\ell)} - 1/2\ {}^2\bar{g}_{(\mathcal{J}\ell)} \cdot R_{(\mathcal{J}\ell)} \sim {}^2\bar{V}$ oder ${}^2\bar{R}_{(\mathcal{J}\ell)} \sim {}^2\bar{V} - 1/2\ {}^2\bar{g}_{(\mathcal{J}\ell)} \cdot V$ mit ${}^2\bar{g}_{(\mathcal{J}\ell)} = {}^2\bar{g}^{\times}_{(\mathcal{J}\ell)}$ approximativ erreicht wird. Auch diese Approximation kann mit $J < \infty$ in den mikromaren Bereich übertragen werden, was in Analogie zur Entwicklung von 75 zunächst $s\ p\ C_{(\mathcal{J}\ell)} ; \hat{\{\}}_{(\mathcal{J}\ell)} = \bar{\lambda}_{(\mathcal{J}\ell)} \cdot \hat{\{\}}_{(\mathcal{J}\ell)}$ oder $C_{(\mathcal{J}\ell)} ; \hat{\{\}}_{(\mathcal{J}\ell)} = \bar{\lambda}_{(\mathcal{J}\ell)} \times \hat{\{\}}_{(\mathcal{J}\ell)}$ liefert. Wegen ${}^2\bar{g}_{(\mathcal{J}\ell)} = {}^2\bar{g}^{\times}_{(\mathcal{J}\ell)}$ ist dies aber mit der Approximation $C_+ ; \hat{\{\}}_+ = \bar{\lambda}_+ \times \hat{\{\}}_+$ identisch, für welche die Hermitezität des Operators und die Konvergenz von $\hat{\{\}}_+$ nachgewiesen wurde. Aus diesem Grunde liegen $\bar{\lambda}_+ \equiv \bar{\lambda}_{(\mathcal{J}\ell)}$ ebenfalls in einem diskreten Punktspektrum, so daß ${}^2\bar{R}_{(\mathcal{J}\ell)} - 1/2\ {}^2\bar{g}_{(\mathcal{J}\ell)} \cdot R_{(\mathcal{J}\ell)} \sim {}^2\bar{V}$ auch die makromare Fortsetzung mikromarer Quantenstufen nach dem Korrespondenzprinzip ist. Dies bedeutet aber, daß ${}^2\bar{V}$ als Feldtensor eines raumzeitlichen Vektorfeldes $\bar{\Phi}$ gemäß ${}^2\bar{V} = \Gamma^{(\varepsilon)}_{(-)} ; \bar{\Phi}$ darstellbar ist. Wegen der Strukturhermitezität sind aber die Singulettsignaturen $\varepsilon = (1,2,3) = +$ und $\varepsilon = (4,5,6) = -$ identisch, sodaß sich die zweideutige Darstellung ${}^2\bar{V} = \Gamma^{(\pm)}_{(-)} ; \bar{\Phi}$ ergibt. Da auch für ${}^2\bar{g}_{(\mathcal{J}\ell)}$ die Divergenzfreiheit $s\ p\ \Gamma^{(6,6)}_{(-)} ; ({}^2\bar{R}_{(\mathcal{J}\ell)} - 1/2\ {}^2\bar{g}_{(\mathcal{J}\ell)} \cdot R_{(\mathcal{J}\ell)}) = \bar{o}$ gilt, folgt für das elektromagnetische Energieprinzip $s\ p\ \Gamma^{(6,6)}_{(-)} ; {}^2\bar{V} = \bar{o}$ oder zweideutig $s\ p\ \Gamma^{(6,6)}_{(-)} ; \Gamma^{(\pm)}_{(-)} ; \bar{\Phi} = \bar{o}$. Wird hierin ${}^2\bar{g}_{(\mathcal{J}\ell)} = {}^2\bar{a} = \text{const.}$ gesetzt, dann wird $\Gamma^{(\pm)}_{(-)} ({}^2\bar{g}_{(\mathcal{J}\ell)} = {}^2\bar{a}) = \Gamma^{(6)}_{(-)}$ eindeutig (geodätisch). Die so entstandene Beziehung $s\ p\ \Gamma^{(6,6)}_{(-)} ; \Gamma^{(6)}_{(-)} ; \bar{\Phi} = \bar{o}$ in geodätischen Koordinaten kann

weiter approximiert werden. Wird die Struktur $^2\bar{a} \rightarrow {}^2\bar{E}$ als extrem schwach vernachlässigt, dann decken sich die geodätischen mit den carthesischen Koordinaten, und diesbedeutet Operatorlimes $\lim_{^2\bar{a} \rightarrow {}^2\bar{E}} sp \Gamma^{(6,6)}_{(-)}$; $\Gamma^{(6)}_{(-)} = \overline{div_4}\ \overline{\overset{\wedge}{div}_4}$, was das Energieprinzip $\overline{div_4}\ \overline{\overset{\wedge}{div}_4}\ \bar{\Phi} = \bar{o}$ in euklidischer Fassung approximativ liefert. Die gleiche Approximation ergibt sich auch aus 76 für $\varepsilon = \mathcal{K} = 6$ im Fall fehlender Korrespondenz ; denn es ist $\bar{o} =$

$= \lim_{J- \infty} sp \Gamma^{(6,6)}_{(-)}$; $\sqcap$; $\{\}^{\wedge} = sp \Gamma^{(6,6)}_{(-)}$; $(^2\bar{R} - 1/2\ ^2\bar{g} \cdot R) \sim sp \Gamma^{(6,6)}_{(-)}$; $^2\bar{T}$ und $\bar{o} =$

$= \lim_{\bar{p} \rightarrow \bar{o}} sp \Gamma^{(6,6)}_{(-)}$; $^2\bar{T} = sp \Gamma^{(6,6)}_{(-)}$; $^2\bar{V}$. Dies führt nach euklidischer Approximation ebenfalls zu $\overline{div_4}\ \overline{\overset{\wedge}{div}_4}\ \bar{\Phi} = \bar{o}$

oder in Komponentenform $\bar{e}_i \sum_{k=1}^{4} \frac{\partial^2 \phi_i}{\partial x_k^2} = \bar{o}$ und

$\lim_{^2\bar{g} \rightarrow {}^2\bar{E}} \bar{e}_i \sum_{k=1}^{4} \frac{\partial^2 \phi_i}{\partial x_k^2} = | \bar{e}_i \sum_{k=1}^{4} \frac{\partial^2 \phi_i}{\partial x^2{}_k} = \bar{o}$

nach euklidischer Approximation. Wird über i summiert, so wird dies zu $div_4\ grad_4\ \bar{\Phi} = \bar{o}$ und hierin kann die Zeitkoordinate in der Form $\phi_4 = \varphi$, beziehungsweise $\sum_{k=1}^{3} \bar{\Phi}_i = \bar{\psi}\ (R_3)$ abgespalte werden. Wegen $x_4 = i\,c\,t$ gilt dann div grad $\bar{\psi} - \ddot{\bar{\psi}}/c^2 +$ $+ \bar{e}_4$ (div grad $\varphi - \ddot{\varphi}/c^2$) $= \bar{o}$ oder div grad $\bar{\psi} = \ddot{\bar{\psi}}/c^2$ und div grad $\varphi = \ddot{\varphi}/c^2$. Diese beiden Gleichungen sind aber Differentialgleichungen von Wellenfeldern, die sich mit der Geschwindigkeit c ausbreiten. Nach dem elektromagnetischen Relativitätsprinzip kann es sich dabei aber nur um elektromagnetische Prozesse handeln, so daß $\bar{\psi}$ und φ nur das vektorielle und skalare Potential einer elektromagnetischen Welle sein können. Diese Interpretation wird noch dadurch gerechtfertigt, daß im Limes gemäß $\lim_{\bar{p} \rightarrow \bar{o}}$ $^2\bar{T} = {}^2\bar{V} = {}^2\bar{V}^{\times}$ zum elektromagnetischen Energiedichtetensor wird. Zwar kann aus der Approximation div grad $(\bar{\psi}, \varphi) = 1/c^2\ \partial^2/\partial t^2\ (\bar{\psi}, \varphi)$ noch nicht auf das elektromagnetische Induktionsgesetz und damit auf die allgemeine Elektrodynamik geschlossen werden, doch ist diese Approximation das Grundgesetz der Wellenoptik, die zur geometrischen Strahlenoptik

wird, wenn im Limes die Wellenlänge gegen Null konvergiert. Dieser Mangel liegt an der Darstellung ${}^2\bar{T} \sim \frac{\wedge}{div_4}\ \bar{\varphi}$ in $sp\ \Gamma^{(6,6)}_{(-)}$; ${}^2\bar{T} = \bar{o}$, denn $\frac{\wedge}{div_4} = \lim_{\substack{\bar{g}\to 0\\ {}^2\bar{E}}} \Gamma^{(\varepsilon)}_{(-)}$ ist die euklidische Approximation eines Γ- Operators mit kovarianter Singulettsignatur. Wird also ${}^2\bar{T}$ in der Form ${}^2\bar{T} \sim \Gamma^{(\varepsilon)}_{(-)}\ ;\ \bar{\varphi}$ dargestellt, so folgt $sp\ \Gamma^{(6,6)}_{(-)}\ ;\ \Gamma^{(\varepsilon)}_{(-)}\ ;\ \bar{\varphi} = \bar{o}$ und hierin ist $(\Gamma^{(\varepsilon)}_{(-)}\ ;\ \bar{\varphi})_{ik} = \partial\varphi_i/\partial x^k_- - \left\{ {s \atop i\ k} \right\}_{(\varepsilon)} \varphi_s$, also, wenn nach Einwirken von $\Gamma^{(6,6}_{(-)1}$ die Matrizenspur in K und l gebildet wird, $o = g^{kl}_{--}\ \partial^2\varphi_i/\partial x^k_- x^l_- - g^{kl}_{--} \left\{ {s \atop i\ k} \right\}_{(\varepsilon)} \partial\varphi_s/\partial x^l_- - \varphi_s\ g^{kl}_{--}\ \partial/\partial x^l_- \left\{ {s \atop i\ k} \right\}_{(\varepsilon)}$. Wenn im Limes $\bar{\mu} \to \bar{o}$ konvergiert, so ist dies äquivalent mit $\omega \to \infty$ und dies hätte $\hat{\{\}}$ = const. zur Folge. Mithin gilt $\lim_{\omega\to\infty} \hat{\{\}}$ = const. oder $\lim_{\omega\to\infty}\ \partial/\partial x^l_-\ \left\{ {s \atop i\ k} \right\} = o$ und dies bedeutet für die Operatorwirkung, wenn die Limesrelation gilt, $g^{kl}_{--}\ \partial^2\varphi_i/\partial x^k_-\ \partial x^l_- - \left\{ {s\ l} \atop {i} \right\}_{(\varepsilon)} \partial\varphi_s/\partial x^l_- = o$, worin hermitesch, also mit ${}^2\bar{g}_- \to {}^2\bar{o}$ approximiert werden kann. Diese Approximation führt dann zu

$$\lim_{\substack{\bar{g}_-\to\\ {}^2\bar{o}}} \left(g^{kl}_{--}\ \partial^2\varphi_i/\partial x^k_-\ \partial x^l_- - \left\{ {s\ l} \atop {i} \right\}_{(\varepsilon)} \cdot \partial\varphi_s/\partial x^l_- \right) =$$

$$= g^{kl}_{+-}\ \frac{\partial^2\varphi_i}{\partial x^k_-\ \partial x^l_-} - \left\{ {s\ l} \atop {i} \right\}_{+}\ \partial\varphi_s/\partial x^l_- = o,$$

und hierin kann ${}^2\bar{g}_+$ mit einer geeigneten Unitärtransformation $\hat{S} \cdot \hat{S}^{\times} = \hat{E}$ stets auf ein Diagonalschema $g^{kl}_{+-} \sim \delta_{kl}$ transformiert werden, was mit einer geeigneten Koordinatentransformation zu $\sum_{k=1}^{4} \partial^2\varphi_i/\partial x^{k^2}_-$ - $\left\{ {s\ l} \atop {i} \right\}_{+} \partial\varphi_s/\partial x^l_- = o$ führt. Hierin ist der Operator $\left\{ {s\ l} \atop {i} \right\}_{+}\ \partial/\partial x^l_-$ stets hermitesch, so daß für ihn, wenn $\int \bar{\varphi} \cdot \bar{\varphi}^{\times}\, d\Omega < \infty$ für $\bar{\varphi}$ gefordert wird, ein diskretes Punktspektrum reeller Eigenwerte μ^2 gemäß $\left\{ {s\ l} \atop {i} \right\}_{+} \partial\varphi_s/\partial x^l_- = \mu^2\ \varphi_i$ angenommen werden darf, weil $\hat{\{\}}$ = const. gefordert würde. Wird weiter angenommen, daß trotz $\mu^2 > o$ die Unterscheidung zwischen Ko- und Kontravarianz vernachlässigt werden darf, so wird

$$\sum_{k=1}^{4} \partial^2\varphi_i/\partial x^{k^2} - \mu^2\ \varphi_i = o \quad \text{oder} \quad div_4 grad_4\ \bar{\varphi} - \mu^2\ \bar{\varphi} = \bar{o}$$

wegen $\sum_{i=1}^{4} \bar{\varphi}_i = \bar{\varphi}$. In dieser vektorieellen Feldgleichung können die Operatoren $\bar{P} = - i \hbar$ grad und $\varepsilon = i \hbar \partial/\partial t$ für Impuls und Energie angewendet werden. Mit ihnen wird $\mathrm{div}_4\ \mathrm{grad}_4 =$ $= \mathrm{div}\ \mathrm{grad} - 1/c^2\ \partial^2/\partial t^2 = 1/\hbar^2 c^2\ \varepsilon^2 - 1/\hbar^2\ P^2$, also $1/c^2\ \varepsilon^2 ; \bar{\varphi} - P^2 ; \bar{\varphi} - \hbar^2 \mu^2 \bar{\varphi} = \bar{o}$, was mit $P^2 ; \bar{\varphi} = \bar{p}^2 \bar{\varphi}$ und $\varepsilon^2 ; \bar{\varphi} = E^2 \bar{\varphi}$ eine Deutung von μ^2 zuläßt. Es ergibt sich nämlich $E^2 - \hbar^2 \mu^2 c^2 = \bar{p}^2 \cdot c^2$ und dieser Ausdruck wird mit dem gegen $\hat{A}$ invarianten Impuls p zu dem ebenfalls gegen $\hat{A}$ invarianten Energiematerieäquivalent $E = m c^2$, wann $\hbar^2 \mu^2 = m_o^2 c^2$ gesetzt wird, wobei $m (\beta) = \mathrm{const}\ (r)$ und $m_o = m\ (o)$ ist. Die Konstanz hinsichtlich r ist eine Folge der Approximation $\omega \to \infty$ oder $\bar{\mu} \to \bar{o}$; denn hierfür verschwindet die Abhängigkeit zwischen m und r. Mit dieser Interpretation von $\hbar^2 \mu^2 c^2 = m_o^2 c^4$ wird aber $1/c^2\ \varepsilon^2 = P^2 + m_o^2 c^2 =$ $= \sum_{i=1}^{4} P_i^2$ mit $P_4 = m_o c$ zu einer linearisierten Form. Wegen der Operatornatur der P_i kann die zweideutige Linearisierung nur mit 4 Matrizen $\hat{\alpha}_i$ vom quadratischen Typ 4 durchgeführt werden, für deren Antikomutator $(\hat{\alpha}_i \times \hat{\alpha}_k)_+ = 2\ \delta_{ik}\ \hat{E}$ gilt. Vier Matrizen, die diesem Antikomutatorgesetz genügen und den quadratischen Typ haben sind nur in der Form

$$\hat{\alpha}_1 = \begin{pmatrix} o & o & o & 1 \\ o & o & 1 & o \\ o & 1 & o & o \\ 1 & o & o & o \end{pmatrix}, \quad \hat{\alpha}_2 = \begin{pmatrix} o & o & o & -i \\ o & o & i & o \\ o & -i & o & o \\ i & o & o & o \end{pmatrix}, \quad \hat{\alpha}_3 = \begin{pmatrix} o & o & 1 & o \\ o & o & o & -1 \\ 1 & o & o & o \\ o & -1 & o & o \end{pmatrix} \quad \text{und}$$

$$\hat{\alpha}_4 = \begin{pmatrix} 1 & o & o & o \\ o & 1 & o & o \\ o & o & -1 & o \\ o & o & o & -1 \end{pmatrix}$$

möglich; denn tatsächlich folgt nach den Gesetzen der Matrizenmultiplikation für den Antikomutator die Stufenmatrix $(\hat{\alpha}_i \times \hat{\alpha}_k)_+ = 2\ \delta_{ik}\ \hat{E}$. Wird die Linearisierung der Operatorbeziehung mit diesen vier Matrizen durchgeführt, so ergibt sich unter Berücksichtigung der Antikomutatorbedingung $\pm \hat{E}/c \cdot \varepsilon = \sum_{i=1}^{4} \hat{\alpha}_i \cdot P_i$ und dies liefert die linearisierte Feldgleichung $\pm \hat{E}\ \varepsilon ; \bar{\varphi} = - c \sum_{i=1}^{4} \hat{\alpha}_i\ P_i ; \bar{\varphi}$, worin gegebenenfalls die Impulskomponenten und die Energie durch skalare und vektorielle Zusatzpotentiale

äußerer elektromagnetischer oder gravitativer Feldwirkungen ergänzt werden können, was dann zu einem Ausdruck $\hat{D}$; $\bar{\varphi} = \bar{o}$ führt, dessen Operatoriteration $\hat{D}$; $D^{\times}$ unter Berücksichtigung der antikommutierenden $\hat{\alpha}_i$ zu einer durch die Zusatzpotentiale ergänzten und im zweiten Grad iterierten Feldgleichung $\hat{D}$; $\hat{D}^{\times}$; $\bar{\varphi} = \bar{o}$ führt, und hierin erweisen sich die $\hat{\alpha}_i$ als Spinmatrizen der Quanten des Vektorfeldes $\bar{\varphi}$. Werden in der linearisierten Form $\hat{E}\,\xi$; $\bar{\varphi} \pm c \sum_{i=1}^{4}$. $\hat{\alpha}_i P_i$; $\bar{\varphi} = \bar{o}$. Die P_i und ξ explizit eingesetzt, $\hbar$ gekürzt und die Definition der $\hat{\alpha}_i$ verwendet, so folgt in der Komponentendarstellung das zweideutige Gleichungssystem

$$\dot{\varphi}_1 \pm c\,(\partial\varphi_4/\partial x_1 - i\,\partial\varphi_4/\partial x_2 + \partial\varphi_3/\partial x_3) \pm i\,m_o\,c^2/\hbar\varphi_1 = 0,$$

$$\dot{\varphi}_2 \pm c\,(\partial\varphi_3/\partial x_1 + i\,\partial\varphi_3/\partial x_2 + \partial\varphi_4/\partial x_3) \pm i\,m_o\,c^2/\hbar\cdot\varphi_2 = 0,$$

$$\dot{\varphi}_3 \pm c\,(\partial\varphi_2/\partial x_1 - i\,\partial\varphi_2/\partial x_2 + \partial\varphi_1/\partial x_3) \mp i\,m_o\,c^2/\hbar\cdot\varphi_3 = 0,$$

$$\dot{\varphi}_4 \pm c\,(\partial\varphi_1/\partial x_1 + i\,\partial\varphi_1/\partial x_2 - \partial\varphi_2/\partial x_3) \mp i\,m_o\,c^2/\hbar\cdot\varphi_4 = 0.$$

Wird $\bar{\varphi} = \bar{A} + i\,\bar{B}$ als eine über den komplexen algebraischen Zahlenkörper definierte Funktion aufgefaßt und nimmt man in einer Approximation $m_o = o$ an, was $\hat{\{\}} = \hat{o}$ entspricht, und wird die Spaltung für den negativen Zweig mit $m_o = o$ in Real- und Imaginärteil durchgeführt, so entsteht ein System aus acht Differentialgleichungen für die Komponenten der beiden reellen Funktionen A_k und B_k. Für diese Komponenten wiederum kann die Auswahl $A_1 \sim C_3$, $A_2 \sim C_1$, $A_3 = o$, $A_4 \sim - D_2$, $B_1 = o$, $B_2 \sim C_2$, $B_3 \sim D_3$, $B_4 \sim D_1$ getroffen werden, wodurch zwei Vektoren $\bar{C}$ und $\bar{D}$ als reelle Raumzeitfunktionen im R_3 definiert worden sind. Mit diesen beiden Vektoren können die acht reellen Gleichungssysteme, wenn a = const. und b = const Proportionalitätsfaktoren sind zu rot $\bar{C} = a\,\dot{\bar{D}}$, rot $\bar{D} = b\,\dot{\bar{C}}$, div $\bar{D} = o$, div $\bar{C} = o$ zusammengefaßt werden Dies ist aber der Ausbreitungsformalismus elektromagnetischer und gravitativer Feldstörungen im Vakuum des R_3 ; denn mit $a = \varepsilon_o$ und $b = -\mu_o$ und der Anpassung $\bar{C} = \bar{H}$ beziehungsweise $\bar{D} = \bar{E}$ folgt das elektromagnetische Induktionsgesetz rot $\bar{H} = \varepsilon_o\,\dot{\bar{E}}$, rot $\bar{E} = -\mu_o\,\dot{\bar{H}}$, div $\bar{E} = o$, div $\bar{H} = o$, aber mit der

Anpassung $a = \alpha$, $b = \beta$, sowie $\ddot{\bar{D}} = \bar{g} = \bar{\Gamma} + R_+ \cdot \bar{\mu}$ und $\bar{c} = \bar{\mu}$ das Ausbreitungsgesetz gravitativer Feldstörungen $\mathrm{rot}\ \bar{\mu} - \dot{\bar{\mu}} \sqrt{\alpha\beta} = \alpha \dot{\bar{\Gamma}}$, $\mathrm{rot}\ \bar{\Gamma} + \dot{\bar{\Gamma}} \sqrt{\alpha\beta} = \bar{o}$, $\mathrm{div}\ \bar{\Gamma} = o$ $\mathrm{div}\ \bar{\mu} = o$ für die Approximationen $\sigma \approx o$ und $\dot{m} \approx o$ der energetischen Feldmasse. Aus diesen beiden Gesetzen ergeben sich wegen $\mathrm{rot\ rot} = \mathrm{grad\ div} - \mathrm{div\ grad}$ im R_3 die Ausbreitungsgesetze $\mathrm{div\ grad}\ (\bar{E}, \bar{H}) = 1/c^2\ \partial^2/\partial t^2\ (\bar{E}, \bar{H})$ für elektromagnetische und $\mathrm{div\ grad}\ (\bar{\Gamma}, \bar{\mu}) = -1/\omega^2\ \partial^2/\partial t^2\ (\bar{\Gamma}, \bar{\mu})$ für gravitative Feldstörungen mit $c^2\ \varepsilon_o\ \mu_o = 1$ und $\omega^2\ \alpha\ \beta = 1$, aus dem sich wiederum die beiden Relativitätsprinzipien $\hat{\underline{A}}\ \bar{\mp}$ und damit die Existenz der beiden Somawelten $R_{\bar{\mp}4}$ ergeben. Die Approximationskette führte also von der mesobarischen Strukturs ynthesis wieder zurück zur Spaltung in die beiden Somawelten. Aus dem elektromagnetischen Induktionsgesetz kann wiederum - ähnlich wie aus der Grundgleichung der Mechanik die gesamte Mechanik, Thermodynamik , Strömungstheorie und Akustik abgeleitet werden könnte - die gesamte Elektrostatik, Magnetostatik,Elektrodynamik, elektromagnetische Induktion, Drahtwellentheorie und die Theorie frei fortschreitender Induktionswellen entwickelt werden. Dieses letze Gebiet liefert, wenn die Wellengleichung für das elektromagnetische Vektorpotential $\mathrm{div\ grad}\ \bar{\Phi} = \ddot{\bar{\Phi}}/c^2$ angesetzt wird, eine Theorie polarisierter elektromagnetischer Wellen während für das Skalarpotential φ die Wellengleichung $\mathrm{div\ grad}\ \varphi = \ddot{\varphi}/c^2$ unpolarisierte elektromagnetische Wellen beschreibt. Für hinreichend kleine Wellenlängen wird aus der Theorie elektromagnetischer Wellen eine Theorie der Wellenoptik, wobei der Übergang vom Mikrowellenbereich zum optischen Bereich zu einer Theorie der Wärmestrahlung führt, deren Wechselwirkung mit der molekularen Materiestruktur die Thermodynamik ergänzt. Eine ähnliche Wechselwirkung optischer Prozesse mit den äußeren Molekular- und Atomstrukturen kann durchgeführt werden, währen der Übergang zur Wellenlänge Null im Limes die Basis der geometrischen Strahlenoptik ergibt. Auf diese Weise zeigt sich, daß alle Aussagen der theoretischen Physik in den Approximationsketten enthalten sind; denn die Theorie gravitativer Feldstörungen führt mit $\omega \to \infty$ oder mit $\bar{\mu} \longrightarrow \bar{o}$ zurück zum Gravitationsgesetz $\bar{\Gamma} = \mathrm{grad}\ \varphi$ mit $\varphi = \varkappa\, m/r$ und $m = \mathrm{const.}\ (r)$, das wiederum die Basis der Himmelsmechanik bildet und nach dem Äquivalenzprinzip wieder zum Ergebnis der ersten Approximationskette, nämlich zur Grundgleichung der Mechanik zurückführt.

Wird angenommen, daß ein mesobarisches Kontersystem ${}^2\bar{\underline{g}} \neq {}^2\bar{E}$ existiert, das aber so schwach ist, daß die Änderung von ${}^2\bar{\underline{g}}$ mit $x^{\bar{i}}$

des R_4 praktisch verschwindet, daß also $\wp \underline{g}_{ik} / \wp x^{\underline{1}} \rightarrow o$, also $\hat{\underline{\{\}}} \rightarrow \hat{o}$ gesetzt werden kann, so liegt der statische Fall Gleichung 75 nicht vor, während in der dynamischen Gleichung 76 immer $\hat{o} = \hat{\mathcal{K}} \; ; \; (\hat{\{\}} + \hat{\underline{\{\}}}) \rightarrow \hat{\mathcal{K}} \; ; \; \hat{\{\}}$ unter dieser Voraussetzung gesetzt werden kann. Außerdem ist $\lim_{\hat{\{\}} \rightarrow \hat{o}} \underline{C} = o$ und auch $\lim_{\hat{\{\}} \rightarrow \hat{o}} sp\, \underline{C} = o$, also $\lim_{\hat{\underline{\{\}}} \rightarrow \hat{o}} \underline{\Omega} = o$, was zu $\lim_{\hat{\underline{\{\}}} \rightarrow \hat{o}} \hat{\mathcal{K}} = \lim_{\hat{\underline{\{\}}} \rightarrow \hat{o}} \hat{M}_{(\underline{+})} \; ; \; \Omega$ führt. Diese Limesrelation wiederum ergibt die Reduktionen $sp\, \Gamma^{(6)}_{(-)} \; ; (sp\, \Gamma^{(\varepsilon, \varkappa)}_{(-)})_2 \; ; \Omega \; ; \hat{\underline{\{\}}} = \hat{o}$ und $sp (\Gamma^{(1)}_{(-)} , \Gamma^{(2)}_{(-)}) \; ; \; sp\, \Gamma^{(6,6)}_{(-)} \; ; \; \Omega \; ; \; \hat{\{\}} = o$, weil immer $\lim_{\hat{\{\}} \rightarrow \hat{o}} \Gamma^{(\varepsilon)}_{(-)} = \Gamma^{(6)}_{(-)}$ und $\lim_{\hat{\{\}} \rightarrow \hat{o}} \underline{\Gamma}^{(\varepsilon, \varkappa)}_{(-)} = \Gamma^{(6,6)}_{(-)}$ ist. Hierin kann nochmals mit ${}^2\overline{g} \rightarrow {}^2\overline{o}$ approximiert werden und dies ergibt wegen ${}_2\lim_{{}_2\overline{g} \rightarrow {}^2\overline{o}} \Gamma^{(\varepsilon)}_{(-)} = \Gamma^{(3)}_{(-)}$, ${}_2\lim_{{}_2\overline{g} \rightarrow {}^2\overline{o}} \Gamma^{(\varepsilon, \varkappa)}_{(-)} = \Gamma^{(3,3)}_{(-)}$ sowie ${}_2\lim_{{}_2\overline{g} \rightarrow {}^2\overline{o}} \Omega = \Omega_+$ und ${}_2\lim_{{}_2\overline{g} \rightarrow {}^2\overline{o}} \hat{\{\}} = \hat{\{\}}_+$ die weitere Einschränkung $sp\, \Gamma^{(6)}_{(-)} \; ; sp\, \Gamma^{(3,3)}_{(-)} \; ; \Omega_+ \; ; \hat{\{\}}_+ = o$ und $sp\, \Gamma^{(3)}_{(-)} \; ; sp\, \Gamma^{(6,6)}_{(-)} \; ; \Omega_+ \; ; \hat{\{\}}_+ = o$. Da C und damit auch C_+ ein diskretes Punktspektrum von Eigenwerten hat, und daher nach $C_+ \; ; \; \hat{\{\}}_+ = \overline{\lambda}_+ \times \hat{\{\}}_+$ auch ${}^2\overline{g}_+$ zahlentheoretische Funktion eines ganzzahligen Index sein muß, gelten diese Eigenschaften auch für den Operator Ω_+ . Die Größe $\Omega_+ \; ; \; \hat{\{\}}_+$ kann demnach in dreifacher Weise durch Eigenwerte und Eigenfunktionen (dies richtet sich nach den Eigenschaften von $\hat{\{\}}_+$) , nämlich $\Omega_+ \; ; \; \hat{\{\}}_+ = {}^2\overline{\lambda} \cdot \varphi$ oder $\Omega_+ \; ; \; \hat{\{\}}_+ = \left[(\lambda , \varphi)_{ik} \right]_4$ beziehung weise $\Omega_+ \; ; \; \hat{\{\}}_+ = \lambda \; {}^2\overline{\varphi}$ ausgedrückt werden, wenn für die hermiteschen Tensorkomponenten das Symbol $(\lambda , \varphi)_{ik} = \lambda_i \, \varphi_k + \lambda_k \, \varphi_i$ zur Kürzung des zweiten Falles eingeführt wird. Darstel-

lung durch eine vektorielle Eigenfunktion $\bar{\varphi}$ ist nur in der vorstehen den Weise möglich, weil aufgrund ${}^2\bar{g}_- \rightarrow {}^2\bar{o}$ immer $\Lambda_+ \; ; \; \hat{\{\}}_+ = (\Lambda_+ \; ; \; \hat{\{\}}_+)^x$ ist und stets $(\lambda, \varphi)_{ik} = (\lambda, \varphi)_{ki}$ gilt. Entsprechend muß auch in der Skalardarstellung ${}^2\bar{\lambda} = {}^2\bar{\lambda}^x$ und in der Tensordarstellung ${}^2\bar{\varphi} = {}^2\overline{\varphi}^x$ sein. Zunächst werde nur

$sp \; \Gamma^{(6)}_{(-)} \; ; \; sp \; \Gamma^{(3,3)}_{(-)} \; ; \; \Lambda_+ \; ; \; \hat{\{\}}_+ = o$ untersucht. Ist die Feldfunktion skalar, also $sp \; \Gamma^{(6)}_{(-)} \; ; \; sp \; \Gamma^{(3,3)}_{(-)} \; ; \; {}^2\bar{\lambda} \cdot \varphi = o$, so gilt $(sp \; \Gamma^{(3,3)}_{(-)} \; ; \; {}^2\bar{\lambda} \; \varphi)_k = g^{\underline{il}}_{\underline{\underline{+}}} \; \lambda_{ik} \cdot \partial\varphi/\partial x^{\underline{l}} + F_k \; \varphi = \lambda^{\underline{l}}_{\underline{k}} \; \partial\varphi/\partial x^{\underline{l}} + F_k \cdot \varphi$ und dies hat $o = sp \; \Gamma^{(6)}_{(-)} \; ; \; (\lambda^{\underline{l}}_{\underline{k}} \; \partial\varphi/\partial x^{\underline{l}} + F_k \; \varphi) = \lambda^{\underline{kl}}_{\underline{\underline{+}}} \; \partial^2\varphi/\partial x^{\underline{k}} \partial x^{\underline{l}} + F^{\underline{k}}_{\underline{\underline{+}}} \; \partial\varphi/\partial x^{\underline{k}} + G \; \varphi$ zur Folge. Wird weiter ${}^2\bar{\lambda}^{-1}$ als auf ein Diagonalschema transformiert angenommen, also $\lambda^{\underline{kl}}_{\underline{\underline{+}}} \sim \delta_{kl}$ oder $\lambda^{\underline{kl}}_{\underline{\underline{+}}} = a_1 \; \delta_{kl}$, so ergibt sich $a_1 \; \partial^2\varphi/\partial x^{\underline{l}^2} + F^{\underline{l}}_{\underline{\underline{+}}} \; \partial\varphi/\partial x^{\underline{l}} + G \cdot \varphi = o$ oder nach einer Koordinatentransformation wegen $a_1 = const.$ Auch die $\nabla_4 \; grad_4 \; \varphi + \bar{F} \; grad_4 \; \varphi + Q \; \varphi = o$. Diese Gleichung kann noch weiter approximiert werden. Auf jeden Fall wird durch dieses Differentialgesetz ein raumzeitliches Wellenfeld mit skalarer Zustandsfunktion φ beschrieben. Diese Zustandsfunktion kennzeichnet quantenhafte Vorgänge, wenn φ dem Konvergenzkriterium des abstrakten Funktionenraumes genügt. Da $\Lambda_+ \; ; \; \hat{\{\}}_+$ diesem Kriterium genügt, weil es für $\hat{\{\}}_+$ erfüllt ist und Λ_+ hermitesch ist, muß es wegen $\Lambda_+ \; ; \; \hat{\{\}}_+ = {}^2\bar{\lambda} \; \varphi$ auch für φ erfüllt sein, weil alle $\lambda_{ik} = const < \infty$ sind. Wird gefordert, daß sich $\dot{\Phi} = \partial\varphi/\partial t$ zeitlich langsam ändert, daß in guter Näherung $\ddot{\varphi} \approx o$ gesetzt werden darf, und ist immer $\bar{F} \perp grad \; \varphi$, so daß $\bar{F} \; grad_4 \; \varphi = F_4/ic \cdot \dot{\varphi}$ gesetzt werden kann, so wird die Feldgleichung zu div grad φ $- \; iF_4/c \; \dot{\varphi} + Q \; \varphi = o$. Hierin kann nach Q vernachlässigt und $F_4 = - \; u \; c$ eingesetzt werden, was zu $i \; u \; \dot{\varphi} +$ div grad $\varphi = o$ führt. Dies ist aber nichts anderes als die wellenmechanische Feldgleichung eines geodätisch annähernd auf Nullinien bewegten Materiefeldes mit skalarer Zustandsfunktion φ, wenn $u = 2m/\hbar$ mit $\hbar = h/2\pi$ festgelegt wird. Die so abgewandelte Approximation $- \; 2 \; i \; m \; \dot{\varphi} + \hbar$ div grad $\varphi = o$ (Die Einführung $u \sim m$ ist ohnewei-

teres zulässig; denn wenn auch u nicht konstant ist, muß die Trägheitsmasse m = m (r) des Feldquants bereits im statisch stabilen Fall als Ortsfunktion angegeben werden) kann noch weiter getrieben werden, wenn mit den quantentheoretischen Operatoren $\varepsilon = i\hbar\,\partial/\partial t$ und $\bar{P} = -i\hbar$ grad für Energie und Impuls gemäß $\varepsilon\,;\ \varphi = E\varphi$ und $\bar{P}\,;\ \varphi = \bar{p}\,\varphi$ beziehungsweise $-\hbar^2$ div grad $\varphi = P^2\,;\ \varphi = p^2\,\varphi$ auf die makroskopischen Größen von Energie E und Impuls $\bar{p}$ eines nichtquantisierten Kontinuums zurückgegangen wird. Es ist $o = 2\,i\,m\,\dot{\varphi} - \hbar$ div grad $\varphi = 2\,m/\hbar\ \varepsilon\,;\ \varphi - 1/\hbar\ P^2\,;\ \varphi = 1/\hbar\ (2m\,E - \bar{p}^2)\cdot\varphi$ oder $E - \bar{p}^2/2m = o$. Wird weiter angenommen, daß die Relativgeschwindigkeit v des durch φ skalar beschriebenen Materiefeldquants im Bereich $o < v \leqslant c$ liegt, so daß $p = m\,v$ mit $m = \text{const.}$ gesetzt werden darf, so wird die Beziehung zu $E = 1/2\ m\ v^2$ und dies ist der galileiinvariante Ausdruck der kinetischen Energie einer mit v bewegten Masse m. Diese Gleichung kann ebenfalls als Basis einer Entwicklung der Vielpunktmechanik verwendet werden. Neben der skalaren Wellengleichung

$$s\,p\ \Gamma^{(6)}_{(-)}\,;\quad s\,p\ \Gamma^{(3,3)}_{(-)}\,;\quad {}^2\bar{\lambda}\,\varphi = o$$

kann der andere Zweig,

nämlich die Operatorkommutation $s\,p\ \Gamma^{(3)}_{(-)}\,;\ s\,p\ \Gamma^{(6,6)}_{(-)}\,;\ {}^2\bar{\lambda}\,\varphi = 0$

approximativ untersucht werden. Es ist $(s\,p\ \Gamma^{(6,6)}_{(-)}\,;\ {}^2\bar{\lambda}\,\varphi)_k =$

$$\lambda^{\underline{l}}_{\underline{\underline{k}}}\,\partial\varphi/\partial x^{\underline{l}} \quad \text{und} \quad o = \lambda^{\underline{kl}}_{\underline{\underline{}}}\cdot\partial^2\varphi/\partial x^{\underline{k}}\,x^{\underline{l}} -$$

$$-\,g^{\underline{ik}}_{+}\left\{{s \atop k\ i}\right\}_{+}\lambda^{\underline{l}}_{\underline{s}}\,\partial\varphi/\partial x^{\underline{l}} = \lambda^{\underline{kl}}_{\underline{\underline{}}}\,\partial^2\varphi/\partial x^{\underline{k}}\partial x^{\underline{l}} -$$

$$-\left\{{s\ k \atop k}\right\}_{+}\lambda^{\underline{l}}_{\underline{s}}\,\partial\varphi/\partial x^{\underline{l}} = \lambda^{\underline{kl}}_{\underline{\underline{}}}\,\partial^2\varphi/\partial x^{\underline{k}}\partial x^{l}\ ,\ \text{weil}\ s\,p\,\hat{\{\}}_{+} = \bar{o}$$

und damit auch $\left\{{s\ k \atop k}\right\}_{+} = o$ ist. Wird wieder für die Kontravariante Form $\lambda^{\underline{kl}}_{\underline{\underline{}}} \sim \delta_{kl}$ angenommen und eine Koordinatentransformation durchgeführt, so wird aus $\lambda^{\underline{kl}}_{\underline{\underline{}}}\,\partial^2\varphi/\partial x^{\underline{k}}\partial x^{\underline{l}} = o$ nach pseudoeuklidischer Approximation $o = \sum_{l=1}^{4}\partial^2\varphi/\partial x_l^2 = \text{div}_4\text{grad}_4\,\varphi = \text{div grad}\,\varphi - \ddot{\varphi}/c^2$. Diese Beziehung div grad $\varphi = \ddot{\varphi}/c^2$ ist aber die Gleichung eines Wellenfeldes, das sich mit der Geschwindigkeit c ausbreitet; das heißt, in dieser Approximation beschreibt φ das Skalarpotential eines elektromagnetischen Materiefeldquants; denn diesem Quant muß nach dem elektromagnetischen Relativitätsprinzip eine geodätische Nullinie zugeschrieben werden, weil seine Ausbreitungsge-

schwindigkeit im Gegensatz zu dem durch $2\,i\,m\,\dot{\phi} + \hbar$ div grad $\varphi = o$ beschriebenen Materiefeld (Geschwindigkeitsintervall $o \leq v < c$) die nach $\hat{A}_-$ und $\hat{B}$ überhaupt mögliche obere Schranke $v = c$ erreicht Aus der Darstellung $(\Lambda_+ \; ; \; \hat{\{\}}_+)_{ik} = (\lambda \, , \varphi)_{ik}$ durch ein Vektorfeld $\bar{\varphi}$ folgt dann in ähnlicher Weise zunächst aus der Fassung

$$sp \, \Gamma^{(6)}_{(-)} \; ; sp \, \Gamma^{(3,3)}_{(-)} \; ; \; [(\lambda, \varphi)_{ik}]_4 = o \text{ , weil}$$

$$(sp \, \Gamma^{(3,3)}_{(-)} \; ; \; [(\lambda,\varphi)_{ik}]_4)_i = g^{kl}_{+-} \cdot \lambda_i \cdot \partial\varphi_k/\partial x^l_- +$$

$$+ \lambda^l_- \cdot \partial\varphi_i/\partial x^l_- - g^{kl}_{+-} \left\{ {s \atop i \; l} \right\}_+ (\lambda, \varphi)_{sk} - g^{kl}_{+-} \left\{ {s \atop k \; l} \right\}_+ \cdot$$

$$\cdot (\lambda, \varphi)_{is} = \lambda_i \, g^{kl}_{+-} \, \partial\varphi_k/\partial x^l_- + \lambda^l_- \, \partial\varphi_i/\partial x^l_- -$$

$$- \left\{ {s \; l \atop i} \right\}_+ (\lambda, \varphi)_{sl} \quad \text{wegen} \quad \left\{ {s \; l \atop l} \right\}_+ = o \text{ ist ,}$$

$$o = sp \, \Gamma^{(6)}_{(-)} \; ; \; sp \, \Gamma^{(3,3)}_{(-)} \; ; \; [(\lambda, \varphi)_{ik}]_4 =$$

$$= g^{ik}_{+-} \, \lambda_i \, \partial/\partial x^k_- \, (g^{jl}_{+-} \, \partial\varphi_j/\partial x^l_-) + \lambda^l_- \, g^{ik}_{+-} \, \frac{\partial^2 \varphi_i}{\partial x^k_- \partial x^l_-} -$$

$$- g^{ik}_{+-} \, \partial/\partial x^k_- \, (\left\{ {s \; l \atop i} \right\}_+ (\lambda, \varphi)_{sl}) = \lambda^k_- \, \partial g^{jl}_{+-}/\partial x^k_- \, \frac{\partial \varphi_j}{\partial x^l_-} +$$

$$+ \lambda^k_- \, g^{jl}_{+-} \, \frac{\partial^2 \varphi_j}{\partial x^k_- \partial x^l_-} + \lambda^l_- \, g^{ik}_{+-} \, \partial^2 \varphi_i/\partial x^k_- \partial x^l_- -$$

$$- g^{ik}_{+-} \, ((\lambda, \varphi)_{sl} \, \partial/\partial x^k_- \left\{ {s \; l \atop i} \right\}_+ + \left\{ {s \; l \atop i} \right\}_+ \partial/\partial x^k_- \, (\lambda, \varphi)_{sl})$$

Die Entwicklung eines Theorems aus A VII 4 führte über die partielle Ableitung $\partial g^{il}_{+-}/\partial x^m_- = - g^{jl}_{+-} \left\{ {i \; m \atop j} \right\}_+ - g^{ik}_{+-} \left\{ {l \; m \atop k} \right\}_+$, welche zur Umrechnung verwendet werden kann. Wird zugleich eine zyklische Vertauschung der Indizes vorgenommen, so folgt

$$o = 2 \, \lambda^k_- \, g^{il}_{+-} \, \partial^2 \varphi_i/\partial x^k_- \partial x^l_- - \lambda^k_- \, \partial\varphi_i/\partial x^l_- \, (\left\{ {i \; l \atop k} \right\}_+ +$$

$$+ \left\{ {l \; i \atop k} \right\}_+) - g^{ik}_{+-} \, ((\lambda, \varphi)_{sl} \, \partial/\partial x^k_- \left\{ {s \; l \atop i} \right\}_+ +$$

$$+ \left\{ {s \; l \atop i} \right\}_+ \partial/\partial x^k_- \, (\lambda, \varphi)_{sl}) = 2 \, \lambda^k_- \, g^{il}_{+-} \, \frac{\partial^2 \varphi_i}{\partial x^k_- \partial x^l_-} -$$

$$- 2 \, \lambda^k_- \, \partial\varphi_i/\partial x^l_- \left\{ {i \; l \atop k} \right\}_+ - g^{ik}_{+-} \, ((\lambda, \varphi)_{sl} \, \partial/\partial x^l_- \left\{ {s \; l \atop i} \right\}_+ +$$

$$+ \left\{ {s \; l \atop i} \right\}_+ \partial\varphi/\partial x^k_- \, (\lambda, \varphi)_{sl}) \text{ , weil } \left\{ {i \; l \atop k} \right\}_+ = \left\{ {i \; l \atop k} \right\}^{\times}_+ \text{ ist.}$$

Damit wird ein durch ein Vektorfeld beschreibbares Materiefeldquant in seiner hinreichend schwachen Korrespondenz $\hat{\{\}} \to \hat{o}$ mit einem mesobarischen Kontersystem approximativ ($^2\bar{g}_- \to {}^2\bar{o}$) durch

$$\lambda^{\frac{k}{=}} \left(g^{\frac{il}{}}_{\frac{+}{=}} \partial^2 \varphi_i / \partial x^{\frac{k}{=}} \partial x^{\frac{l}{=}} - \partial \varphi_i / \partial x^{\frac{l}{=}} \left\{ \begin{matrix} i & l \\ k & \end{matrix} \right\}_+ \right) -$$

$$- 1/2 \; g^{\frac{ik}{}}_{\frac{+}{=}} \left((\lambda, \varphi)_{sk} \cdot \partial / \partial x^{\frac{k}{=}} \left\{ \begin{matrix} s & l \\ i & \end{matrix} \right\}_+ + \left\{ \begin{matrix} s & l \\ i & \end{matrix} \right\}_+ \cdot \right.$$

$$\left. \cdot \partial / \partial x^{\frac{k}{=}} (\lambda, \varphi)_{sl} \right) = o$$ beschrieben. Wird dieser Ausdruck auf geodätische Koordinaten transformiert, so wird $^2\bar{g}_+ = \text{const}$, was $\hat{\{\}}_+ = \hat{o}$ und damit $\lambda^{\frac{k}{=}} \; g^{\frac{il}{}}_{\frac{+}{=}} \; \partial^2 \varphi_i / \partial x^{\frac{k}{=}} \partial x^{\frac{l}{=}} = o$ oder

$$o = \lambda^{\frac{k}{=}} \; \partial / \partial x^{\frac{k}{=}} \; \partial \varphi^{\frac{l}{=}} / \partial x^{\frac{l}{=}} = \bar{\lambda} \; \Gamma^{(6,6)}_{(-)} \; ; \; s \; p \; \Gamma^{(6)}_{(-)} \; ; \; \bar{\varphi}$$

zur Folge hat. In euklidischer Approximation ist aber $\frac{1}{2}\bar{g}_+ \overset{i\,m}{\to} {}^2\bar{E}$ $\Gamma^{(6)}_{(-)} =$

$= \text{grad}_4$ und $_2\frac{1}{\bar{g}_+} \overset{i\,m}{\to} {}^2\bar{E}$ $s \; p \; \Gamma^{(6)}_{(-)} = \text{div}_4$, somdaß der Ausdruck

für $^2\bar{g}_+ \to {}^2\bar{E}$ zu $\bar{\lambda} \; \text{grad}_4 \; \text{div}_4 \; \bar{\varphi} = o$ wird. Diese Bedingung kann in dreifacher Weise erfüllt werden. Nämlich für $\bar{\lambda} = \bar{o}$, doch hätte dies auch für Ω_+ ; $\hat{\{\}}_+ = {}^2\bar{o}$ zur Folge und zu den vektoriellen Eigenfunktionen $\bar{\varphi}$ gäbe es überhaupt keine Eigenwerte, so daß $\bar{\lambda} = \bar{o}$ ausgeschlossen und $\bar{\lambda} \neq \bar{o}$ angenommen werden darf. Die zweite Möglichkeit liegt in der Orthogonalität $\bar{\lambda} \perp \text{grad}_4$, was den Skalaroperator $\bar{\lambda} \; \text{grad}_4$ zum Nulloperator werden ließe. Das kann aber auch nicht möglich sein, weil unter Zugrundelegung karthesischer Koordinaten immer $\bar{\lambda} \; \text{grad}_4 = \sum_{k=1}^{4} \lambda_k \; \partial / \partial x_k$ gesetzt werden kann und hierfür wird $\sum_{k=1}^{4} \lambda_k \; \partial / \partial x_k = o$ nur möglich, wenn alle $\lambda_k = o$, also $\bar{\lambda} = \bar{o}$ entgegen der Voraussetzung $\bar{\lambda} \neq \bar{o}$ wird.

Die dritte Möglichkeit schließlich läßt $\bar{\lambda} \; \text{grad}_4 \; \text{div}_4 \; \bar{\varphi} = o$ durch $\text{div}_4 \; \bar{\varphi} = \text{const}$ erreichen, wenn sich die Konstanz auf alle x_k bezieht. Mit $\text{div}_4 \; \bar{\varphi} = \text{const}$ ist $\bar{\lambda} \; \text{grad}_4 \cdot \text{div}_4 \; \bar{\varphi} = o$ immer erfüllt, weil in $\bar{\lambda} \; \text{grad}_4$ die $\lambda_k = \text{const}$ sind, was bereits durch den Eigenwertcharakter gefordert werden muß. $\text{div}_4 \; \bar{\varphi} = \text{const}$ sagt also aus, daß immer dann Materiefeldquanten durch ein Vektorfeld be-

schreibbar sind , wenn die Quellenverteilung im R_4 approximativ durch eine Konstante hinsichtlich der R_4 - Koordinaten dargestellt werden kann. Ist $\dot{\varphi}_4 = o$ und $\bar{\bar{\gamma}} = \sum_{i=1}^{3} \bar{\varphi}_i$, so wird die Quellenverteilung zu div $\bar{\bar{\gamma}}$ = const. im R_3 und diese Quellengleichung kennzeichnet das allgemeine Verhalten elektromagnetischer und gravitativer Feldquellen im R_3 , zumal trotz $\dot{\varphi}_4 = o$ für den R_3 - Anteil $\dot{\bar{\bar{\gamma}}} \neq \bar{o}$ sein kann.

Der andere Approximationszweig geht aus der Operatorkommutation

$$sp\ \Gamma^{(3)}_{(-)}\ ;\ sp\ \Gamma^{(6,6)}_{(-)}\ ;\ \left[(\lambda, \varphi)_{ik}\right]_4 = o$$

hervor. Es ist

$$(sp\ \Gamma^{(6,6)}_{(-)}\ ;\ \left[(\lambda, \varphi)_{ik}\right]_4)_k = g^{il}_{\mp\mp}\ \lambda_i\ \partial\varphi_k/\partial x^l_{\mp} + \lambda_k\ g^{il}_{\mp\mp}\ \partial\varphi_i/\partial x^l_{\mp} = \lambda^l_{\mp}\ \partial\varphi_k/\partial x^l_{\mp} + \lambda_k\ g^{il}_{\mp\mp}\ \partial\varphi_i/\partial x^l_{\mp}$$

und daher

$$o = sp\ \Gamma^{(3)}_{(-)}\ ,\ sp\ \Gamma^{(6,6)}_{(-)}\ ;\ \left[(\lambda, \varphi)_{ik}\right]_4 =$$

$$= \lambda^l_{\mp}\ g^{km}_{\mp\mp}\ \partial^2\varphi_k/\partial x^l_{\mp}\partial x^m_{\mp} + \lambda_k\ g^{km}_{\mp\mp}\ \partial/\partial x^m_{\mp}\ (g^{il}_{\mp\mp} \cdot \partial\varphi_i/\partial x^l_{\mp}) -$$

$$- \left\{ {s \atop k\ m} \right\}_+ g^{km}_{\mp\mp} \cdot (\lambda^l_{\mp}\ \partial\varphi_s/\partial x^l_{\mp} + \lambda_s\ g^{il}_{\mp\mp}\ \partial\varphi_i/\partial x^l_{\mp}) =$$

$$= \lambda^l_{\mp}\ g^{km}_{\mp\mp} \cdot \partial^2\varphi_k/\partial x^l_{\mp}\partial x^m_{\mp} + \lambda^m_{\mp}\ g^{il}_{\mp\mp}\ \partial^2\varphi_i/\partial x^l_{\mp}\partial x^m_{\mp} +$$

$$+ \lambda^m_{\mp}\ \partial\varphi_i/\partial x^l_{\mp}\ \partial g^{il}_{\mp\mp}/\partial x^m_{\mp}\ ,\ \text{weil}\ \left\{ {s\ k \atop k} \right\}_+ g^{km}_{\mp\mp} = \left\{ {s\ k \atop k} \right\}_+ = o$$

wegen $sp \left\{ \right\}_+ = \bar{o}$ ist. Nach zyklischer Indexvertauschung wird

$$2\ \lambda^m_{\mp}\ g^{il}_{\mp\mp}\ \partial^2\varphi_i/\partial x^l_{\mp}\partial x^m_{\mp} + \lambda^m_{\mp}\ \partial\varphi_i/\partial x^l_{\mp} \cdot \partial g^{il}_{\mp\mp}/\partial x^m_{\mp} = o$$

und hierin kann $\partial g^{il}_{\mp\mp}/\partial x^m_{\mp} = - g^{jl}_{\mp\mp} \left\{ {i \atop j\ m} \right\}_+ - g^{ik}_{\mp\mp} \left\{ {l \atop k\ m} \right\}_+ =$

$$= -\left(\left\{ {i\ l \atop m} \right\}_+ + \left\{ {l\ i \atop m} \right\}_+ \right) = -\ 2 \left\{ {i\ l \atop m} \right\}_+$$

verwendet werden.

Einsetzen liefert $\lambda^m_{\mp}\ g^{il}_{\mp\mp}\ \partial^2\varphi_i/\partial x^m_{\mp}\partial x^l_{\mp}$ -

$$- \lambda^m_{\mp}\ \partial\varphi_i/\partial x^l_{\mp} \left\{ {i\ l \atop m} \right\}_+ = \mid \lambda^m_{\mp} \left(g^{il}_{\mp\mp}\ \partial^2\varphi_i/\partial x^m_{\mp}\partial x^l_{\mp} - \right.$$

$$\left. - \partial\varphi_i/\partial x^l_{\mp} \left\{ {i\ l \atop m} \right\}_+ \right) = o.$$

Diese Bedingung wird entweder erfüllt, wenn alle $\lambda^m_{\mp} = o$ werden oder aber, wenn $g^{il}_{\mp\mp}\ \partial^2\varphi_i/\partial x^l_{\mp}\partial x^m_{\mp}$ -

$$- \left\{ {i\ l \atop m} \right\}_+ \partial\varphi_i/\partial x^l_{\mp} = o$$

gilt. Da voraussetzungsgemäß wegen ihres Eigenwertcharakters die $\lambda^m_{\mp} \neq o$ sein müssen, kann nur

$g_{+}^{\underline{il}}\ \partial^2\varphi_i/\partial x_{-}^{\underline{m}}\partial x_{-}^{\underline{l}} - \left\{ {i \atop m}\ {l} \right\}_{+} \partial\varphi_i/\partial x_{-}^{\underline{l}} = o$ sein, was mit dem Operator $C_{\underline{m}}^{\underline{i}} = (g_{+}^{\underline{il}}\ \partial/\partial x_{-}^{\underline{m}} - \left\{ {i \atop m}\ {l} \right\}_{+})$; $\partial/\partial x_{-}^{\underline{l}}$ in die einfache Form $C_{\underline{m}}^{\underline{i}}$; $\varphi_i = o$ eines Systems aus vier Differenzial-gleichungen gebracht werden kann. Auch durch dieses System des 2. Approximationszweiges wird $\bar{\varphi}$ mit den g_{+ik} in Zusammenhang gebracht doch fallen im Gegensatz zu der ersten Relation hier die $\lambda_{-}^{\underline{m}} \neq o$ bereits vonselbst aus. Eihe analoge Transformation auf geodätische Koordinaten liefert $o = \partial^2\varphi_{-}^{\underline{l}}/\partial x_{-}^{\underline{m}}\partial x_{-}^{\underline{l}} = \Gamma_{(-)m}^{(6)}$; $sp\ \Gamma_{(-)}^{(6)}$; $\bar{\varphi}$ oder $\Gamma_{(-)}^{(6)}$; $sp\ \Gamma_{(-)}^{(6)}$; $\bar{\varphi} = \bar{o}$. Im euklidischen Limes wird daraus schließlich $grad_4\ div_4\ \bar{\varphi} = \bar{o}$, was nur noch die Möglichkeit $div_4\ \bar{\varphi} = const$ übrig läßt, so daß dieserzweite Approximationsweg über den Ausschluß der beiden Möglichkeiten $\bar{\lambda} = \bar{o}$ oder $\bar{\lambda} \perp grad_4$ in $\bar{\lambda}\ grad_4\ div_4\ \bar{\varphi} = o$ exakt entscheidet. In beiden Fällen entsteht $div_4\ \bar{\varphi} = const.$, beziehungsweise $div\ \bar{\psi} = const.$ für $\dot{\phi}_4 = o$ aber $\dot{\bar{\psi}} \neq \bar{o}$ im R_3.

Die letzte Möglichkeit der Darstellung von Ω_{+} ; $\hat{\{\}}_4$ erfolgt gemäß Ω_{+} ; $\hat{\{\}}_{+} = \lambda\ {}^2\bar{\varphi}$ mit $\lambda = const.$ Durch eine tensorielle Feldfunktion ${}^2\bar{\varphi} = {}^2\bar{\varphi}^{\chi}$, die hermitesch sein muß. λ kann wegen seiner Konstanz in jedem Fall vor die Γ- Operatoren gezogen und gekürzt werden, so daß sich für die beiden letzten Approximationszweige $sp\ \Gamma_{(-)}^{(6)}$; $sp\ \Gamma_{(-)}^{(3,3)}$; ${}^2\bar{\varphi} = o$ und $sp\ \Gamma_{(-)}^{(3)}$; $sp\ \Gamma_{(-)}^{(6,6)}$; ${}^2\bar{\varphi} = o$ ergibt. Es ist

$(sp\ \Gamma_{(-)}^{(3,3)}$; ${}^2\bar{\varphi})_i = g_{+}^{\underline{kl}}\ (\partial\varphi_{ik}/\partial x_{-}^{\underline{l}} - \left\{ {i \atop k}\ {l} \right\}_{+} \varphi_{sk} - \left\{ {k \atop s}\ {l} \right\}_{+} \varphi_{is})$ $= g_{+}^{\underline{kl}}\ \partial\varphi_{ik}/\partial x_{-}^{\underline{l}} - \left\{ {i \atop s}\ {k} \right\}_{+} \varphi_{sk}$, also

$o = sp\ \Gamma_{(-)}^{(6)}$; $sp\ \Gamma_{(-)}^{(3,3)}$; ${}^2\bar{\varphi} = g_{+}^{\underline{im}}\ (\partial/\partial x_{-}^{\underline{m}}\ (g_{+}^{\underline{kl}}\ \frac{\partial\varphi_{ik}}{\partial x_{-}^{\underline{l}}}) - \left\{ {i \atop s}\ {k} \right\}_{+} \partial\varphi_{sk}/\partial x_{-}^{\underline{m}}) =$

$- \varphi_{sk}\ \partial/\partial x_{-}^{\underline{m}}\ \left\{ {i \atop s}\ {k} \right\}_{+} - \left\{ {i \atop s}\ {k} \right\}_{+} g_{+}^{\underline{im}}\ \partial\varphi_{ik}/\partial x_{-}^{\underline{l}}\ \partial g_{+}^{\underline{kl}}/\partial x_{-}^{\underline{m}} -$

$- g_{+}^{\underline{im}}\ g_{+}^{\underline{kl}}\ \partial^2\varphi_{ik}/\partial x_{-}^{\underline{l}}\partial x_{-}^{\underline{m}} - \varphi_{sk}\ g_{+}^{\underline{im}}\ \partial/\partial x_{-}^{\underline{m}}\ \left\{ {i \atop s}\ {k} \right\}_{+} =$

$- \left\{ {i \atop s}\ {k} \right\}_{+} g_{+}^{\underline{im}}\ \partial\varphi_{sk}/\partial x_{-}^{\underline{m}}$

$= g^{\overline{im}}_{\overline{+-}}\ g^{\overline{kl}}_{\overline{+-}}\ \partial^2\varphi_{ik}/\partial x^{\overline{l}}_{-}\partial x^{\overline{m}}_{-} - 2\ g^{\overline{im}}_{\overline{+-}}\ \partial\varphi_{ik}/\partial x^{\overline{l}}_{-}\ \left\{ {k\ l \atop m} \right\}_{+} -$
$- \left\{ {s\ k \atop i} \right\}_{+}\ g^{\overline{im}}_{\overline{+-}}\ \partial\varphi_{sk}/\partial x^{\overline{m}}_{-} - \varphi_{sk}\ g^{\overline{im}}_{\overline{+-}}\ \partial/\partial x^{\overline{m}}_{-}\ \left\{ {s\ k \atop i} \right\}_{+}$. Für das Tensorfeld gilt demnach das Gleichungssystem

$g^{\overline{im}}_{\overline{+-}}\ g^{\overline{kl}}_{\overline{+-}}\ \partial^2\varphi_{ik}/\partial x^{\overline{l}}_{-}\partial x^{\overline{m}}_{-} - 2\ \partial\varphi_{ik}/\partial x^{\overline{l}}_{-}\ \left\{ {kli \atop } \right\}_{+} -$
$- \left\{ {skm \atop } \right\}_{+}\ \partial\varphi_{sk}/\partial x^{\overline{m}}_{-} - \varphi_{sk}\ g^{\overline{im}}_{\overline{+-}}\ \partial/\partial x^{\overline{m}}_{-}\ \left\{ {s\ k \atop i} \right\}_{+} = 0$

oder nach zyklischer Indexvertauschung wegen der hermiteschen Eigenschaften aller Komponenten $g^{\overline{im}}_{\overline{+-}}\ (g^{\overline{kl}}_{\overline{+-}}\ \partial^2\varphi_{ik}/\partial x^{\overline{l}}_{-}\ x^{\overline{m}}_{-} -$
$- \varphi_{sk}\ \partial/\partial x^{\overline{m}}_{-}\ \left\{ {s\ k \atop i} \right\}_{+}) - 3\ \partial\varphi_{ik}/\partial x^{\overline{l}}_{-}\ \left\{ {kli \atop } \right\}_{+} = 0$.

Das Gegenstück des anderen Zweiges $s\,p\ \Gamma^{(3)}_{(-)}$; $s\,p\ \Gamma^{(6,6)}_{(-)}$; $^2\overline{\varphi}=0$ wird, wegen $(s\,p\ \Gamma^{(6,6)}_{(-)}\ ;\ ^2\overline{\varphi})_i = g^{\overline{kl}}_{\overline{+-}}\ \partial\varphi_{ik}/\partial x^{\overline{l}}_{-}$ zu

$s\,p\ \Gamma^{(3)}_{(-)}$; $s\,p\ \Gamma^{(6,6)}_{(-)}$; $^2\overline{\varphi} = g^{\overline{im}}_{\overline{+-}}\ \partial/\partial x^{\overline{m}}_{-}\ (g^{\overline{kl}}_{\overline{+-}}\ \dfrac{\partial\varphi_{ik}}{\partial x^{\overline{l}}_{-}}) -$
$- g^{\overline{im}}_{\overline{+-}}\ \left\{ {s \atop i\ m} \right\}_{+}\ g^{\overline{kl}}_{\overline{+-}}\ \partial\varphi_{ik}/\partial x^{\overline{l}}_{-} = g^{\overline{im}}_{\overline{+-}}\ g^{\overline{kl}}_{\overline{+-}}\ \dfrac{\partial^2\varphi_{ik}}{\partial x^{\overline{l}}_{-}\partial x^{\overline{m}}_{-}} -$
$- 2\ g^{\overline{im}}_{\overline{+-}}\ \partial\varphi_{ik}/\partial x^{\overline{l}}_{-}\ \left\{ {k\ l \atop m} \right\}_{+}$ also $g^{\overline{im}}_{\overline{+-}}\ g^{\overline{kl}}_{\overline{+-}}\ \partial^2\varphi_{ik}/\partial x^{\overline{l}}_{-}\ x^{\overline{m}}_{-} -$
$- 2\ \partial\varphi_{ik}/\partial x^{\overline{l}}_{-}\ \left\{ {kli \atop } \right\}_{+} = 0$. Beide Gleichungen können in geodätische Koordinaten transformiert werden, was in beiden Fällen zum gleichen Ausdruck, nämlich $\partial^2\varphi^{\overline{km}}_{\overline{--}}/\partial x^{\overline{k}}_{-}\partial x^{\overline{m}}_{-} = 0$ oder nach euklidischer Approximation $div_4\ \overline{div_4}\ ^2\overline{\varphi} = 0$ führt, und dies bedeutet $\overline{div_4}\ ^2\overline{\varphi} = const.$; denn die Vektordivergenz eines hermiteschen Tensorfeldes im R_4 kann kein Feldrotor sein. Auch die Quellenverteilung im R_4 eines Feldes mit tensorieller Feldfunktion muß demnach konstant sein, was ein Analogon zu $div_4\ \overline{\varphi} = const.$ bildet. Während $\overline{\varphi}$ approximativ als elektromagnetische Feldfunktion interpretierbar ist, kann $^2\overline{\varphi}$ als gravitative Feldfunktion gedeutet werden; denn die Approximation von C ; $\hat{\{\}} = \overline{\lambda} \times \hat{\{\}}$ zum Feldkontinuum $J \to \infty$, so- wie $^2\overline{g} \to {}^1\overline{\mathcal{g}} = {}^2\overline{\mathcal{g}}^{\wedge}$ mit $\overline{p} \to \overline{o}$ führte zu $^2\overline{R}_{(\mathcal{g})} - 1/2\ {}^2\overline{\mathcal{g}}\ R_{(\mathcal{g})} = \varkappa\ {}^2\overline{V}$, wovon die Lösung $^2\overline{\mathcal{g}}$ eine Deutung von $^2\overline{\mathcal{g}}$ als tensorielles Gravitationspotential nahegelegt hat und dies wiederm läßt es

vernünftig erscheinen $^{2}\bar{\varphi} = {}^{2}\bar{\varphi}^{\times}$ $^{2}\bar{\chi} = {}^{2}\bar{\chi}^{\times}$ als Zustandsfunktion des Feldes anzusprechen.

Diese sechs Approximationsreihen der Gleichung 76 für $^{2}\bar{g} \rightarrow {}^{2}\bar{\sigma}$ führten zu approximativen Feldgleichungen skalarer, vektorieller und tensorieller Feldfunktionen, auf die wiederum die quantisierte kanonische Feldmechanik anendbar ist. Bildung der kanonischen Energiedichtetensoren im R_4 und der daraus folgenden quantisierbaren Drehimpulstensoren (vom 3. Grad) liefert nach der Drehimpulsquantisierung Aussagen über das Spinverhalten der Feldquanten von φ, $\bar{\varphi}$ und $^{2}\bar{\varphi}$. Es zeigt sich, daß die Spinquantenzahlen für φ gemäß $s_o = o$ immer verschieden, während für $\bar{\varphi}$ und $^{2}\bar{\varphi}$ die Quantenzahlen $s_1 = \pm 1$ und $s_2 = \pm 2$ gelten. Skalare Feldquanten sind also grundsätzlich spinlos, während jedes tensorielle Feldquant Spineigenschaften hat, derart, daß die positiv oder negativ orientierte Spinquantenzahl in ihrem Betrag dem von Null verschiedenen Tensorgrad der Feldfunktion entspricht (Skalare sind vom Tensorgrad Null).

Es besteht die Möglichkeit, aus der allgemeinen dynamischen Gleichung 76, deren Approximationen im Vorangegangenen alle Aussagen der deduktiven Basis richtig wiedergeben, neben dem statischen Sonderfall eines stabilen mesobarischen Systems noch einen anderen Sonderfall zu untersuchen, der weder statisch noch dynamisch ist, aber durch eine Spezialisierung der Gleichung 76 gewonnen werden kann. Der statische Fall ist durch das Fehlen eines mesobarischen Kontersystems und die zeitliche Konstanz der gravitativ- elektromagnetischen oder gravitativ- materiellen Korrelation charakterisiert, wodurch die statische Stabilität des als Materiefeldquant erscheinenden mesobarische Systems bestimmt wird. Im Gegensatz hierzu wird im dynamischen Fall durch das jeweilige mesobarische Kontersystem diese Korrelation induktiv zeitlich geändert, wodurch die dynamische Korrespondenz zwischen den Systemen gekennzeichnet wird, die wiederum eine Zustandsänderung oder eine vollständige Transmutation des mesobarischen Systems zur Folge hat. Neben diesen beiden Möglichkeiten besteht noch der Fall, daß zwar bei dem mesobarischen System die Bedingungen der mesobarischen Statik erfüllt, aber aufgrund der inneren Struktur des Systems die statische Stabilität der Korrelation nur während eines bestimmten Zeitintervalls (seine Länge hängt von der Struktur des Systems ab) gewährleistet ist, während nach Ablauf dieses Zeitintervalls die zuvor die zuvor stabile Korrelation aufgrund einer inneren Dynamik labil wird und das System spontan transmutiert oder seinen Zustand ändert. Diese Labilität der Korrelation eines statischen Systems könnte durch eine mesobarische Metastatik beschrieben werden. In der dynamischen

Grundgleichung $\hat{\mathcal{R}}\ ;\ (\hat{\{\}} + \underline{\hat{\{\}}}) = \hat{o}$ seien die Systeme a und
$\underline{a}$ nicht abgeschlossene korrespondierende mesobarische Systeme, sondern a kennzeichnet die elktromagnetische Materiefeldstruktur, die mit der begleitenden gravitativen Struktur $\underline{a}$ in mesobarischer Korrelation steht, wodurch das statisch stabile oder nach dem Zeitintervall labile mesobarische System als Materiefeldquant gegeben ist. $\hat{\{\}}$ ist also das elektromagnetische Materiefeld a bestimmende und das entsprechende, die gravitative Struktur bestimmende Mesofeld in der metastatischen Abwandlung der Gleichung 76. In $\hat{\mathcal{R}}\ ;\ (\hat{\{\}} + \underline{\underline{\hat{\{\}}}} = \hat{o}$ mit $\hat{\mathcal{R}} = \hat{M}_{(\pm)}\ ;\ (\Lambda, \underline{\underline{\Lambda}})$ wird $\hat{M}_{(\pm)}\ ;\ \Lambda\ ;\ (\hat{\{\}} + \underline{\underline{\hat{\{\}}}}) = \hat{o}$, wodurch primär a beschrieben wird zu $\hat{M}_{(\pm)}\ ;\ \underline{\underline{\Lambda}}\ ;\ (\hat{\{\}} + \underline{\underline{\hat{\{\}}}}) = \hat{o}$ (beschreibt primär $\underline{a}$) addiert, was die Bedingung der Metastatik erfüllt. Diese Addition liefert $\hat{o} = \hat{M}_{(\pm)}\ ;\ (\Lambda + \underline{\Lambda})\ ;\ (\hat{\{\}} + \underline{\hat{\{\}}}) =$
$= \hat{M}_{(\pm)}\ ;\ (\Lambda\ ;\ \hat{\{\}} + \underline{\Lambda}\ \underline{\hat{\{\}}} + \Lambda\ ;\ \underline{\hat{\{\}}} + \underline{\Lambda}\ ;\ \hat{\{\}})$ und hierin können die reinen Anteile $\Lambda\ ;\ \hat{\{\}} = (1 - 1/2\ {}^{2}\bar{g}\ s\ p)\ \bar{\bar{s}}$; $s\ p\ C\ ;\ \hat{\{\}} = \bar{\lambda}\ \hat{\{\}} - 1/2\ {}^{2}\bar{g}\ s\ p\ \bar{\lambda}\ \hat{\{\}} = \bar{\lambda}\ \hat{\{\}}$ und entsprechend $\underline{\Lambda}\ ;\ \underline{\hat{\{\}}} = \underline{\bar{\lambda}}\ \underline{\hat{\{\}}}$ gesetzt werden; denn wegen der erfüllten statischen Bedingungen gilt $C\ ;\ \hat{\{\}} = \bar{\lambda}\ x\ \hat{\{\}}$ oder $s\ p\ C\ ;\ \hat{\{\}} = \bar{\lambda}\ \hat{\{\}}$ mit $s\ p\ \hat{\{\}} = \bar{o}$, was $s\ p\ \bar{\lambda}\ \hat{\{\}} = \lambda_m \left\{ {m \atop k\ l} \right\} g^{\underline{kl}} = \lambda_m \left\{ {m\ k \atop k} \right\} = \underline{\lambda}^{l} \left\{ {k \atop l\ k} \right\} = o$ zur Folge hat. Der Wechselwirkungsanteil $\Lambda\ ;\ \underline{\hat{\{\}}} + \underline{\Lambda}\ ;\ \hat{\{\}}$ kann im Limes zum Feldkontinuum $\underset{J \to \infty}{l\ i\ m}\ (\Lambda\ ;\ \underline{\hat{\{\}}} + \underline{\Lambda}\ ;\ \hat{\{\}}) =$
$= \mathcal{R}\ {}^{2}\bar{W}$ durch einen Energiedichtetensor ${}^{2}\bar{W}$ der gravitativ-elektromagnetischen Korrelation approximiert werden und diese teilweise Approximation zum Feldkontinuum liefert für die metastatische Grundgleichung die approximierte Form $\hat{M}_{(\pm)}\ ;\ (\bar{\lambda}\ \hat{\{\}} + \underline{\bar{\lambda}}\ \underline{\hat{\{\}}} + \mathcal{R}\ {}^{2}\bar{W}) = \hat{o}$ in zweideutiger Fassung. Der Energiedichtetensor des gesamten mesobarischen Systems ist ${}^{2}\bar{T}$, in welchen nach Gleichung 67 a der Mesofeldanteil überhaupt nicht mehr frei auftritt. Neben den elektromagnetischen Feldkomponenten gibt es in ${}^{2}\bar{T}$ nur noch die Komponenten eines durch das Mesofeld $\bar{\mu}$ im R_3 erweiterten Gravitationsfeldvektors. ${}^{2}\bar{T}$ beschreibt das statisch stabile mesobarische Gesamtsystem, doch kommt es im Inneren dieses Systems bei zeitlichen

Korrelationsänderungen zu Transmutationen; das heißt, über $^2\overline{W}$ kommt es zu Wechselbeziehungen zwischen a (beschrieben durch $^2\overline{V} = \underset{p \to o}{\underline{l}\ i\ \underline{m}}\ {}^2\overline{T}$) und $\underline{a}$, dessen Energiedichtetensor nach der iterierten Gleichung 55 durch $^2\overline{T}$, beschrieben wird, der noch die Möglichkeit offen läßt, daß es bei der Transmutation zu einer freien gravitativen Emission $\overline{\Gamma} \times \overline{\mu} \neq \overline{o}$ im R_3 kommt. Nach dem Energieprinzip muß aber die Gesamtenergie vor und nach der Zustandsänderung des mesobarischen Systems und auch während des Überganges konstant bleiben. Währen der labilen Korrelationsänderung gilt für den Energieinhalt $^2\overline{V} + {}^2\overline{W} + {}^2\overline{T}$, und während des stabilen Zustandes vor Eintreten der Labilität $^2\overline{T}$, also $^2\overline{T} = {}^2\overline{V} + {}^2\overline{W} + {}^2\overline{T}$. Daraus folgt $^2\overline{W}$, weil die übrigen drei Tensoren bereits bekannt sind Für den Ansatz einer mesobarischen Metastatik kann demnach

$$\underset{J \to \infty}{lim} \left(\underline{\curvearrowright} ; \hat{\{\}} + \curvearrowright ; \underline{\hat{\{\}}} \right) = \varkappa\, {}^2\overline{W} , {}^2\overline{W} = {}^2\overline{T} - {}^2\overline{T}' - {}^2\overline{V} , {}^2\overline{V} = \underset{p \to o}{\underline{l}\ i\ \underline{m}}\ {}^2\overline{T} , \hat{M}_{(\pm)} ; \left(\overline{\lambda}\, \hat{\{\}} + \varkappa\, {}^2\overline{W} + \underline{\overline{\lambda}}\ \underline{\hat{\{\}}} \right) = \hat{o} \quad \ldots\ldots 77$$

verwendet werden, was eine Verallgemeinerung des Systems 69 a darstellt. Wenn das Spektrum der möglichen Materiefeldquanten nach $C ; \hat{\{\}} \leftrightharpoons \overline{\lambda} \times \hat{\{\}}$ festliegt, könnte eine metastatische Untersuchung dieser Materiefeldquanten zeigen, wie groß die Zeitintervalle der statischen Stabilität der Korrelation sind und welche Transmutationen nach Eintreten der korrelativen Labilität ablaufen, das heißt, in welche mesobarischen Strukturen ein korrelativ labiles mesobarisches System zerfällt. Auch könnte eine exakte oder approximative Analyse der Metastatik über die wechselseitige Transmutation der Strukturen des R_{-4} und derjenigen des R_{+4} ineinander und über die Bedingungen dieser Transformationen Aufschluß geben. Alle diese vorangegangenen Untersuchungen der mesobarischen Dynamik, Statik und Metastatik legen es nahe , eine Analyse der quantenhaften stationären Mesofeldzustände im Zusammenhang mit den Strukturen der Materiefeldquanten durchzuführen, weil offensichtlich diese Strukturen allein durch die Eigenwerte von $\hat{\{\}}$ bestimmt werden; denn das metrische Maß des Korrelationsbereiches R_4 , nämlich $^4\overline{R}$ wird ausgedrückt durch $^4\overline{R} = \overline{\lambda} \times \hat{\{\}}$.

Symmetronische

Begriffsbildungen zu Band I.

Materiefeldquant :
Oberbegriff der alle ponderablen Elementarkorpuskeln und imponderablen Energiequanten umfaßt.
Sexualentropie :
Aus der Fortpflanzungswahrscheinlichkeit abgeleitete Entropie.
Evolutionskoordinate :
Generalisierte quantitativ nicht gefaßte aber zeitmodulierte genetische Variable als Bezugsgröße der Mutationsraten.
Evolutionsraum :
Von den Evolutionskoordinaten aufgespannter abstrakter Vektorraum.
Sexualisentropie :
Konstanter Verlauf der Sexualentropie.
Sexualisentrope :
Isentrope Struktur des Evolutionsraumes.
Sexualisentrope Vektorpotenz :
Abstraktes Vektorfeld im Evolutionsraum, dessen Rotor die Evolutionsgeschwindigkeit auf der Sexualisentropen bestimmt.
Binärfunktion:
Zustandsfunktion einer Organismenart.
Phylogenetisches Evolutionsvolumen :
Volumen eines Gebildes im Evolutionsraum, dessen Punktmannigfaltigkeit sämtliche Evolutionszustände umfaßt, welche eine Taxonome während ihrer Phylogenese durchläuft.
Entelechie :
Organisationszustand mit zeitlicher Finalbestimmung.
Mesofeld :
Koppelungszustand zwischen gravitativen und elektromagnetischen, beziehungsweise materiellen Strukturen.
Somawelt :
Das gesamte allgemeine Raumzeittensorium.
Somasynthesis :
Die Synthese von Transformationsgruppen und Tensoren, die in verschiedenen algebraischen Raumzeittensorien definiert sind.

Synmetronische

Begriffsbildungen zu Band I.

Materiefeldquant :
Oberbegriff der alle ponderablen Elementarkorpuskeln und imponderablen Energiequanten umfaßt.
Sexualentropie :
Aus der Fortpflanzungswahrscheinlichkeit abgeleitete Entropie.
Evolutionskoordinate :
Generalisierte quantitativ nicht gefaßte aber zeitmodulierte genetische Variable als Bezugsgröße der Mutationsraten.
Evolutionsraum :
Von den Evolutionskoordinaten aufgespannter abstrakter Vektorraum.
Sexualisentropie :
Konstanter Verlauf der Sexualentropie.
Sexualisentrope :
Isentrope Struktur des Evolutionsraumes.
Sexualisentrope Vektorpotenz :
Abstraktes Vektorfeld im Evolutionsraum, dessen Rotor die Evolutionsgeschwindigkeit auf der Sexualisentropen bestimmt.
Binärfunktion:
Zustandsfunktion einer Organismenart.
Phylogenetisches Evolutionsvolumen :
Volumen eines Gebildes im Evolutionsraum, dessen Punktmannigfaltigkeit sämtliche Evolutionszustände umfaßt, welche eine Taxonome während ihrer Phylogenese durchläuft.
Entelechie :
Organisationszustand mit zeitlicher Finalbestimmung.
Mesofeld :
Koppelungszustand zwischen gravitativen und elektromagnetischen, beziehungsweise materiellen Strukturen.
Somawelt :
Das gesamte allgemeine Raumzeittensorium.
Somasynthesis :
Die Synthese von Transformationsgruppen und Tensoren, die in verschiedenen algebraischen Raumzeittensorien definiert sind.

Energiematrix :
Übermatrix aller Energiedichtetensoren der zur Wechselbeziehung kommenden Feldzustände.
Korrelation :
Innere Wechselbeziehung der ein Materiefeldquant definierenden Feldzustände.
Korrespondenz :
Wechselbeziehung in sich geschlossener Quantenstrukturen zu einem übergeordneten Korrelationssystem.
Kontrabarie :
Transformation photonischer in gravitonische Strukturen.
Dynabarie :
Transformation statischer Gravitonensysteme in photonische Strukturen.
Telebarie :
Kopplung von kontra- und dynabarischen Prozessen, also Absorbtion und Emission von Gravitonen über photonische Strukturen.
Telektronik :
Emission und Absorbtion von Photonen über Gravitonensysteme.
Mesobarie :
Allgemeine Korrelationen gravitonischer und elektromagnetischer, beziehungsweise materieller Strukturen.
Metastatik :
Der sich aus der mesobarischen Dynamik ergebende Sonderfall korrespondenzfreier Zustände mit zeitlich veränderlicher Korrelation.

Energiematrix :
Übermatrix aller Energiedichtetensoren der zur Wechselbeziehung kommender Feldzustände.
Korrelation :
Innere Wechselbeziehung der ein Materiefeldquant definierenden Feldzustände.
Korrespondenz :
Wechselbeziehung in sich geschlossener Quantenstrukturen zu einem übergeordneten Korrelationssystem.
Kontrabarie :
Transformation photonischer in gravitonische Strukturen.
Dynabarie :
Transformation statischer Gravitonensysteme in photonische Strukturen.
Telebarie :
Kopplung von kontra- und dynabarischen Prozessen, also Absorbtion und Emission von Gravitonen über photonische Strukturen.
Telektronik :
Emission und Absorbtion von Photonen über Gravitonensysteme.
Mesobarie :
Allgemeine Korrelationen gravitonischer und elektromagnetischer, beziehungsweise materieller Strukturen.
Metastatik :
Der sich aus der mesobarischen Dynamik ergebende Sonderfall korrespondenzfreier Zustände mit zeitlich veränderlicher Korrelation.

SYNTROMETRISCHE MAXIMENTELEZENTRIK

TEIL C

SYNMETRONIK DER WELT

BAND II

BURKHARD HEIM

SYNTROMETRISCHE MAXIMENTELEZENTRIK

TEIL C

SYNMETRONIK DER WELT

BAND III

BURKHARD HEIM

S Y N T R O M E T R I S C H E

M A X I M E N T E L E Z E N T R I K

T E I L C

S Y N M E T R O N I K D E R W E L T

B a n d II

MEINEM VATER UND MEINER FRAU GEWIDMET

C SYNMETRONIK DER WELT BAND II

Inhalt

Kapitel V

DIE ÄONISCHE WELT

1) Weltkoordinaten 252
2) Heuristische Konstruktion der äonischen Welt..... 270
3) Transformatormatrix und Welttensoren 289
4) Die Weltstruktur..... 305
5) Die äonischen Feldgleichungen..... 313
6) Heuristische Komposition von Partialstrukturen..... 321

Kapitel VI

DAS WELTMETRON

1) Raumprojektion gravitativer Feldstrukturen..... 345
2) Die metrischen Extrema.der.Projektion.....352
3) Die Existenz des Weltmetrons..... 356
4) Metronische Theoreme räumlich projizierter Weltstrukturen362

K a p i t e l VII

M E T R O N I S C H E K O N D E N S A T I O N S S T U F E N D E R W E L T S T R U K T U R

1) Spinorientierte Hyperstruktur des metronischen Welttensoriums 368
2) Zustandsselektoren im metronischen Funktionenraum 377
3) Raumkompressor und Raumkondensor 382
4) Der Weltselektor 389
5) Die hermetrische Weltarchitektur 398

K a p i t e l VIII

H E R M E T R I E F O R M E N

1) Die latenten Seinspotenzen 405
2) Das hermetrische Fundamentalproblem 410
3) Imaginäre Kondensationen 427
4) Komplexe Kondensationen 450
5) Äonische Aktualisierung der kosmischen Bewegung 481
6) Die zeitlich telezentrische Welttektonik 488

A n h a n g

Synmetronische Begriffsbildungen zu Band II 507

K a p i t e l V

D I E Ä O N I S C H E W E L T

1) W e l t k o o r d i n a t e n

Aus der Grundgleichung der mesobarischen Dynamik $\hat{\chi}$; ($\curvearrowright$, $\underline{\curvearrowright}$) ; ($\hat{\{\}}$ + $\hat{\underline{\{\}}}$) = $\hat{o}$ im mesobarischen Korrelationsbereich R_4 ergibt sich im Fall fehlender Korrespondenzen $^2\bar{g} = {}^2\bar{E}$, also $\hat{\underline{\underline{\{\}}}} = \hat{o}$ das Gesetz der mesobarischen Statik C ; $\hat{\{\}} = \bar{\lambda} \times \hat{\{\}}$, welches die Materiefeldquanten durch statische also durch keine Korrespondenz gestörte Mesofeldzustände beschreibt. Spurbildungen von C ; $\hat{\{\}} = \bar{\lambda} \times \hat{\{\}}$ liefern das Eigenwertproblem s p C ; $\hat{\{\}} = \bar{\lambda} \cdot \hat{\{\}}$ und die Zusatzbedingung s p $\hat{\{\}} = \bar{o}$ oder in Komponenten C_m ; $\left\{ {}^{m}_{k\,l} \right\} = \lambda_m (k,l) \left\{ {}^{m}_{k\,l} \right\}$, sowie $\left\{ {}^{m}_{k\,m} \right\} = o$, was als ein Linearaggregat aufgefaßt werden kann. Da für die Geodäsie $\ddot{\underline{x}}^i + \left\{ {}^{i}_{k\,l} \right\} \cdot \dot{\underline{x}}^k \cdot \dot{\underline{x}}^l = o$ gilt und geodätische Koordinaten $\ddot{\underline{x}}^i = o$ nur für alle $\left\{ {}^{i}_{k\,l} \right\} = o$ erreichbar sind, müssen auch in $\left\{ {}^{m}_{k\,m} \right\} = o$ die einzelnen Terme voneinander unabhängig sein. Mit der Kürzung $a_m \cdot \underline{a}^m = \left\{ \sum_{m=1}^{4} \right\} a_{(m)} \cdot \underline{a}^{(m)}$ drückt also die Zusatzbedingung s p $\hat{\{\}} = \bar{o}$ der mesobarischen Statik 75 die Teilgeodäsie $\left\{ {}^{(m)}_{(m)1} \right\} = o$ aus. Die Komponentendarstellung von s p C ; $\hat{\{\}}$ liefert dagegen $o = C_m$; $\left\{ {}^{m}_{k\,l} \right\} - \lambda_m (k,l) \left\{ {}^{m}_{k\,l} \right\} = \sum_{m=1}^{4} (C_{(m)}$; $\left\{ {}^{(m)}_{k\,l} \right\} - \lambda_{(m)} (k,l) \cdot \left\{ {}^{(m)}_{k\,l} \right\})$, und dies ist wiederum nur erfüllbar, wenn die Summanden einzeln verschwinden. s p C ; $\hat{\{\}} = \bar{\lambda} \cdot \hat{\{\}}$ beschreibt wegen $\underset{J \to \infty}{l\,i\,m}\ \bar{\lambda} \hat{\{\}} \sim {}^2\bar{T} - 1/2 \cdot {}^2\bar{g} \cdot T$ Strukturstufen, die als Energieterme interpretierbar sind. Da die Indizie-

rungen die Ziffer 1 bis 4 durchlaufen, gibt es $4^3 = 64$ strukturelle Eigenwertprobleme der Form $C_{(m)}$; $\left\{{}^{(m)}_{k\ 1}\right\} = \lambda_{(m)}\ (k,1)\ \left\{{}^{(m)}_{k,\ 1}\right\}$ und 28 Zusatzbedingungen $\left\{{}^{(m)}_{(m),1}\right\} = o$ einer partiellen Geodäsie , welche allein auf die strukturelle Archetektur ${}^2\bar{g} \neq {}^2\bar{g}^{\times}$ des makromaren R_4 zurückgeht. Die 28 Zusatzbedingungen können in den 64 Eigenwertspektren substituiert werden, was zur Folge hat, daß von den $\lambda_{(m)}\ (k,1) \cdot \left\{{}^{(m)}_{k\ 1}\right\}$ die Systeme $\lambda_{(m)}\ (m,1) \cdot \left\{{}^{(m)}_{(m),1}\right\} =$ $= \lambda_{(m)}\ (k,m) \cdot \left\{{}^{(m)}_{k(m)}\right\} = o$ für alle (k,1) prinzipiell leer bleiben. Durch diese 28 Fehlstellen wird die Zahl der relevanten Spektren auf $64 - 28 = 36$ reduziert. Nach Gleichung 74 b und 75 c sind aber diese 36 nicht leeren Eigenwertspektren

$$\lim_{J \to \infty} \lambda_{(m)}\ (k,1)\ \left\{{}^{(m)}_{k\ 1}\right\} \sim G_{(m)k,1} \neq o$$

energetische Quantenstufen, die im Limes zum makromaren Feldkontinuum $J \to \infty$ zu Energiedichten $G_{(m)k,1}$ werden. Diese Limesrelation lautet

$$\lim_{J \to \infty} \lambda_{(m)}\ (i,n)\ \left\{{}^{(m)}_{i,n}\right\} = \varkappa\ G_{(m)i,n} \equiv \varkappa\ T_{kl} ,$$

wobei $1 \leq k,l \leq 6$ gesetzt werden kann; denn wegen der Invarianz können die $36 = 6^2$ von Null verschiedenen Energiedichten nur in einem sechsreihigen Tensorschema ${}^2\bar{T} = \left[T_{kl}\right]_6$ untergebracht werden, wenn $\varkappa$ = const der als Naturkonstante auftretende Proportionalitätsfaktor ist. Die sechs Zeilen - oder Spaltenvektoren des Schemas ${}^2\bar{T}$ können nur in einem R_6 definiert sein ~~kann~~ ; denn nur in einer sechsdimensionalen Mannigfaltigkeit sind Vektoren mit 6 Komponenten möglich. Die Tensornatur des Schemas ist evident, weil die $G_{(m)i,n}$ nach 74 b sämtlich Tensorcharakter tragen, so daß auf diese Weise auch die Existenz des R_6 evident ist. Auf jeden Fall müssen alle Feldgrößen aber Funktionen der Koordinaten des R_4 (raumzeitliche Somawelt) sein, so daß der R_6 so strukturiert sein muß, daß dieser mesobarische Korrelationsbereich R_4 ein vierdimensionaler Unterraum des noch unbekannten aber existenten R_6 ist. Da immer $\{\hat{\ }\} \neq \{\hat{\ }\}^{\times}$ und $G_{(m)i,n} \neq G_{(m)n,i}$ mit $1 \leq (i,n) \leq 4$ im R_4 ist, was für alle $1 \leq m \leq 4$ gilt, muß auch ${}^2\bar{T} \neq {}^2\bar{T}^{\times}$ in einem hypotetischen R_6 sein, was die Spaltung ${}^2\bar{T} = {}^2\bar{T}_+ + {}^2\bar{T}_-$ in ${}^2\bar{T}_+ = {}^2\bar{T}_+^{\times}$ und ${}^2\bar{T}_- = -\ {}^2\bar{T}_-^{\times}$ ermöglicht. ${}^2\bar{T}$ als Energiedichte-

tensor im R_6 wiederum muß als Iterationsprodukt eines sechsdimensionalen Feldtensors ${}^2\overline{M} = \left[M_{kl}\right]_6$ gemäß ${}^2\overline{T} = sp\ {}^2\overline{M} \times {}^2\overline{M}$ darstellbar sein, wobei wegen ${}^2\overline{T} \neq {}^2\overline{T}^{\times}$ auch ${}^2\overline{M} \neq {}^2\overline{M}^{\times}$, also ${}^2\overline{M} = {}^2\overline{M}_+ + {}^2\overline{M}_-$ sein muß. Für die 36 Komponenten von ${}^2\overline{T} = sp\ {}^2\overline{M} \times {}^2\overline{M}$ folgt nach den Gesetzen der Tensoriteration, wenn $M_{kl} = M_{+kl} + M_{-kl}$ berücksichtigt wird. $T_{k,l} = (sp\ {}^2\overline{M} \times {}^2\overline{M})_{kl} = \sum_{\gamma=1}^{6} M_{k\gamma} M_{\gamma l} = \sum_{\gamma=1}^{6} (M_{+k\gamma} + M_{-k\gamma}) \cdot (M_{+\gamma l} + M_{-\gamma l}) =$

$= \sum_{\gamma=1}^{6} (M_{+k\gamma} \cdot M_{+\gamma l} + M_{-k\gamma} \cdot M_{-\gamma l}) + \sum_{\gamma=1}^{6} (M_{+k\gamma} \cdot M_{-\gamma l} +$

$+ M_{-k\gamma} \cdot M_{+\gamma l})$, was mit $T_{kl} = T_{+kl} + T_{-kl}$ verglichen die Spaltung $T_{+kl} = \sum_{\gamma=1}^{6} (M_{+k\gamma} \cdot M_{+\gamma l} + M_{-k\gamma} \cdot M_{-\gamma l})$ und

$T_{-kl} = \sum_{\gamma=1}^{6} (M_{+k\gamma} \cdot M_{-\gamma l} + M_{-k\gamma} \cdot M_{+\gamma l})$ ergibt, woraus die Komponenten von ${}^2\overline{M}$ ermittelt werden können, wenn die $T_{\pm kl}$ bekannt sind. Die Konstruktion des R_6 hat also von

$$\lim_{J\to\infty} \lambda_{(m)}\ (i,n)\ \left\{{(m) \atop i\ n}\right\} = \varkappa\, G_{(m)in} \equiv \varkappa\, T_{kl} \neq 0\,,$$

$$\left\{{(m) \atop i\ (m)}\right\} = 0\,,\ 1 \leq k, l \leq 6\,,\ {}^2\overline{T} = \left[T_{kl}\right]_6 = ({}^2\overline{T}_+ + {}^2\overline{T}_-)\,,$$

${}^2\overline{T} = sp \cdot {}^2\overline{M} \times {}^2\overline{M}$, ${}^2\overline{M} = {}^2\overline{M}_+ + {}^2\overline{M}_-$, $T_{+kl} =$

$= \sum_{\gamma=1}^{6} (M_{+k,\gamma} \cdot M_{+\gamma l} + M_{-k\gamma} \cdot M_{-\gamma l})$, $T_{-kl} =$

$= \sum_{\gamma=1}^{6} (M_{+k\gamma} \cdot M_{-\gamma l} + M_{-k\gamma} \cdot M_{+\gamma l})$ 78

auszugeben. Wenn ${}^2\overline{M}$ als Feldtensor bekannt ist, dann besteht die Möglichkeit eine Feldtheorie im R_6 zu entwickeln und die Somawelt R_4 durch zwei zusätzliche Koordinaten zu einer Welt R_6 zu erweitern. Zur Bestimmung von ${}^2\overline{T}$ müssen zunächst mit $\left\{{(m) \atop i(m)}\right\} = 0$ aus $\lim_{J\to\infty} \lambda_{(m)}\ (i,n) \cdot \left\{{(m) \atop i,\ n}\right\} = \varkappa\, G_{(m)in}$ die $G_{(m)in} \neq 0$

ermittelt werden und diese 36 ausgewählten Größen sind mit den Gleichungen 67 a und 67 b so im Schema $^2\overline{T}$ des R_6 unterzubringen, daß sich aus dem raumzeitlichen Matrizenabschnitt dieses Tensors die bekannten Aussagen über die Energiedichtetensoren im R_4 ergeben, während die Anordnung der 36 - 16 = 20 Komponenten T_{51} und T_{61}, beziehungsweise T_{k5} und T_{k6} unbestimmt bleiben. Der nach Gleichung 78 aus $^2\overline{T}$ ermittelte Feldtensor $^2\overline{M}$ wiederum muß so beschaffen sein, daß seine Vektordivergenz im R_6 hinsichtlich der bestimmten Koordinaten des R_4 im Fall der Divergenzfreiheit Gleichung 48 und das Gesetz der elektromagnetischen Induktion approximativ ergibt. Diese Approximationsforderung schränkt ihrerseits wieder die Zahl der Anordnungsmöglichkeiten in der fünften und sechsten Reihe in $^2\overline{T}$ ein. Vorerst wären also die $G_{(m)in} \neq o$ zu ermitteln. Aus

$$\lim_{J \to \infty} \lambda_{(m)} (i,n) \left\{ {}^{(m)}_{i\ ,n} \right\} = \varkappa G_{(m)in}$$ folgt mit $$\left\{ {}^{(m)}_{i(m)} \right\} = o$$

daß nur wegen $\varkappa > o$ die Bedingung $G_{(m)in} \neq o$ für $m \neq i$ und $m \neq n$ erfüllt sein kann. Die 36 Größen $G_{(m)in} \neq o$ sind für die Indexziffern

m = 1 : (i,n) = (2,2)(2,3)(2,4)(3,2)(3,3)(3,4)(4,2)(4,3)(4,4) sowie
m = 2 : (i,n) = (1,1)(1,3)(1,4)(3,1)(3,3)(3,4)(4,1)(4,3)(4,4) ferner
m = 3 : (i,n) = (1,1)(1,2)(1,4)(2,1)(2,2)(2,4)(4,1)(4,2)(4,4) und
m = 4 : (i,m) = (1,1)(1,2)(1,3)(2,1)(2,2)(2,3)(3,1)(3,2)(3,3) gegeben. Ganz entsprechend folgt für die Fehlstellen $G_{(m)in} = o$ das Schema

m = 1 : (i,n) = (1,1)(1,2)(1,3)(1,4)(2,1)(3,1)(4,1) ferner
m = 2 : (i,n) = (2,1)(2,2)(2,3)(2,4)(1,2)(3,2)(4,2) sowie
m = 3 : (i,n) = (3,1)(3,2)(3,3)(3,4)(1,3)(2,3)(4,3) und
m = 4 : (i,n) = (4,1)(4,2)(4,3)(4,4)(1,4)(2,4)(3,4) .

Diese zur Tensorkonstruktion im R_6 notwendigen beiden Gruppen von Elementen können explizit aus dem R_4 - Schema der Beziehungen 67 a und 67 b unter Verwendung der Kürzungen aus 67 nach der Zuordnung 74 b gewonnen werden. Da das Symbol $^2\overline{T}$ für $\left[T_{ik}\right]_6$ stehen soll, werde das R_4 - Schema mit $^2\overline{W}$ bezeichnet. Aus 67 bis 67 b wird mit 74 b sofort $^2\overline{W} = \sum_{m=1}^{4} {}^2\overline{W}_{(m)}$ und $W_{(m)} = s\,p\ {}^2\overline{W}_{(m)}$ nach den Gesetzen der Tensoraddition evident. Dies wiederum hat die

tensorielle Darstellung ${}^2\bar{G}_{(m)} = {}^2\bar{W}_{(m)} - 1/2\ {}^2\bar{g} \cdot W_{(m)}$ der $G_{(m)in}$ zur Folge, was die gewünschte explizite Fassung der beiden Gruppen von Elementen liefert. Die Spaltung des Schemas 67 a ergibt mit der Koordination 74 b die Tensoren zusammen mit den Matrizenspektren ${}^2\bar{W}_{(1)} = \left[q_{+i} \cdot q_{+k} + q_{-i} \cdot q_{-k} - \bar{q}_+^2 \cdot \delta_{ik} \right]_3$ R D $\left[i\,(\bar{q}_+ \times \bar{q}_-)_k\ ,\ \bar{q}_-^2\ ,\ i\,(\bar{q}_+ \times \bar{q}_-)_k \right]_1^3$, $W_{(1)} = 2 \cdot (\bar{q}_-^2 - \bar{q}_+^2)$ und ${}^2\bar{W}_{(4)} = - \bar{p}^2 \cdot {}^2\bar{E}$, $W_{(4)} = - 4 \cdot \bar{p}^2$, worin der Anteil 67 b nicht auftritt. Für m = 2 und m = 3 erscheint dagegen dieser antihermitesche Tensor. Wird die Kürzung $a_i \cdot b_k + a_k\ b_i = (a,b)_{ik}$ verwendet, dann folgt zunächst aus 67 a für beide Schemata ${}^2\bar{W}_{(2,3)+} = \left[(p\ q_+)_{ik} - i\,(p\ q_-)_{ik} - 2\ \bar{p}\ \bar{q}_+\ \delta_{ik} \right]_3$ R D $\left[(\bar{p} \times (i\ \bar{q}_- - \bar{q}_+))_k\ ,\ -2\,i\,\bar{p}\ \bar{q}_-\ ,\ (\bar{p} \times (i\ \bar{q}_- - \bar{q}_+))_k \right]_1^3$ mit dem Spektrum $W_{(23)+} - 4\ \bar{p}\,(i\ \bar{q}_- + \bar{q}_+)$, was unter Verwendung von $\bar{E} \cdot \sqrt{\varepsilon_{o/2}} = \bar{D}$ und $\bar{H} \cdot \sqrt{\mu_{o/2}} = \bar{C}$, also $\bar{q}_\pm = \bar{D} \pm \bar{C}$ in den gravitativ- elektrischen (2) bezw. den gravitativ-magnetischen (3) Anteil weiter gespalten werden kann. Man erhält ${}^2\bar{W}_{(2)+} = \left[\alpha_- \cdot (p\ D)_{ik} - 2\ \bar{p}\ \bar{D}\ \delta_{ik} \right]_3$ R D $\left[-\ \alpha_-\ (\bar{p} \times \bar{D})_k\ ,\ -\ 2\ i\ \bar{p}\ \bar{D}\ ,\ -\ \alpha_-\ (\bar{p} \times \bar{D})_k \right]_1^3$, $W_{(2)+} = - 4\ \alpha_+\ \bar{p}\ \bar{D}$ und ${}^2\bar{W}_{(3)+} = \left[\alpha_+\ (p\ C)_{ik} - 2\ \bar{p}\ \bar{C}\ \delta_{ik} \right]_3$ R D $\left[-\ \alpha_+\ (\bar{p} \times \bar{C})_k\ ,\ 2\ i\ \bar{p}\ \bar{C}\ ,\ -\ \alpha_+\ (\bar{p} \times \bar{C})_k \right]_1^3$, $W_{(3)+} = - 4\ \alpha_-\ \bar{p}\ \bar{C}$, wenn zur weiteren Kürzung der komplexe Faktor $\alpha_\pm = 1 \pm i$ verwendet wird. Berücksichtigung von 67 b liefert für die gravitativ - elektromagnetische Tensoren endgültig ${}^2\bar{W}_{(23)} = {}^2\bar{W}_{(23)+} + {}^2\bar{W}_{(23)-}$ mit $\bar{\Phi} = \bar{p} \times (\bar{q}_+ - i\ \bar{q}_-) = \alpha_-\ \bar{p} \times \bar{D} + \alpha_+\ \bar{p} \times \bar{C} = \bar{\Phi}_{(2)} + \bar{\Phi}_{(3)}$ während $W_{(23)} = W_{(23)+}$ bleibt, weil s p ${}^2\bar{W}_{(23)-} = o$ ist.

Damit sind aber alle Voraussetzungen zur Konstruktion der ${}^2\bar{G}_{(m)} \equiv (m)\ [\,]_4$ erfüllt. Mit der Schiffre $G_{(m)in} \equiv (min)$ zur Kürzung ergibt sich für diese R_4 - Schemata, wenn für die 28 Fehlstellen x min x im betreffenden Schema eingetragen wird

$$(1)\quad \begin{bmatrix} x\ 111\ x & x\ 112\ x & x\ 113\ x & x\ 114\ x \\ x\ 121\ x & \left[\begin{matrix} q_{+i}\,q_{+k} + q_{-i}\,q_{-k} - \\ -q_+^2\,\delta_{ik} - g_{ik}\cdot\eta \end{matrix}\right]_2 & i\,(\bar{q}_+ \times \bar{q}_-)_2 - g_{24}\cdot\eta & \\ x\ 131\ x & i\,(\bar{q}_+ \times \bar{q}_-)_3 - g_{34}\cdot\eta & & \\ x\ 141\ x & i(\bar{q}_+ \times \bar{q}_-)_2 - g_{42}\cdot\eta & i\,(\bar{q}_+ \times \bar{q}_-)_3 - g_{43}\cdot\eta & q_-^2 - g_{44}\cdot\eta \end{bmatrix}$$

mit $\eta = q_-^2 \quad — \quad q_+^2$. Ferner gilt

$$(2)\quad \begin{bmatrix} a_{11} - 2\,\bar{p}\,\bar{D} & x\ 212\ x & a_{13} - \phi_2^{(2)} & , -\alpha_-(\bar{p}\times\bar{D})_1 + b_{-1} \\ x\ 221\ x & x\ 222\ x & x\ 223\ x & , x\ 224\ x \\ a_{31} + \phi_2^{(2)} & x\ 232\ x & a_{33} - 2\,\bar{p}\,\bar{D} & , -\alpha_-(\bar{p}\times\bar{D})_3 + b_{-3} \\ -\alpha_-(\bar{p}\times\bar{D})_1 + b_{+1} & x\ 242\ x & \alpha_-(\bar{p}\times\bar{D})_3 + b_{+3} & , 2\bar{p}\cdot\bar{D}(\alpha_+ g_{44} - i) \end{bmatrix}$$

mit $a_{ik} = \alpha_-\,(p\,D)_{ik} + 2\,\alpha_+\,g_{ik}\,\bar{p}\cdot\bar{D}$ und $b_{\pm k} = 2\,\alpha_+\,(g_{4k}\,,\,g_{k4})\,\bar{p}\,\bar{D} \pm \phi_k^{(2)}$, sowie

$$(3)\quad \begin{bmatrix} A_{11} - 2\,\bar{p}\,\bar{C} & A_{12} + \phi_3^{(3)} & , x\ 313\ x & , -\alpha_+(\bar{p}\times\bar{C})_1 + B_{-1} \\ A_{21} - \phi_3^{(3)} & A_{22} - 2\,\bar{p}\,\bar{C} & , x\ 323\ x & , -\alpha_+(\bar{p}\times\bar{C})_2 + B_{-2} \\ x\ 331\ x & , x\ 332\ x & , x\ 333\ x & , x\ 334\ x \\ -\alpha_+(\bar{p}\times\bar{C})_1 + B_{+1} & -\alpha_+(\bar{p}\times\bar{C})_2 + B_{+2} & , x\ 343\ x & , 2\bar{p}\,\bar{C}(\alpha_- g_{44} + i) \end{bmatrix}$$

Mit $A_{ik} = \alpha_+\,(p\,C)_{ik} + 2\,\alpha_-\,g_{ik}\,\bar{p}\,\bar{C}$ und

$B_{\pm k} = 2\,\alpha_-\,(g_{4k}\,,\,g_{k4})\,\bar{p}\,\bar{C} + -\,\phi_k^{(3)}$ und

$$(4)\quad \begin{bmatrix} & & & x\ 414\ x \\ & & & x\ 424\ x \\ p^2 & \left[2\,g_{ik} - \delta_{ik}\right]_3 & & x\ 434\ x \\ x\ 441\ x & , x\ 442\ x & , x\ 443\ x & , x\ 444\ x \end{bmatrix}.$$

Für die aus $s\,p\,\hat{\{\}} = \bar{o}$ folgenden 28 Fehlstellen x min x = o

gilt entsprechend :

$(q_{+1}^2 + q_{-1}^2 - q_+^2 - g_{11}\,\eta)$, $(q_{+1}\,q_{+2} + q_{-1}\,q_{-2} - g_{12}\,\eta)$,
$(q_{+1}\,q_{+3} + q_{-1}\,q_{-3} - g_{13}\,\eta)$, $(q_{+2}\,q_{+1} + q_{-2}\,q_{-1} - g_{21}\,\eta)$,
$(q_{+3}\,q_{+1} + q_{-3}\,q_{-1} - g_{31}\,\eta)$, $(i(\bar{q}_+ \times \bar{q}_-)_1 - g_{14}\,\eta)$,
$(i\,(\bar{q}_+ \times \bar{q}_-)_1 - g_{41}\,\eta)$, $(2\,p^2\,g_{14})$, $(2\,p^2\,g_{24})$, $(2\,p^2\,g_{34})$,
$(2\,p^2\,g_{41})$, $(2\,p^2\,g_{42})$, $(2\,p^2\,g_{43})$, $(2\,p^2\,g_{44} - p^2)$,
$(\alpha_-\,(p\,D)_{12} + \phi_{(2)3} + 2\,\alpha_+\,g_{12}\,\bar{p}\,\bar{D})$, $(\alpha_-\,(p\,D)_{21} - \phi_{(2)3} +$
$+ 2\,\alpha_+\,g_{21}\,\bar{p}\,\bar{D})$, $(\alpha_-\,(p\,D)_{23} + \phi_{(2)1} + 2\,\alpha_+\,g_{23}\,\bar{p}\,\bar{D})$,
$(\alpha_-\,(p\,D)_{32} - \phi_{(2)1} + 2\,\alpha_+\,g_{32}\,\bar{p}\,\bar{D})$, $(\alpha_-\,(p\,D)_{22} - 2\,\bar{p}\,\bar{D} +$
$+ 2\,\alpha_+\,g_{22}\,\bar{p}\,\bar{D})$, $(-\alpha_-\,(\bar{p} \times \bar{D})_2 + 2\,\alpha_+\,g_{24}\,\bar{p}\,\bar{D} - \phi_{(2)2})$,
$(-\alpha_-\,(\bar{p} \times \bar{D})_2 + 2\,\alpha_+\,g_{42}\,\bar{p}\,\bar{D} + \phi_{(2)2})$, $(\alpha_+\,(p\,C)_{13} -$
$- \phi_{(3)2} + 2\,\alpha_-\,g_{13}\,\bar{p}\,\bar{C})$, $(\alpha_+\,(p\,C)_{31} + \phi_{(3)2} + 2\,\alpha_-\,g_{31}\,\bar{p}\,\bar{C})$,
$(\alpha_+\,(p\,C)_{23} + \phi_{(3)1} + 2\,\alpha_-\,g_{23}\,\bar{p}\,\bar{C})$, $(\alpha_+\,(p\,C)_{32} -$
$- \phi_{(3)1} + 2\,\alpha_-\,g_{32}\,\bar{p}\,\bar{C})$, $(\alpha_+\,(p\,C)_{33} - 2\,\bar{p}\,\bar{C} +$
$+ 2\,\alpha_-\,g_{33}\,\bar{p}\,\bar{C})$, $(-\alpha_+\,(\bar{p} \times \bar{C})_3 + 2\,\alpha_-\,g_{34}\,\bar{p}\,\bar{C} - \phi_{(3)3})$
und $(-\alpha_+\,(\bar{p} \times \bar{C})_3 + 2\,\alpha_-\,g_{43}\,\bar{p}\,\bar{C} + \phi_{(3)3})$. Alle diese 28 verschwindenden Ausdrücke x min x = o enthalten die Komponenten von ${}^2\bar{g}$ des R_4 linear. Für die Diagonalkomponenten gibt es jeweils eine Lineargleichung , während für jede Extradiagonalkomponente zwei derartige Gleichungen existieren, welche wegen x min x = o paarweise addiert werden können. Somit wird das System aus 28 Gleichungen auf ein einfaches lineares System aus 16 Bestimmungsgleichungen für ${}^2\bar{g}$ reduziert. Die einfache Elimination liefert $g_{ik} = g_{ik}\,(\bar{p}\,,\,\bar{D}\,,\,\bar{C})$, wodurch die makromare metrische Struktur eines Photonenfeldes im R_4 mesobarisch beschrieben wird. Die Elimination der g_{ik} aus dem reduzierten linearen System (16 Bestimmungsgleichungen) liefert, weil $\alpha_+ \cdot \alpha_- = 2$ ist :

$g_{11} = (q_{+1}^2 + q_{-1}^2 - q_+^2)\;1/4$, $g_{22} = 1/2\;\alpha_-\,(1 - \alpha_- \cdot \frac{p_2\,D_2}{\bar{p}\;\bar{D}})$,
$g_{33} = 1/2\;\alpha_+(1 - \alpha_+ p_3 C_3 / \bar{p}\;\bar{C})$, $g_{44} = 1/2$, $g_{14} = g_{41} =$
$= i\,(\bar{q}_+ \times \bar{q}_-)_1 \cdot (\eta - 2\,p^2)^{-1}$, $g_{24} = \frac{\alpha_-\,(\bar{p} \times \bar{D})_2}{\alpha_+\;\bar{p}\;\bar{D} + p^2}$, $g_{42} = o$,

$g_{34} = \frac{\alpha_+ (\bar{p} \times \bar{C})_3}{\alpha_- \bar{p}\,\bar{C} + p^2}$, $g_{43} = o$, $g_{12} = (q_{+1} \cdot q_{+2} + q_{-1} \cdot q_{-2} +$
$+ \alpha_- (p\,D)_{12} + \alpha_- \cdot (\bar{p} \times \bar{D})_3) \cdot (\eta - 2\,\alpha_+ \bar{p}\,\bar{D})^{-1}$, $g_{21} =$
$= (q_{+2}\, q_{+1} + q_{-2} \cdot q_{-1} + \alpha_- (p\,D)_{21} - \alpha_- (\bar{p} \times \bar{D})_3) \cdot$
$\cdot (\eta - 2\,\alpha_+ \bar{p}\,\bar{D})^{-1}$, $g_{13} = (q_{+1}\, q_{+3} + q_{-1}\, q_{-3} +$
$+ \alpha_+ (p\,C)_{13} - \alpha_+ (\bar{p} \times \bar{C})_2) \cdot (\eta - 2\,\alpha_- \bar{p}\,\bar{C})^{-1}$,
$g_{31} = (q_{+3} \cdot q_{+1} + q_{-3}\, q_{-1} + \alpha_+ (p\,C)_{31} + \alpha_+ (\bar{p} \times \bar{C})_2) \cdot$
$\cdot (\eta - 2\,\alpha_- \cdot \bar{p}\,\bar{C})^{-1}$, $g_{23} = -(\alpha_- (p\,D)_{23} + \alpha_+ (p\,C)_{23} +$
$+ \alpha_- (\bar{p} \times \bar{D})_1 + \alpha_+ (\bar{p} \times \bar{C})_1) \cdot (2\,\alpha_+ \bar{p}\,\bar{D} + 2\,\alpha_- \bar{p}\,\bar{C})^{-1}$,
$g_{32} = -(\alpha_- (p\,D)_{32} + \alpha_+ (p\,C)_{32} - \alpha_- (\bar{p} \times \bar{D})_1 -$
$- \alpha_+ (\bar{p} \times \bar{C})_1) \cdot (2\,\alpha_+ \bar{p}\,\bar{D} + 2\,\alpha_- \bar{p}\,\bar{C})^{-1}$. Die hohe Spezialisierung dieser metrischen Struktur des makromaren Photonenfeldes kommt zur Kompensation, wenn mit diesen expliziten Komponenten die g_{ik} in den 36 Komponenten $g_{(m)in} = (\min) \neq o$ der vier Raumzeitschemata substituiert werden. Geschieht dies , dann sind alle (min) durch die Komponenten von $\bar{p}$, $\bar{D}$ und $\bar{C}$ ausgedrückt. Auf diese Weise folgt aus den (min) $\neq o$ der R_4 - Schemata $1 \leq m \leq 4$ das aus 36 Komponenten bestehende System:

$(122) = q^2_{+2} + q^2_{-2} - c_+ + \chi_- \cdot \eta \frac{p_2\, D_2}{\bar{p}\,\bar{D}}$,

$(133) = q^2_{+3} + q^2_{-3} - c_- + \chi_+ \cdot \eta\; p_3 c_3 / \bar{p}\bar{C}$,

$(123) = q_{+2}\, q_{+3} + q_{-2}\, q_{-3} + \eta/2\,((p\,Q^{\times})_{23} + (\bar{p} \times \bar{Q}^{\times})_1) \cdot$
$\cdot (\bar{p}\,\bar{Q})^{-1}$, $(132) = q_{+3} \cdot q_{+2} + q_{-3} \cdot q_{-2} + \eta/2\,((p\,Q^{\times})_{32} -$
$- (\bar{p} \times \bar{Q}^{\times})_1) \cdot (\bar{p}\,\bar{Q})^{-1}$, $(124) = -2\,i\,(\bar{D} \times \bar{C})_2 - \chi_- \cdot \eta\,(\bar{p} \times \bar{D})_2 \cdot$
$\cdot (2\,\bar{p}\,\bar{D} + \alpha_- \cdot \bar{p}^2)^{-1}$, $(134) = -2\,i\,(\bar{D} \times \bar{C})_3 - \chi_+ \cdot \eta \cdot (\bar{p} \times \bar{C})_3 \cdot$
$\cdot (2\,\bar{p}\,\bar{C} + \alpha_+ p^2)^{-1}$, $(142) = -2\,i\,(\bar{D} \times \bar{C})_2$,
$(143) = -2\,i\,(\bar{D} \times \bar{C})_3$, $(144) = 1/2\,(q^2_+ + q^2_-)$,
$(211) = 2 \cdot (\alpha_- p_1 D_1 + \bar{p}\,\bar{D}\,(\alpha_+/\eta\;(q^2_{+1} + q^2_{-1} - q^2_+)^{-1}))$,
$(233) = 2 \cdot (\alpha_- p_3 D_3 + \alpha_+ \bar{p}\,\bar{D} \cdot (i - \chi_+ p_3 c_3 / \bar{p}\,\bar{C}))$,
$(213) = 2 \cdot (\alpha_- p_1 D_3 + \alpha_+ \bar{p}\,\bar{D}\,(q_{+1}\, q_{+3} + q_{-1} \cdot q_{-3} + 2\alpha_+ p_1 c_3) \cdot$
$\cdot (\eta - 2\,\alpha_- \bar{p}\,\bar{C})^{-1})$, $(231) = 2 \cdot (\alpha_- p_3 D_1 + \alpha_+ \bar{p}\,\bar{D}\,(q_{+3}\, q_{+1} +$
$+ q_{-3} \cdot q_{-1} + 2\,\alpha_+ p_3 c_1) \cdot (\eta - 2\,\alpha_- \bar{p}\,\bar{C})^{-1})$,

$(214) = -2 \cdot \alpha_- \; ((\bar{\bar{p}} \times \bar{D})_1 - 2\, \bar{\bar{p}}\, \bar{D}\, (\bar{D} \times \bar{\bar{c}})_1 \cdot (\eta - 2\, p^2)^{-1}) ,$

$(241) = 4\, \alpha_-\, \bar{\bar{p}}\, \bar{D} \cdot (\bar{D} \times \bar{\bar{c}})_1 \cdot (\eta - 2\, p^2)^{-1} ,$

$(234) = -2\, \alpha_- \cdot ((\bar{\bar{p}} \times \bar{D})_3 - \chi_+\, \alpha_+\, \bar{\bar{p}}\, \bar{D} \cdot (\bar{\bar{p}} \times \bar{\bar{c}})_3 \cdot (\alpha_-\, \bar{\bar{p}}\, \bar{\bar{c}} +$

$+ p^2)^{-1}) , \quad (243) = 0 , \quad (244) = \alpha_-\, \bar{\bar{p}}\, \bar{D} ,$

$(311) = 2 \cdot (\alpha_+\, p_1\, c_1 + \bar{\bar{p}}\, \bar{\bar{c}}\, (\alpha_-/\eta\, (q_{+1}^2 + q_{-1}^2 - q_+^2)-1)),$

$(322) = 2 \cdot (\alpha_+\, p_2\, c_2 - \alpha_-\, \bar{\bar{p}}\, \bar{\bar{c}}\, (1 + \chi_- \frac{p_2\, D_2}{\bar{\bar{p}}\, \bar{D}})) ,$

$(312) = 2 \cdot (\alpha_+\, p_1\, c_2 + \alpha_-\, \bar{\bar{p}}\, \bar{\bar{c}}\, (q_{+1}\, q_{+2} + q_{-1}\, q_{-2} +$

$+ 2\, \alpha_-\, p_1\, D_2) \cdot (\eta - 2\, \alpha_+\, \bar{\bar{p}}\, \bar{D})^{-1}) , \quad (321) = 2 \cdot (\alpha_+\, p_2\, c_1 +$

$+ \alpha_-\, \bar{\bar{p}}\, \bar{\bar{c}}\, (q_{+2}\, q_{+1} + q_{-2}\, q_{-1} + 2\, \alpha_-\, p_2\, D_1) \cdot (\eta - 2\alpha_+ \bar{\bar{p}}\bar{D})^{-1}),$

$(314) = -2\, \alpha_+ ((\bar{\bar{p}} \times \bar{\bar{c}})_1 + 2\, \bar{\bar{p}}\, \bar{\bar{c}}\, (\bar{D} \times \bar{\bar{c}})_1 \cdot (\eta - 2\, p^2)^{-1}),$

$(341) = -4\, \alpha_+\, \bar{\bar{p}}\, \bar{\bar{c}}\, (\bar{D} \times \bar{\bar{c}})_1 \cdot (\eta - 2\, p^2)^{-1} ,$

$(324) = -2 \cdot (\alpha_+\, (\bar{\bar{p}} \times \bar{\bar{c}})_2 - 2\, \chi_-\, \bar{\bar{c}}\, (\alpha_+\, \bar{D} + \bar{\bar{p}})^{-1} \cdot (\bar{\bar{p}} \times \bar{D})_2),$

$(342) = 0 , \quad (344) = \alpha_+ \bar{\bar{p}}\, \bar{\bar{c}} , \quad (411) = 2\, p^2/\eta \cdot (q_{+1}^2 + q_{-1}^2 - q_+^2) - p^2 ,$

$(422) = -\, p^2\, (1 + \alpha_- \frac{p_2\, D_2}{\bar{\bar{p}}\, \bar{D}}) , \quad (433) = p^2\, (1 - \alpha_+ \frac{p_3\, c_3}{\bar{\bar{p}}\, \bar{\bar{c}}}) ,$

$(412) = 2\, p^2\, (q_{+1}\, q_{+2} + q_{-1}\, q_{-2} + 2\, \alpha_-\, p_1\, D_2) \cdot (\eta - 2\, \alpha_+\, \bar{\bar{p}}\, \bar{D})^{-1} ,$

$(421) = 2\, p^2\, (q_{+2}\, q_{+1} + q_{-2}\, q_{-1} + 2\, \alpha_-\, p_2\, D_1) \cdot (\eta - 2\, \alpha_+\, \bar{\bar{p}}\, \bar{D})^{-1} ,$

$(413) = 2\, p^2\, (q_{+1}\, q_{+3} + q_{-1}\, q_{-3} + 2\, \alpha_+\, p_1\, c_3) \cdot (\eta - 2\, \alpha_-\, \bar{\bar{p}}\, \bar{\bar{c}})^{-1} ,$

$(431) = 2\, p^2 \cdot (q_{+3}\, q_{+1} + q_{-3}\, q_{-1} + 2\, \alpha_+\, p_3\, c_1) \cdot (\eta - 2\, \alpha_-\, \bar{\bar{p}}\, \bar{\bar{c}})^{-1},$

$(423) = -2\, \bar{\bar{p}} \cdot p_2 \cdot (\alpha_-\, D_3 + \alpha_+\, c_3) \cdot (\alpha_-\, \bar{D} + \alpha_+\, \bar{\bar{c}})^{-1} ,$

$(432) = -2\, \bar{\bar{p}} \cdot p_3 \cdot (\alpha_-\, D_2 + \alpha_+\, c_2) \cdot (\alpha_+\, \bar{D} + \alpha_-\, \bar{\bar{c}})^{-1} ,$

wenn zur weiteren Kürzung die Symbole $2\, c_{\pm} = \alpha_+\, q_{\pm}^2 + \alpha_-\, q_{\mp}^2$

sowie $\chi_{\pm} \cdot \alpha_{\mp} = \alpha_{\pm}$ und $\bar{Q} = \bar{q}_+ + i\, \bar{q}_-$ verwendet werden

Diese so gewonnenen 36 Größen (min) müssen nach dem Vorangegangenen die Komponenten ^2T des R_6 sein. Der Zustand völliger Feldfreiheit wird stets durch das Verschwinden der Feldenergiedichte beschrieben. Da die (min) aber Energiedichten sind, wird (min) = 0 für die Feldfreiheit möglich. Feldsingularitäten (min) $\to \pm \infty$ können dagegen niemals erscheinen, weil divergierende Selbstenergieterme wegen $E = m\, c^2$ auch divergierende Massen zur Folge hätten. Es gilt daher die Bedingung der Freiheit von Feldsingularitäten in

Form von Unendlichkeitsstellen (min) $< |\infty|$. In den (min) erscheinen in den Nennern der Quotienten oft die Skalarprodukte $\bar{p} \cdot \bar{D}$ und $\bar{p} \cdot \bar{C}$. Da alle Produkte aus zwei Feldvektoren nach der vorliegenden Dimensionierung Energiedichten sind, auf welche $E = m c^2$ anwendbar ist, ist jede dieser Dichten eine $\bar{p}$ - Quelle, so daß stets $\bar{p} \neq \bar{o}$ bleibt, so lange $(\bar{D}, \bar{C}) \neq \bar{o}$ ist. Mithin könnte $\bar{p} \cdot \bar{D} = \bar{p} \cdot \bar{C} = o$ nur durch $\cos(\bar{p}, \bar{D}) = \cos(\bar{p}, \bar{C}) = o$ erreicht werden. Da die Skalarprodukte aber in den Quotientennennern stehen und ihr Verschwinden die divergierenden Selbstenergieterme verursachen muß, gilt auf jeden Fall das Prinzip des Orthogonalitätsverbotes $\cos(\bar{p}, \bar{D}) \neq o$ und $\cos(\bar{p}, \bar{C}) \neq o$, welches die Selbstenergieterme beschränkt.

Zwar sind mit den (min) = T_{kl} die Komponenten des R_6 - Schemas $^2\bar{T}$ gegeben, nicht aber ihre Anordnung im Tensor. Da es sich um 36 Komponenten handelt, ist das Anordnungsproblem 36 ! - deutig, doch kann diese Vieldeutigkeit durch einige Approximationen eingeschränkt werden. In erster Beziehung muß berücksichtigt werden, daß sich die (min) mit 67 a und 67 b aus der nichthermiteschen Grundbeziehung C ; $\hat{\{\}} = \bar{\lambda} \times \hat{\{\}}$ mit $sp\ \hat{\{\}} = = \bar{o}$ der mesobarischen Statik im R_4 ergeben haben und daß die (min) ein stationäres Photonenfeld ohne zeitlich variable Korrelationen oder Korrespondenzen beschreiben. Im R_4 - Abschnitt, also dem kanonischen Energiedichtetensor dieses Feldes, bezogen auf den R_4 kann es aber keine Fehlstellen (min) = o geben. Aus diesem Grunde können also (243) = (342) = o auf keinen Fall im R_4 - Abschnitt von $^2\bar{T}$ liegen. Auch kann dieses außerhalb des Raumzeitabschnittes auftretende grundsätzliche Verschwinden von Tensorkomponenten nur auf die vorausgesetzte Korrelationskonstanz und Korrespondenzfreiheit der mesobarischen Statik beziehen. Weiter wird das Anordnungsprinzip eingeschränkt durch die Existenz des phänomenologischen Energiedichtetensors $^2\bar{V}$ eines elektromagnetischen Feldes im R_4 für $\bar{p} \to \bar{o}$, so daß die Anordnung so zu erfolgen hat, daß $\underset{p \to o}{\overset{l\ i\ m}{}} \left[T_{kl}\right]_4 = {}^2\bar{V}$ für den Raumzeitabschnitt gilt. Schließlich kann noch der Sonderfall des elektrostatischen Feldes $\bar{C} = \bar{o}$ mit elektrischen Feldquellen als Ladungen und die in 69 aufgezeigte Wechselbeziehung gravitativmagnetischer Art ohne Ladungen und elektrische Feldstärken $\bar{D} = \bar{o}$, sowie der Fall des vom elektromagnetischen feldfreien neutralen Materiefeldes $\bar{D} = \bar{C} = \bar{o}$ angegeben werden. Für alle vier Sonderfälle sind die (min) feststellbar. Die Anordnung wird durch die Bildung der

Vektordivergenz von $^2\bar{T}$ weiter konkretisiert ; denn diese Vektordivergenz muß dann hinsichtlich der R_4 - Koordinaten lineare partielle Differenzialgleichungen 1. Ordnung liefern, welche Analogien zu den betreffenden Vektordivergenzen des Energiedichtetensors eines elektromagnetisch- gravitativen Feldes im R_4 bilden. Durch diese Forderungen wird aber die Vieldeutigkeit der Anordnung aller (min) im R_6 - Schema $^2\bar{T}$ weitgehend eingeschränkt. Mit Ausnahme von (243) = = (342) = o sind also die rechtlichen 34 Komponenten für die realen Spezialfälle $\bar{C} = \bar{o}$, $\bar{D} = \bar{o}$ und $\bar{C} = \bar{D} = \bar{o}$ sowie für die Approximation $\bar{p} \to \bar{o}$ zu ermitteln.

Zunächst folgt für das elektrostatische Ladungsfeld $\bar{C} = \bar{o}$ das System

$(122) = 2\ D_2^2 - D^2$, $(133) = 2\ D_3^2 - D^2$, $(123) = 2\ D_2\ D_3$,
$(132) = 2 \cdot D_3\ D_2$, $(124) = o$, $(134) = o$, $(142) = o$,
$(143) = o$, $(144) = D^2$, $(211) \to \infty$, $(233) = 2 \cdot (\alpha_-\ p_3\ D_3 +$
$+ \alpha_+\ \bar{p}\ \bar{D} \cdot (i - \varkappa_+ \cdot p_3/\bar{p})$), $(213) \to \infty$, $(231) \to \infty$,
$(214) = -2\ \alpha_- \cdot (\bar{p} \times \bar{D})_1$, $(241) = o$, $(234) = -2\ \alpha_- \cdot$
$\cdot (\bar{p} \times \bar{D})_3$, $(244) = \alpha_-\ \bar{p}\ \bar{D}$, $(311) \to \infty$, $(322) = o$, $(312) = o$,
$(321) = o$, $(314) = o$, $(341) = o$, $(324) = o$, $(344) = o$,
$(411) \to \infty$, $(422) = -p^2\ (i + \alpha_-\ p_2 D_2/\bar{o}\ \bar{D})$, $(433) = p^2 \cdot$
$\cdot (i - \alpha_+\ p_3/\bar{p})$, $(412) = -\alpha_-\ \bar{p}/\bar{D} \cdot (D_1\ D_2 + \alpha_-\ p_1\ D_2)$,
$(421) = -\alpha_-\ \bar{p}/\bar{D} \cdot (D_2\ D_1 + \alpha_-\ p_2\ D_1)$, $(413) \to \infty$, $(431) \to \infty$,
$(423) = -2\ \bar{p} \cdot p_2 \cdot D_3/\bar{D}$, $(432) = -2\ \varkappa_-\ \bar{p} \cdot p_3\ D_2/\bar{D}$.

Für den zweiten Sonderfall einer magnetisch- gravitativen Wechselbeziehung ohne elektrische Feldanteile $\bar{D} = \bar{o}$ folgt, da hier $\eta = o$ ist, entsprechend:

$(122) = 2\ C_2^2 - C^2$, $(133) = 2\ C_3^2 - C^2$, $(123) = 2\ C_2\ C_3$,
$(132) = 2\ C_3\ C_2$, $(124) = o$, $(134) = o$, $(142 = o$,
$(143) = o$, $(144) = C^2$, $(211) \to \infty$, $(233) = o$, $(213) = o$
$(231) = o$, $(214) = o$, $(241) = o$, $(234) = o$, $(244) = 0$, $(311) \to \infty$
$(322) = 2 \cdot (\alpha_+\ p_2\ C_2 - \alpha_-\ \bar{p}\ \bar{C} \cdot (i + \varkappa_- \cdot p_2/p))$,
$(312) \to \infty$, $(321) \to \infty$, $(314) = -2\ \alpha_+\ (\bar{p} \times \bar{C})_1$,
$(341) = o$, $(324) = -\alpha_+\ (\bar{p} \times \bar{C})_2$, $(344) = \alpha_+\ \bar{p}\ \bar{C}$,
$(411) \to \infty$, $(422) = -p^2 \cdot (i + \alpha_-\ p_2/p)$, $(433) =$
$= p^2\ (i - \alpha_+ \cdot \frac{p_3\ C_3}{\bar{p}\ \bar{C}})$, $(412) \to \infty$, $(421) \to \infty$,

$(413) = - \alpha_+ \ \bar{p}/\bar{C} \cdot (C_{11} C_3 + \alpha_+ p_1 C_3)$,
$(431) = - \alpha_+ \ \bar{p}/\bar{C} \cdot (C_3 C_1 + \alpha_+ p_3 C_1)$,
$(423) = - 2 \ \bar{p}/\bar{C} \cdot p_2 C_3$, $(432) = - 2 \ \varkappa_+ \ \bar{p}/\bar{C} \ p_3 C_2$.

Der nächste Sonderfall beschreibt das elektromagnetisch neutrale Gravitationsfeld, welches durch $\bar{D} = \bar{C} = \bar{Q}$, also $\eta = c_{\pm} = o$ und $\bar{Q} = \bar{o}$ gekennzeichnet ist. Für diesen Fall ergeben sich die Komponenten :

$(122) = (133) = (123) = (132) = (124) = (142) = (134) = (143) =$
$= (144) = o$, $(211) = (233) = (213) = (231) = (214) = (241) = (234) =$
$= (244) = o$, $(311) = (322) = (312) = (321) = (314) = (341) = (324) =$
$= (344) = o$, $(411) = p^2$, $(422) = - p^2 (i + \alpha_- p_2/p)$,
$(433) = - p^2 (i - \alpha_+ p_3/p)$, $(412) = 2 p^2$, $(421) = 2 p^2$,
$(413) = 2 p^2$, $(431) = 2 p^2$, $(423) = - 2 p \cdot p_2$, $(432) = - 2 p \cdot p_3$

Bei diesen speziellen Sonderfällen ist zu bemerken, daß die das elektrostatische Wechselwirkungsfeld $(\bar{p}, \bar{D})$ mit $\bar{C} = \bar{o}$ kennzeichnenden Singularitäten $(\min) \to \infty$ bei der gravitativ-magnetischen Wechselbeziehung $(\bar{p}, \bar{C})$ mit $\bar{D} = \bar{o}$ ebenfalls auftreten, nicht aber im elektromagnetisch neutralen Fall. Hieraus könnte geschlossen werden, daß $\bar{C}$ stets latent oder manifest auftritt und nur mit $\bar{D}$ gemeinsam verschwinden kann. Es bleibt noch übrig unter der Voraussetzung $\bar{D} \neq \bar{o}$ und $\bar{C} \neq \bar{o}$ die Limesrelation $\bar{p} \to \bar{o}$ als Approximation zu untersuchen. Man erhält für die 34 Komponenten im Limes :

$(122) = q_{+2}^2 + q_{-2}^2 - c_+ + \varkappa_- \eta \ D_2/D$,
$(133) = q_{+3}^2 + q_{-3}^2 - c_- + \varkappa_+ \eta \ C_3/C$,
$(123) = q_{+2} \cdot q_{+3} + q_{-2} \cdot q_{-3} + \eta \ Q_3^{\times}/Q$,
$(132) = q_{+3} \ q_{+2} + q_{-3} \cdot q_{-2} + \eta \ Q_2^{\times}/Q$,
$(124) = - 2 i (\bar{D} \times \bar{C})_2 - 1/2 \ \varkappa_- \ \eta/D \cdot (D_1 - D_3)$,
$(134) = - 2 i (\bar{D} \times \bar{C})_3 - 1/2 \ \varkappa_+ \ \eta/C \cdot (C_2 - C_1)$,
$(142) = - 2 i (\bar{D} \times \bar{C})_2$,
$(143) = - 2 i (\bar{D} \times \bar{C})_3$,
$(144) = - 1/2 (q_+^2 + q_-^2)$, $(2 i n) = (3 i n) = (4 i n) = o$.

Aus dem Auftreten der Singularitäten für $\bar{C} = \bar{o}$, beziehungsweise $\bar{D} = \bar{o}$ folgt unmittelbar, daß die Terme aus $(2 i n)$ und $(3 i n)$, welche die multiplikativen Koppelungen $\bar{p} \ \bar{D}$ beziehungsweis $\bar{p} \ \bar{C}$ primär enthalten, in jeweils einer Reihenart außerhalb des Raum zeitabschnittes enthalten sein müssen. Da die erwähnten Singularitä-

ten in der Limesrelation $\bar{p} \to \bar{o}$ für $\bar{C} = \bar{o}$, beziehungsweise $\bar{D} = \bar{o}$ nichtmehr auftreten, folgt unmittelbar die Entsprechung $T_{kl} = (1\ k\ 1)$ für $2 \leq (k,l) \leq 4$. Da die Vektorprodukte stets als Impulsströme interpretierbar sind, können sie nur in den Zeitreihen von $^2\bar{T}$ erscheinen, so daß die sechs Komponenten (214), (234), (241), (314), sowie (341) und (324) auf jeden Fall die durch die Anordnung der (1 k 1) bereits begonnenen Zeitreihen ergänzen müssen. In der Diagonalen treten die einfachen Skalarprodukte auf, so daß die Fortsetzung der Diagonalen über T_{55} nach T_{66} nur durch (244) und (344) erfolgen kann. Offensichtlich ist (411) ein Analogon zu V_{11} aus $^2\bar{V}$ im R_{-4}, so daß die Zuordnung $T_{11} = (411)$ getroffen werden kann.

Da $^2\bar{T}$ offensichtlich ein Tensorfeld beschreibt, und seine Matrix vom quadratischen Typ 6 ist, muß ein R_6 existieren, das heißt neben den $1 \leq 1 \leq 4$ Koordinaten x_1 des R_4 muß es noch die Koordinaten x_5 und x_6 geben, derart, daß in diesem Bild der mesobarische Korrelationsbereich R_4 ebenso wie die $R_{\pm 4}$ als Hyperflächen eines R_5 erscheinen, der seinerseits wiederum eine Hyperfläche des R_6 ist. Auch genügt die Dimensionszahl 6 dem Kriterium der Partialstrukturen, nach welchem die Dimensionszahl irgendeines Tensoriums stets geradzahlig sein muß. Wenn aber die Koordinaten x_k mit $1 \leq k \leq 6$ einen R_6 aufspannen, in welchem das Tensorfeld $^2\bar{T}$ definiert ist, dann muß es auch möglich sein, die Quellenverteilung dieses Feldes darzustellen, weil der Begriff der Vektordivergenz weder von der Dimensionszahl noch von der Eigentümlichkeit der Koordinaten abhängt. Alle (min) als Komponenten von $^2\bar{T}$ im R_6 haben die gleiche Dimensionierung einer phänomenologischen Energiedichte, so daß die Quellenverteilung in R_6, nämlich $\overline{div}_6\ ^2\bar{T}$ die die Dimensionierung einer Kraftdichte haben muß. Die partiellen Ableitungen nach x_5 und x_6 müssen daher auch die gleiche Dimensionierung haben wie $\overline{div}_4$ des Raumzeitabschnittes von $^2\bar{T}$. Hieraus folgt aber unmittelbar, daß x_5 und x_6 uhmöglich generalisierte Koordinaten sein können, sondern im Längenmaß dimensioniert den R_4 zum R_6 ergänzen. Im einfachsten Fall kann das Koordinatensystem im R_6 als cartesisch festgelegt und der R_6 zunächst als pseudoeuklidisch aufgefaßt werden, weil mindestens x_4 nicht reell zählt. Dies bedeutet weiter, daß normierte Orthogonalsysteme der vier Einheitsvektoren

des R_4 durch zwei weitere Einheitswektoren gemäß $\bar{x}_{5,6} = \bar{e}_{5,6} \cdot x_{5,6}$ zu $(\bar{e}_k \cdot \bar{e}_l)_6 = \hat{E}$ ergänzt werden muß. Mit den so gewonnenen orientierten, aber nicht generalisierten Koordinaten $\bar{x}_k = \bar{e}_k \cdot x_k$ mit $1 \leq k \leq 6$ des R_6 wird die Bestimmung der Quellenverteilung $\overline{div_6}\ {}^2\bar{T}$ möglich. Die Konstruktion des R_6 ergab sich aus dem Grundproblem C ; $\hat{\{\}} = \bar{\lambda} \times \hat{\{\}}$ mit $s\,p\,\hat{\{\}} = \bar{o}$ der mesobarischen Statik, so daß die 36 Komponenten $T_{kl} = (min)$ ebenfalls ein statisch stabiles System beschreiben, welches ein makromares stationäres Photonenfeld ohne Korrespondenzen und Änderungeder inneren Korrelation im R_6 darstellt. Diese statischen Eigenschaften von ${}^2\bar{T}$ sind aber mit seiner Quellenfreiheit identisch, weil im statischen Fall das Energieprinzip nur auf diese Weise ausdrückbar ist. Demnach gilt im R_6 die Divergenzfreiheit $\overline{div_6}\ {}^2\bar{T} = \bar{o}$ oder in Komponentenform $\bar{e}_l \cdot \sum_{k=1}^{6} \partial/\partial x_k\ T_{kl} = \bar{o}$. Der Einfluß von x_5 und x_6 ist zunächst völlig unbekannt, so daß $\partial/\partial x_5\ T_{51} + \partial/\partial x_6\ T_{61} = Q_1$ und $\partial/\partial x_5\ T_{15} + \partial/\partial x_6\ T_{16} = Y_1$ gesetzt werden können. Damit folgt $\overline{div_4}\ [T_{ik}]_4 + \bar{Y} = \bar{o}$ und $\sum_{k=1}^{4} \partial/\partial x_k\ T_{5k} + Q_5 = o$, sowie $\sum_{k=1}^{4} \partial/\partial x_k\ T_{6k} + Q_6 = o$

Diese Beziehungen, bei denen x_5 und x_6 mit $\bar{Y} = \sum_{i=1}^{4} \bar{e}_i\ Y_i$ und $Q_{5,6}$ vom R_4 separiert erscheinen, müssen nunmehr die $T_{kl} = (min)$ so eingesetzt werden, daß partielle lineare Differentialgleichungen erster Ordnung für quadratische Feldgrößen im R_4 entstehen, welche ein Analogon zur quadratischen Form der Gleichung 69 bilden. Die in der quadratischen Form auftretenden R_3 - Divergenzen können stets nach den phänomenologischen Beziehungen durch die ebenfalls phänomenologischen Dichten σ und ϱ von Masse und Ladung im R_3 substituiert werden, so daß $Q_{5,6}$ die äquivalente dieser phänomenologischen Raumdichten enthalten müssen, während $\bar{Y}$ das Äquivalent einer korrespondierenden raumzeitlichen Kraftdichte wäre. Wenn dies aber so ist, dann müssen x_5 und x_6 Differentialoperatoren definieren, welche unmittelbar die innere Strukturierung der Materiefeldquanten erfassen, welche sich phänomenologisch im R_3 durch σ und ϱ manifestiert. Durch diese Auffassung werden weitere

eindeutige Anordnungsmöglichkeiten der (min) in $^2\overline{T}$ fixiert. Für die Besetzung der Zeitreihen folgt aus diesen Differentialgleichungen zunächst die Ergänzung $T_{14} = (241)$, $T_{41} = (341)$, $T_{54} = (214)$, $T_{64} = (314)$, $T_{45} = (234)$ und $T_{46} = (324)$, weil im elektromagnetischen Feld $^2\overline{V}$ im R_{-4} nur die elektrische Komponente zeitlichlich Energie übertragen kann, nicht aber der magnetische Teil. Dieser Sachverhalt legt es nahe in der fünften Zeile die multiplikativen Kopplungen $\overline{p}\ \overline{D}$ und in der 6. die analogen magnetischen Kopplungen $\overline{p} \cdot \overline{C}$ anzuordnen. Damit ist aber wiederum die Fortsetzung der Diagonalen durch $T_{55} = (244)$ und $T_{66} = (344)$ gegeben. Aus $\overline{div_4}\ \left[T_{ik}\right]_4 = -\ \overline{Y}$ folgt entsprechend die Notwendigkeit $T_{12} = (412)$ und $T_{13} = (413)$ sowie $T_{21} = (421)$ und $T_{31} = (431)$. Weiter folgt aufgund der Divergenzfreiheit $T_{51} = (211)$ und $T_{61} = (311)$, aber $T_{15} = (233)$ und $T_{16} = (322)$ sowie $T_{35} = (213)$ und $T_{53} = (231)$. Ganz analog ergibt sich $T_{62}=(312)$ und $T_{26} = (321)$, sowie $T_{52} = (422)$ und $T_{63} = (433)$. Für die beiden Komponenten T_{25} und T_{36} kann es nur noch die Möglichkeit $T_{25} = (423)$ und $T_{36} = (432)$ geben. Für die auf den statischen Charakter des Problems zurückgehenden beiden Fehlstellen $(243) = (342) = o$ kann es nach dem Vorangegangenen nur noch die einzige Anordnungsmöglichkeit $T_{56} = (243)$ und $T_{65} = (342)$ geben, weil (2 i n) immer die multiplikative Koppelung $\overline{p}\ \overline{D}$ der fünften und (3 i n) die Koppelung $\overline{p}\ \overline{C}$ der sechsten Zeile kennzeichnen. Durch die Bedingung der Quellenfreiheit als Folge der korrespondenzfreien und korrelationskonstanten Eigenschaften des Photonensystems aufgrund der mesobarischen Statik des Ausgangsproblems ist also die Anordnung der (min) in $^2\overline{T}$ des R_6 eindeutig geworden, weil der approximative Anschluß der hinsichtlich des R_4 separierten Differentialgleichungen an die iterierten Differentialgleichungen 69 aus der Quellenverteilung von 67 a und 67 b gegeben sein muß. Explizit gilt also für das R_6 - Schema der Energiedichte

$$\cdot\overline{\mathbb{T}} = \begin{bmatrix} (411) & (412) & (413) & (241) & (233) & (322) \\ (421) & (122) & (123) & (124) & (423) & (321) \\ (431) & (132) & (133) & (134) & (231) & (432) \\ (341) & (142) & (143) & (144) & (234) & (324) \\ (211) & (422) & (213) & (214) & (244) & (243) \\ (311) & (312) & (433) & (314) & (342) & (344) \end{bmatrix} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 79.$$

Wegen $\alpha_{\pm}$ und $\varkappa_{\pm}$ in ${}^{2}\overline{\mathbb{T}}$ sind die (min) = Re · (min) + + i · Im (min) = a + i b komplex und die beiden Anteile wiederum sind gemäß $a = a_{+} + a_{-}$ und $b = b_{+} + b_{-}$ im allgemeinen asymmetrisch. Da die Tensoradjunktion stets eine komplexe Konjugation parallel läuft, wird die Spaltung der (min) in einan hermiteschen (+) und einen antihermiteschen (-) Anteil $(\min)_{\pm} = a_{\pm} + i\, b_{\mp}$ möglich, so daß $T_{kl} = T_{+kl} + T_{-kl}$ oder ${}^{2}\overline{\mathbb{T}} = {}^{2}\overline{\mathbb{T}}_{+} + {}^{2}\overline{\mathbb{T}}_{-} \neq {}^{2}\overline{\mathbb{T}}^{\times}$ gilt. Neben dieser Spaltung des R_6 - Schemas muß noch das Orthogonalitätsverbot von $\overline{p}$ und $\overline{D}$, beziehungsweise $\overline{p}$ und $\overline{C}$ berücksichtigt werden, was in der Zusatzbeziehung

$${}^{2}\overline{\mathbb{T}} = {}^{2}\overline{\mathbb{T}}_{+} + {}^{2}\overline{\mathbb{T}}_{-} \neq {}^{2}\overline{\mathbb{T}}^{\times} \quad , \cos\,(\overline{p}\,,\overline{D}) \neq o \,, \cos\,(\overline{p}\,,\overline{C}) \neq o \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 79a$$

enthalten ist.

Zwar wurde 79 aus einem statisch stabilen , also zeitlich stationären System hergeleitet, doch weist die Separierbarkeit des raumzeitlichen Kraftdichtevektors $\overline{\mathrm{div}_4}\ [T_{ik}]_4 = -\overline{Y}$ und $Q_{5,6}$ auf die Implikation von Korrespondenzen und metastatischen Korrelationsänderungen hin, zumal $T_{56} = T_{65} = o$ in 79 weder eine notwendige noch eine hinreichende Existenzvoraussetzung für ${}^{2}\overline{\mathbb{T}}$ ist, und nur auf den statischen Ausgangspunkt zurückgeht. Wenn dynamische Korrespondenzen und metastatische Korrelationen zugelassen werden, so daß der allgemeine Fall eines Photonenfeldes vorliegt, dann ändern sich zwar strukturell die T_{kl} , aber es könnte auch allgemeiner $T_{56} = o$ und $T_{65} \neq o$ werden. Nach $\overline{Y}$ und Q_{56} ändern sich abe die Korrespondenz-und Korrelationsanteile nur mit x_5 und x_6 , so daß die Erweiterung des R_4 durch $\overline{x}_5$ und $\overline{x}_6$ zum pseudoeuklidischen $R_6 = (R_4 , \overline{x}_5 , \overline{x}_6)$ mit dem ebenfalls erweiterten normierten Orthogonalsystem $(\overline{e}_k \cdot \overline{e}_1)_6 = \hat{E}$ in der Quellenfreiheit

$\overline{\text{div}_6}\ {}^2\bar{T} = \bar{o}$ alle Sonderfälle der Mesobarie (mesobarische Statik, Dynamik und Metastatik stationärer und variabler Korrelationen, sowie Korrespondenzen) impliziert. Auch von der speziellen Natur des Photonenfeldes kann abstrahiert werden; denn alle (min) sind Energiedichten für welche $E = m\ c^2$, also $T_{kl} = \sigma_{kl} \cdot c^2$ oder ${}^2\bar{T} = {}^2\bar{\sigma} \cdot c^2$ gilt, worin ${}^2\bar{\sigma}$ der allgemeine Materietensor im R_6 ist Dieser allgemeine Materietensor impliziert aber unabhängig von der Ponderabilität alle überhaupt möglichen Materiefeldquanten, deren Korrespondenzen und Korrelationen ebenfalls erfaßt werden, wenn $\sigma_{56} \neq o$ und $\sigma_{65} \neq o$ bleibt. Hieraus folgt aber, daß

$$\overline{\text{div}_6}\ {}^2\bar{T} = \bar{o}\ ,\ {}^2\bar{T} = {}^2\bar{\sigma} \cdot c^2\ ,\ R_6 = (R_4\ ,\ \bar{x}_5\ ,\ \bar{x}_6)\ ,$$

$$\bar{x}_k = \bar{e}_k \cdot x_k\ ,\ (\bar{e}_k \cdot \bar{e}_l)_6 = \hat{E} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 80$$

eine ganz universelle Basis zur Entwicklung einer R_6 - Theorie der im R_4 manifest werdenden materiellen Vorgänge darstellt. Die jenseits von Raum und Zeit liegenden Zusatzdimensionen x_5 und x_6 definieren in $\overline{\text{div}_6}$ denjenigen Operator, welcher die Korrespondenzen und Korrelationen im R_4 strukturiert, worauf die Möglichkeit zurückgeht, die drei Sonderfälle der Mesobarie im mesobarischen Korralationsbereich der Somawelt R_4 in einer einheitlichen statischen Form im R_6 zu beschreiben. Die jenseits der Raumzeit liegenden, also transfiniten Zusatzkoordinaten x_5 und x_6 haben daher offensichtlich die Bedeutung derartige Korrespondenz- und Korrelationsvorgänge der R_4 - Mesobarie zu erfassen.

Nach dem elektromagnetischen Induktionsgesetz besteht eine Relation zwischen dem elektrischen und magnetischen Feld derart, daß ein magnetischer Feldvektor nur als Folge einer relativen zeitlichen Ortsänderung (R_3) eines elektrischen Vektors erscheinen kann, und im Falle einer verschwindenden Relativbewegung $\bar{v} = \bar{o}$ selbst verschwindet, während der elektrische Feldvektor auch für $\bar{v} = \bar{o}$ vom Nullvektor verschieden bleibt. Die eigentliche multiplikative Korrelation zwischen $\bar{p}$ und $\bar{D}$ in den $T_{1,5}$ kann demnach überhaupt nicht verschwinden, was für $\bar{p}$ und $\bar{C}$ der $T_{1,6}$ für den statischen Fall durchaus eintreten kann. Für die Energiedichte folgt $\eta = D^2 + C^2$,

was zu $\eta = D^2$ werden kann, da $\bar{C} = \bar{o}$ möglich wird. Andererseits gilt im R_{-4} immer $\eta = \sigma \cdot c^2$, wenn σ die Dichte einer Trägheitsmasse ist, so daß im R_{-4} immer σ durch D^2 ausdrückbar ist. Dies bedeutet aber, daß die multiplikative Korrelation zwischen $\bar{p}$ und der trägen Masse darstellt. Auch kann nach dem Induktionsgesetz im R_{-4} nur $\bar{D}$ Korrespondenzenergie direkt übertragen, nicht aber $\bar{C}$ allein, doch kann $\dot{\bar{C}}$ ein Wirbelfeld $\bar{D}$ induktiv erregen, welches dann sekundär eine Übertragung von Korrespondenzenergie ermöglicht. Jede Energieübertragung ist aber nach $E = m c^2$ eine Übertragung von Trägheitswirkung, welche grundsätzlich eine $\bar{p}$ -Quelle ist. Dies bedeutet aber, daß jede korrespondenzhafte und korrelative Zustandsänderung über ein $\bar{p}$ - Feld gehen muß, zumal $\bar{p}$ die phänomenologische Synthese von $\bar{\Gamma}$ und $\bar{\mu}$ zum einheitlichen Korrespondenz - und Korrelationsfeld darstellt. Diese Korrelation kennzeichnet aber den Orgánisationsgrad eines Materiefeldquants und durch den Organisationsgrad eines Systems von Materiefeldquanten, die in einer wechselseitigen Korrespondenz stehen; denn diese Korrespondenz kann, nach den hierüber angestellten Untersuchungen, nur über $\bar{p}$ gehen. Die den Organisationsgrad eines Systems beschreibenden Glieder sind also in dem $T_{1,5}$ beziehungsweise $T_{5,1}$ von ${}^2\bar{T}$ enthalten, und in $\overline{div}_6 \; {}^2\bar{T} = \bar{o}$ der Gleichung 80 wirkt der Operator $\partial/\partial x_5$ nur auf diese Komponenten ein, so daß sich der Organisationsgrad mit x_5 verändert. Jeder Organisationsgrad eines Systems hat aber in Richtung x_4 eine Finalbestimmung, weil jedes System im R_3 zeitlich mit einer Peristase in Korrespondenz tritt, wodurch die zeitliche Finalbestimmung eines Organisationsgrades gegeben ist. Ein Organisationsgrad mit zeitlicher Finalbestimmung muß aber als Entelechie definiert werden, woraus folgt, daß sich die entelechische Bewertung eines Systems in Richtung x_5 verändert, was wiederum die Inerpretation der Koordinate x_5 als entelechische Dimension nahelegt.

Nach dieser Inerpretation von x_5 kann auch eine solche von x_6 versucht werden. Die Komponenten $T_{1,6}$ werden durch die Korrelationen $\bar{p}$, $\bar{C}$ bestimmt, in denen $\bar{C} \neq \bar{o}$ nur existieren kann, wenn $\bar{v} \neq \bar{o}$ oder allgemeiner eine zeitliche Änderungsgeschwindigkeit des Zustandes existiert. Wenn sich der Zustand des Systems aber zeitlich ändert, dann induziert $\dot{\bar{C}} \neq \bar{o}$ ein Feld $\Delta \bar{D}$, welches mit $\bar{D}$ superponiert und damit die Entelechie des Systems ändert. $\partial/\partial x_6$

aus $\overline{div_6}\ {}^2\overline{T}$ wirkt aber nur auf die $T_{\lambda,6}$, so daß sich der entelechische Zustand des Systems nur in Richtung der Koordinate x_6 ändern kann, wodurch wiederum der Zustand der Konfiguration im R_3 zeitlich geändert wird. Aus diesem Grunde muß die Koordinate x_6 als Dimension entelechischer Strukturänderungen, also als äonische Dimension interpretiert werden. Damit ergibt sich aber als modellhaftes Bild die Aussage, daß aus der äonischen Dimension heraus die Entelechie im Sinne einer zeitlichen Neuaktualisierung geändert wird, was die zeitliche Zustandsänderung, also den Zeitablauf einer Struktur im R_3 bedingt.

Der auf diese Weise interpretierte R_6 bezogen auf die drei Raumdimensionen der Ortsbestimmung die Zeit, die entelechische und äonische Dimension, werde als äonische Welt oder kurz als Welt bezeichnet. Nach dieser Interpretation wird es nunmehr möglich, diese äonische Welt zu konstruieren, und die Mesofeldbeziehungen im Sinne einer Strukturanalyse in dieser Welt zu beschreiben, aus welcher sich eine vertiefte Auffassung der Quantenstufen und eine Theorie des zeitlichen Seinsablaufes des Universums (R_3) ergeben muß, weil dieses Universum eine Hyperfläche (simultan) der Somawelt (R_4) und diese eine Hyperfläche der äonischen Welt (R_6) ist. Nach der qualitativen Bestimmung und Interpretation der ergänzenden transfiniten Weltkoordinaten, muß im Rahmen einer äonischen Weltkonstruktion aus den sechs Weltkoordinaten auf jeden Fall versucht werden, über die algebraischen Eigenschaften der transfiniten Koordinaten Aufschluß zu erhalten, weil erst dann diese Koordinaten quantitativ festliegen. Eine derartige quantitative Bestimmung ist aber die notwendige Voraussetzung für die quantitative Konstruktion, welche allein Aufschluß über das Welttensorium R_6 der R_6 - Strukturen geben kann.

2.) Heuristische Konstruktion der äonischen Welt.

Die in Gleichung 80 zusammengefaßten Größen liefern einen Hinweis dafür, wie die äonische Welt zu konstruieren ist; denn diese Beziehungen sind Tensorgleichungen, welche entsprechend ihrer Natur eine Invarianz gegen reguläre Affinitäten fordern, weil der R_6,

seiner Interpretation entsprechend affin ist. Die Affinitätsmatrix muß vom quadratischen Typ 6 und ihre Determinante vom Wert null verschieden sein, was der Regularutätsforderung entspricht. Nimmt man zunächst einmal an, daß es sich im R_3 um Inertialsysteme handelt, welche sich mit $v = \text{const.}$ relativ zueinander bewegen, so daß die Transformationen im R_4 durch $\underline{\hat{B}}$, also durch komplexe Drehungen beschrieben werden, dann muß sich $\underline{\hat{C}} = (\underline{C}_{k,l})_6$ in der Form $\underline{\hat{C}} = (\underline{B}_{k,l})_4$, $R_d(\underline{C}_{p,5}, \underline{C}_{5,p})_1^5$ $R_d(\underline{C}_{q,6}, \underline{C}_{6,q})_1^6$ durch zweifache Ränderung der Somaweltaffinität $\underline{\hat{B}}$ darstellen lassen. Sind die speziellen Voraussetzungen paralleler Bezugssysteme $\underline{\hat{B}} = \hat{B}$ erfüllt, so muß $\hat{B}$ in folgender Weise geändert werden: Die raumzeitliche komplexe Drehung ψ wird dabei durch die Relativgeschwindigkeit $v \geq o$ (konstant) der Systeme im R_3 bestimmt, was zu einer Relativität der Raumzeitkoordinaten führen muß. Dieser Relativität können aber die Koordinaten x_5 und x_6 unmöglich unterworfen sein; denn, nimmt man an, daß x_5 und x_6 in ähnlicher Weise vom relativen Bewegungszustand $v = \text{const.}$ abhängt, dann müßte sich die entelechische Bewertung eines Systems mit der Relativgeschwindigkeit ändern, was aber mit der Definition der Entelechie im Widerspruch steht Wenn aber diese Entelechie invariant bleibt, dann kann sich auch die Koordinate x_6 nicht ändern; denn gerade diese Koordinate beschreibt die Änderung der entelechischen Struktur. Aus diesem Grunde liegt im speziellen Fall $\hat{B}$ eine Erweiterung in der Form

$$\hat{C} \begin{pmatrix} \cos\psi & o & o & -\sin\psi & o & o \\ o & 1 & o & o & o & o \\ o & o & 1 & o & o & o \\ \sin\psi & o & o & \cos\psi & o & o \\ o & o & o & o & 1 & o \\ o & o & o & o & o & 1 \end{pmatrix}$$

besonders nahe; denn wegen $\hat{B} \cdot \hat{B}^x = \hat{E}$ ist auch $\hat{C}\,\hat{C}^x = \hat{E}$ zu erwarten. Setzt man $\hat{C}\,\hat{C}^x = \hat{D}$, dann ergibt bei Zugrundelegung dieser Erweiterung tatsächlich $D_{k,l} = \delta_{k,l}$, also $\hat{D} = \hat{E}$, womit die Unitarität von $\hat{C}$ erwiesen ist. Auch verschwindet der Matrizendefekt; denn für die Determinante folgt, wenn erst nach der sechsten und dann nach der fünften Zeile entwickelt wird $|\hat{C}|_6 = |\hat{B}|_4 = \cos^2\psi + \sin^2\psi = 1$, womit die geforderte Regularität von $\hat{C}$ erwiesen ist.

$\hat{B}$ läßt im R_4 die indefinite quadratische Form $\sum_{k=1}^{4} x_k^2 = I$

invariant, und diese Invariante kennzeichnet das Quadrat des linearen Abstandes von zwei Punkten im R_4. Infolge richtiger Erweiterung müßte $\hat{C}$ auch das Abstandsquadrat von zwei Punkten der äonischen Welt invariant lassen unter der Voraussetzung, daß diese Welt in gleicher Weise pseudoeuklidisch bleibt, wie der R_4 unter Annahme der Gültigkeit von $\hat{B}$. Für den Abstand eines Weltpunktes vom Koordinatennullpunkt im R_6 (das System C ist kartesisch und positiv orientiert), folgt dann $\bar{r} = \sum_{l=1}^{6} \bar{x}_l$, das heißt $\bar{r}$ ist ein Vektor der äonischen Welt, also ein Weltvektor, bezogen auf das System C, dessen Einheitsweltvektoren $\bar{e}_i = \bar{x}_i/x_i$ der Orthogonalität $(\bar{e}_i\ \bar{e}_k)_6 = \hat{E}$ genügen. Ist C' ein anderes Koordinatensystem des R_6, dessen Projektion in die Somawelt gemäß $\hat{B}$ gegen diejenige von C verdreht ist, dann gilt für den transformierten Weltvektor $\bar{r}' = \sum_{l=1}^{6} \bar{x}_l'$, der mit $\bar{r}$ bezogen auf C durch $\hat{C}$ im Zusammenhang $\bar{r}' = \hat{C}\ \bar{r}$ stehen muß und hieraus folgt, für den speziellen Fall $\hat{C}$, der aus dem ebenfalls speziellen Fall $\hat{B}$ hervorgegangen ist, wegen $\bar{e}_i\ \bar{e}_k = \delta_{ik}$ für die Koordinatentransformationen $x_1' = x_1 \cos\psi - x_4 \sin\psi$, $x_2' = x_2$, $x_3' = x_3$, $x_4' = x_1 \sin\psi + x_4 \cos\psi$, $x_5' = x_5$ und $x_6' = x_6$. Werden diese Transformationen in $I' = \sum_{l=1}^{6} x_l'^2$ eingesetzt, dann folgt $\sum_{l=1}^{6} x_l'^2 =$

$= (x_1 \cos\psi - x_4 \sin\psi)^2 + x_2^2 + x_3^2 + (x_1 \sin\psi +$

$+ x_4 \cos\psi)^2 + x_5^2 + x_6^2 = \sum_{l=1}^{6} x_l^2$, das heißt, die indefinite quadratische Form $I = I'$ ist tatsächlich gegen die regulläre Affinität $\hat{C}$ invariant. I ist in jedem Fall indefinit, weil, unabhängig von den algebraischen Eigenschaften der Koordinaten x_5 und x_6 stets $x_4 = i\,c\,t$ imaginär ist. $\hat{B}$ ist im R_4 der spezielle Fall und $\underline{\hat{B}}$ derjenige einer allgemeinen unitären Affinität (nicht singulär), welche beliebig gegen einander bewegte Inertialsysteme des R_3 ineinander transformiert. Ganz entsprechend muß es auch eine Verallgemeinerung von $\hat{C}$, nämlich $\underline{\hat{C}} = (c_{k,l})_6$ geben, welche beliebige Systeme C' und C des R_6 ineinander transformiert, deren Projektionen in dem R_4 gegeneinander verdrehte Raumzeitsysteme sind.

Aus der Weltvektortransformation in diesem Fall $\bar{r}' = \hat{\underline{C}}\ \bar{r}$ oder invers $\bar{r} = \hat{\underline{C}}^{-1}\bar{r}'$ folgt dann für die Koordinatentransformationen das lineare Gleichungssystem $x_i' = \sum_{k=1}^{6} c_{i,k}\ x_k$ und daraus folgt wiederum , da $\hat{\underline{C}}$ idie Invarianz $I' = I$ der indefiniten quadratischen Form ungeändert lassen muß, $\sum_{i=1}^{6} x_i'^2 =$ $= \sum_{i=1}^{6} \left(\sum_{k=1}^{6} c_{i,k}\ x_k \right)^2 = \sum_{1=1}^{6} x_1^2$ die Orthogonalität $\sum_{\gamma=1}^{6} c_{k,\gamma}\ c_{1,\gamma} = \delta_{k,1}$ oder $\sum_{\gamma=1}^{6} c^{\times}_{k,1}\ c_{\gamma 1} = \delta_{k,1}$, was nach den Gesetzen des Matrixkalküls $\hat{\underline{C}} \cdot \hat{\underline{C}}^{\times} = \hat{E}$ bedeutet. Auch die verallgemeinerte Affinitätsmatrix $\hat{\underline{C}}$ muß demnach unitär bleiben, wenn die Invarianz $I = I'$ der homogen quadratischen Form der Weltkoordinaten des R_6 gelten soll. Da die Affinitäten außerdem regulär bleiben sollen, weil anderenfalls der R_6 nicht existiert muß für die kanonische Form der Matrizendeterminante $|c_{i,k}|_6 = \prod_{k=1}^{6} \underline{c}_{k,k} \neq o$ gelten, denn, würde die kanonische Form verschwinden, dann würde $r\,g\ \hat{\underline{C}} < 6$ und $d\,e\,f\ \hat{\underline{C}} > o$ eine Singularität sein, was aber im Widerspruch zur Regularitätsvoraussetzung stünde. Wenn aber $|c_{i,k}|_6 \neq o$ ist, dann kann immer $|c_{i,k}|_6 = |\hat{\underline{C}}|_6$ in die Minore ersten Grades entwickelt werden, was im unitären Fall zu $|\hat{\underline{C}}|_6\ c_{i,k} = c^{i}_{k}$ der Zeile i und Spalte k führt. Nach dem allgemeinen Determinantentheorem $|a^{i}_{m\ k}|_n = |a_{i,k}|^{n-1}_n$ folgt dann aus der Entwicklung in die Minore ersten Grades nach Determinantenbildung $\| \hat{\underline{C}}|_6\ c_{i,k}|_6 = |\hat{\underline{C}}|^6_6 \cdot |c_{i,k}|_6 = |c_{i,k}|^7_6 = \| c^{m}_{k}|_6 = |c_{i,k}|^5_6$ oder $|\hat{\underline{C}}|^2_6 = 1$, als $|\hat{\underline{C}}|_6 = \pm 1$, wobei der negative Zweig aus den gleichen Gründen entfällt wie für $|\hat{\underline{A}}_{\pm}|_4$ der $R_{\pm 4}$, Aus der Natur der entelechischen und äonischen Dimension, von Relativgeschwindigkeiten unabhängig zu sein, ergibt sich noch eine weitere Aussage über die Elemente der 5. und 6. Reihe von $\hat{\underline{C}}$. Wenn nämlich x_5 und x_6 aller gleichberechtigter Systeme von der jeweiligen Relativbewegung im R_3

unabhängig sind, welche mit $v > o$ erfolgt, dann sind in allen Systemen $x_{5,6} = \text{const}\ (v)$, aber auch $x'_{5,6} = \text{const}\ (v)$ und dies bedeutet, wegen $x'_{5,6} = \sum_{l=1}^{6} c_{(5,6)l}\ x_l = \text{const}\ (v)$ - hier ist C das Ruhesystem $v = o$ - daß die Matrizenelemente der 5. und 6. Reihe den beiden Bedingungen $\sum_{l=1}^{6} c_{5,l}\ x_l = \text{const}(v)$ und $\sum_{l=1}^{6} c_{6,l}\ x_l = \text{const}\ (v)$ genügen müssen. Das gleiche würde sich für die inverse Transformation ergeben. Die allgemeinen Transformationsgruppen von gleichberechtigten Inertialsystemen des R_4 wird demnach, wenn über dem R_4 die anische Welt konstruiert wird, durch das System

$$\hat{\underline{C}} = (c_{i,k})_6\ ,\ \bar{r} = \sum_{l=1}^{6} \bar{e}_l \cdot x_l\ ,\ (\bar{e}_i \cdot \bar{e}_k)_6 = \hat{E}\ ,$$

$$\bar{r}' = \hat{\underline{C}}\,\bar{r}\ ,\ \hat{\underline{C}}\,\hat{\underline{C}}^{x} = \hat{E}\ ,\ |\hat{\underline{C}}|_6 = 1\ ,\ \bar{v} = \sum_{i=1}^{3} \dot{x}_i =$$

$$\text{const}\ (t) \neq o\ ,\ (c_{i,k})_4 = f(v)\ ,\ \sum_{l=1}^{6} c_{5,l} \cdot x_l = \text{const}(v),$$

$$\sum_{l=1}^{6} c_{6,l} \cdot x_l = \text{const}\ (v) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 81$$

beschrieben. Im speziellen Fall $(c_{i,k})_4 \rightarrow \hat{B}$ kann dann $\hat{\underline{C}}$ durch die eindeutig bekannte Matrix $\hat{C}\ (\psi)$ mit $\psi\ (v)$ nach der Synthesis der Somawelt ersetzt werden, deren raumzeitlicher Anteil zwar eine spezielle Bewegung im R_3 beschreibt, die aber in Gleichung 81 beschriebenen Eigenschaften von $\hat{\underline{C}}$ erfüllt. Für diese spezielle Form gilt dann das System

$$\hat{C} = \begin{pmatrix} \cos\psi & o & o & -\sin\psi & o & o \\ o & 1 & o & o & o & o \\ o & o & 1 & o & o & o \\ \sin\psi & o & o & \cos\psi & o & o \\ o & o & o & o & 1 & o \\ o & o & o & o & o & 1 \end{pmatrix}\ ,\quad \bar{v} = \dot{x}_1 \quad \ldots\ldots\ldots$$

$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 81a,$

worin $\psi\ (v)$ die komplexe Drehung in der Somawelt angibt.

Die durch Gleichung 81 gewährleistete Invarianz $I = I'$ der

indefiniten quadratischen Form muß auch dann gelten, wenn sich die Größe der Invarianten differentiell ändern, das heißt, wenn $I = I'$ gilt, dann muß auch $I + \Delta I = I' + \Delta I'$, also $\Delta I = \Delta I'$ oder im Limes $d I = d I'$ richtig sein. Nun ist $d I = 2 \sum_{l=1}^{6} x_l \, d x_l$ und $d I' = 2 \sum_{l=1}^{6} x'_l \, d x'_l$, so daß auch die Invarianz $\sum_{l=1}^{6} x'_l \, d x'_l = \sum_{l=1}^{6} x_l \, d x_l$ gilt. Dies bedingt aber für ein Koordinatendifferential die Transformation $d x'_i = \sum_{k=1}^{6} c_{i,k} \, d x_k$, aslo $c_{i,k} = \text{const.}$ oder $\hat{\underline{C}} = \text{const.}$, weil sonst $\hat{\underline{C}} \cdot \hat{\underline{C}}^{\times} \neq \hat{E}$ würde, was aber zu Gleichung 81 im Widerspruch steht. Aus diesem Ergebnis und den beiden in Gleichung 81 enthaltenen Zusatzforderungen $x'_{5,6} = \text{const}\,(v) = F$ kann eine Aussage über die Weltgeschwindigkeit abgeleitet werden. Mit den Hilfsgrößen $c_{(5,6)1} = \alpha_1$ werden dann die beiden Zusatzbedingungen zu einem zweideutigen Ausdruck $\sum_{l=1}^{6} \alpha_l \, x_l = F$. Da wegen $\hat{\underline{C}} \, \hat{\underline{C}}^{\times} = \hat{E}$ immer $\hat{\underline{C}} = \text{const.}$, also $d \alpha_l = o$ sein muß, folgt für die totale Differentiation $\sum_{l=1}^{6} \alpha_l \, d x_l = d F = \sum_{l=1}^{6} \partial F / \partial x_l \, d x_l$. Nun ist $d \bar{r} = \sum_{l=1}^{6} \bar{e}_l \, d x_l$ und die zeitliche Änderung dieses Abstandes zwischen zwei Weltpunkten könnte als Weltgeschwindigkeit $\bar{Y} = d\bar{r}/dt = \bar{v} + i \, \bar{e}_4 \, c + \bar{e}_5 \, \dot{x}_5 + \bar{e}_6 \, \dot{x}_6$ definiert werden. Hiermit und mit dem zweideutigen Weltvektor $\bar{\alpha} = \sum_{l=1}^{6} \bar{e}_l \, \alpha_l$ wird die Beziehung dann zu $\bar{\alpha} \, \bar{Y} = \sum_{l=1}^{6} \partial F / \partial x_l \, Y_l = \bar{Y} \, \text{grad}_6 \, F$ und daraus folgt $\bar{Y} \, (\bar{\alpha} - \text{grad}_6 \, F) = o$, was aber nur durch die Orthogonalität $\bar{Y} \perp \bar{\alpha} - \text{grad}_6 \, F$ oder $\bar{\alpha} - \text{grad}_6 \, F = \bar{o}$ möglich wird.

Auch $\bar{Y} = \bar{o}$ ist denkbar, doch würde dann keine Weltgeschwindigkeit existieren. Da aus $\sum_{l=1}^{6} \alpha_l \, x_l = F$ wegen $\hat{\underline{C}} = \text{const}$ unmittelbar $\alpha_l = \partial F / \partial x_l$ folgt, kann nur $\bar{\alpha} - \text{grad}_6 \, F = \bar{o}$ sein, so daß sowohl $\sphericalangle \, (\bar{Y}, (\bar{\alpha} - \text{grad}_6 \, F)) \neq \pi/2$ als auch $\bar{Y} \neq \bar{o}$ möglich wird. Eine Präzisierung des Begriffes „Weltgeschwindigkeit" wird allerdings erst dann möglich, wenn es gelingt

die Indefinität der Invarianten I vollständig zu erfassen. Wegen der Konstanz von $\hat{\underline{C}}$ gilt in den Systemen C und C' nicht nur

$$\sum_{l=1}^{6} x_l'^2 = \sum_{l=1}^{6} x_l^2 \quad \text{und} \quad \sum_{l=1}^{6} x_l' \, d\, x_l' = \sum_{l=1}^{6} x_l \, dx_l ,$$

sondern auch $\sum_{l=1}^{6} (dx_l')^2 = \sum_{l=1}^{6} (dx_l)^2$, doch ist hierin $\sum_{l=1}^{6} d\, \varkappa_l^2 = d\, s^2$ das Abstandsquadrat von zwei infinitesimal benachbarten Weltpunkten, also die Weltmetrik, die demnach auch eine Invariante gegen $\underline{C}$ ist. Unter den gegebenen Voraussetzungen und der Indefinität von $d\, s^2$ ist also der R_6 auf jeden Fall pseudoeuklidisch mit dem Fundamentaltensor ${}^2\bar{g}_{(E)}\ (R_6) = [\varkappa_1 \quad \delta_{k,l}]_6$ mit $|\varkappa_1| = 1$. Der R_6 ist eine Erweiterung des R_4 , der sich nach pseudoeuklidischer Approximation mit dem R_{-4} deckt, so daß

$\varkappa_1 = \varkappa_2 = \varkappa_3 = +1$, aber $\varkappa_4 = -1$, also

$|\,{}^2\bar{g}_{(E)}\ (R_4)\,|_4 = -1$ ist. Nach den Gesetzen der Determinantentheorie ist aber $-g_{(E)}\ (R_4)$ mit dem Quadrat der Funktionaldeterminante identisch, so daß im Fall der regulären Affinitäten $\hat{\underline{B}}$ die Aussage $-g_{(E)}\ (R_4) = 1$ auf $|\,\hat{\underline{B}}\,|_4^2 = 1$ zurückgeht. Da $\hat{\underline{C}}$ im R_6 die gleichen algebraischen Eigenschaften wie $\hat{\underline{B}}$ im R_4 hat, muß auch im R_6 die Beziehung $-g_{(E)}\ (R_6) = 1$ gelten. Wenn sich das Vorzeichen und Betrag dieser Determinante nicht ändern sollen, also wenn auch $|\,{}^2g_{(E)}\ (R_6)\,|_6 = -1$ sein soll, dann muß auch $\varkappa_5 = \pm 1$ und $\varkappa_6 = \pm 1$ sein, das heißt, entweder sind x_5 und x_6 beide reell oder beide imaginär. Immer gibt es im R_6 Weltskalare $\varphi\,(x_1)_1^6$ deren Feldvektor quellenfrei ist, so daß die verallgemeinerte Wellengleichung $\mathrm{div}_6\ \mathrm{grad}_6\ \varphi = 0$ gilt, welche wiederum gegen die unitären Transformationen $\hat{\underline{C}}$ invariant ist . Analytisch gilt $0 = \sum_{l=1}^{6} \partial^2\varphi/\partial x_l^2 = \mathrm{div}\ \mathrm{grad}\ \varphi - 1/c^2\ \ddot{\varphi} + \partial^2\varphi/\partial x_5^2 + \partial^2\varphi/\partial x_6^2$. Eine wirkliche Wellengleichung im R_3 liegt dann vor, wenn $\mathrm{div}\ \mathrm{grad}\ \varphi = \ddot{\varphi}/c^2 - \partial^2\varphi/\partial x_5^2 - \partial^2\varphi/\partial x_6^2 \neq 0$ bleibt und dies wird grundsätzlich für alle

Werte erfüllt, wenn die Ableitungen zweiter Ordnung positiv bleiben, also wenn $x_5 = i\ \varepsilon$ und $x_6 = i\ \eta$ mit reellem ε und η imaginär werden. Ein Vergleich der Wellengleichung im R_6 mit der iterierten raumzeitlichen Wellengleichung der Quantendynamik $\mathrm{div}_4\ \mathrm{grad}_4\ \varphi \neq o$ aus C I zeigt wiederum den Zusammenhang zwischen $\partial/\partial x_5 + \partial/\partial x_6$ und der phänomenologischen Trägheitsmasse, beziehungsweise elektrischen Ladung ponderabler Materiefeldquanten; denn die rechte Seite der quantendynamischen Beziehung wird durch diese phänomenologischen Größen bestimmt.

Dieser Schluß liefert aber nur einen heuristischen Hinweis auf $\varkappa_{5,6} = -1$; denn im Fall $\varkappa_{5,6} = +1$ besteht immerhin die Möglichkeit der Beschreibung $\partial^2\varphi/\partial\varepsilon^2 + \partial^2\varphi/\partial\eta^2 < \ddot{\varphi}/c^2$, wodurch div grad $\varphi > o$ ebenso erfüllt wird wie durch den Verlauf $\partial^2\varphi/\partial\varepsilon^2 + {}^2\varphi/\partial\eta^2 < o$. Ein exaktes Kriterium für $\varkappa_{5,6}$ im makromaren Bereich ergibt sich aus der Erfahrung stabiler Gravitationsbewegungen. Ist p die Zahl der reellen Weltdimensionen und wird mit $\varkappa_{5,6} = +1$ dem heuristischen Hinweis entgegen $p > 3$ angenommen, dann gilt für das Gravitationsgesetz im Fall hinreichend schwacher Gravitationsfelder, bei denen der Mesofeldvektor vernachlässigt werden kann, div grad Q = const., wenn Q das Energiepotential des Gravitationsfeldes ist. Gibt es $p > 3$ reelle Dimensionen der Welt, dann muß in diesem reellen R_p das gleiche Differentialgesetz, nämlich $\mathrm{div}_p\ \mathrm{grad}_p\ Q\,(x_i)_1^p = \sum_{i=1}^{p} \partial^2 Q/\partial x_i^2 =$ = const gelten. Ist das Gravitationsfeld Q des R_p symmetrisch, so daß mit $r^2 = \sum_{i=1}^{p} x_i^2$ für das Energiepotential $Q\,(x_i)_1^p =$ $= Q\,(r)$ gesetzt werden kann (was im Fall des Zentralkraftfeldes der Gravitation immer zutrifft), dann folgt für die Lösung der erweiterten Differentialgleichung $Q = C\ r^{2-p}$ mit C = const. Diese Funktion gibt die potentielle Energie der gravitierenden Masse m an. Ist ω die Winkelgeschwindigkeit von m in Bezug auf das Gravitationszentrum, dann folgt für den konstanten Bahndrehimpuls $M = m\ r^2 =$ = const. und für die Bahngeschwindigkeit $\bar{v} = \bar{r} \times \bar{\omega}$, wobei $\bar{r} \perp \bar{\omega}$ im Fall der Kreisbahn verläuft. Für die kinetische Energie der zirkulär gravitierenden Masse gilt daher $E_k = 1/2\ m\ v^2 =$ $= M^2/2m \cdot r^{-2}$, weil $v \ll c$ ist, so daß bei beobachtbaren Gravitationsbewegungen $\hat{A}_-$ des R_{-4} nicht zur Anwendung kommt. Ein gravi-

tierendes System im Fall schwacher Gravitationsfelder, wie sie im makromaren Bereich immer realisiert sind, ist aber konservativ, so daß das Energieprinzip in der Form $E_k + E_p = \text{const.}$ mit $E_p = -Q$ oder $M^2/2m \cdot r^{-2} - C \cdot r^{2-p} = \text{const}$ gilt. Die beobachteten stabilen Gravitationsbewegungen verlaufen längs geschlossener Kegelschnittlinien, in deren einem Fokus das Gravitationszentrum liegt, wenn die Bahn exzentrisch ist. Da die Kreisbahn als irrationaler Zustand ausgeschlossen werden kann, verbleiben als beobachtete stabile Gravitationsbahnen nur noch Ellipsen $r_1 = r = r_2$, wobei r_1 den Abstand des Peri- und r_2 den des Apozentrums angibt. Das Energieprinzip in den Extrema einer solchen stabilen Bahn nimmt dann die Form an $M^2/2m \; r_1^{-2} - C \; r_1^{2-p} = M^2/2m \; r_2^{-2} - C \; r_2^{2-p}$. Für die zentripetale Gravitationskraft gilt aber immer $|\, dQ/dr \,| = (p-2) \; C \; r^{1-p}$ und für die Zentrifugale $Z = m \; \omega^2 \; r = M^2/mr^2$. Während im Perizentrum $|\, (dQ/dr)_1 \,| < |\, Z_1 \,|$ bleibt, gilt im Apozentrum $|\, (dQ/dr)_2 \,| > |\, Z_2)$. Demnach können mit den Ungleichungen $(p-2) \cdot C \; r_1^{1-p} \quad M^2/mr_1^3$ und $(p-2) \cdot C \; r_2^{1-p} > > M^2/mr_2^3$ in $M^2/2m \; r_1^{-2} - C \; r_1^{2-p} = M^2/2m \; r_2^{-2} - C \; r_2^{2-p}$ substituiert werden. Diese Substitution liefert die Ungleichung $M^2/mr_1^2 \; (1/2 - (p-2)^{-1}) < M^2/mr_2^2 \; (1/2 - (p-2)^{-1})$, was für $p \geq 5$ auf jeden Fall wegen $r_2 \geq r_1$ falsch ist. Nur für $p = 4$ liefert das Energieprinzip $r_1^{-2} \cdot (M^2/2m - C) = r_2^{-2} \; (M^2/2m - C)$ die positive reelle Lösung $r_1 = r_2$, also $r = \text{const}$ als Kreisbahn während die beobachtbaren stabilen eliptischen Bahnen auch für $p = 4$ unmöglich sind. Die Erfahrung stabiler Gravitationsbahn läßt also nur $p = 3$ zu und schließt im makromaren Bereich alle $p > 3$ aus. Nach der Erfahrung der Gravitationsbahnen wird also im makromaren Bereich die heuristische Hypothese $\mathcal{R}_{5,6} = -1$ bestätigt. Stellt sich heraus, daß dies auch für den mikromaren Bereich gilt, dann ist der imaginäre Charakter der 5. und 6. Weltdimension eindeutig erwiese

In Analogie zur Erfahrung stabiler makromarer Gravitationsbahnen gibt es die Erfahrung der stabilen Materie, also der stabilen atomaren und molekularen Strukturen im mikromaren Bereich. Nach der Empirie der Atomstruktur aus B III im Sinne des korpuskularen Modells ist eine Atomstruktur stabil, weil das Energiepotential ϕ

eines Elektrons im elktropositiven Kernkraftfeld im Abstand r_o ein Minimum hat, welches den quantenhaften stabilen Grundzustand des Elektroms kennzeichnet. Für ϕ gilt im R_3 die Näherung div grad div grad ϕ = const. und daher im R_p für $p > 3$ in Analogie zum Gravitationsfeld $\mathrm{div}_p \, \mathrm{grad}_p \, \phi \cdot (x_i)_1^p = / \sum_{i=1}^{p} \partial^2\phi/\partial x^2 = \text{const.}$

mit der Lösung $\phi(r) = A \; r^{2-p}$, wenn die Symmetrie $r^2 = \sum_{i=1}^{p} x_i^2$ angenommen wird, was im Fall des symmetrischen Kernkraftfeldes immer zulässig ist. Im Fall des Korpuskularmodells der Elektronenbahn gilt für die mittlere Energie ebenfalls das Energieprinzip des konservativen Systems $\widetilde{E} = \widetilde{E}_k + \widetilde{E}_p = \text{const}$, worin für die potentielle Energie $\widetilde{E}_p \approx - \phi = - A \; r^{2-p}$ gesetzt werden kann. Da für die Bahngeschwindigkeit v des Elektrons nicht mehr $v \ll c$ erfüllt ist, muß $\widetilde{E}_k$ aus dem gegen $\hat{A}_-$ des R_{-4} invarianten Äquivalent $\widetilde{E}_k^2 - m_o^2 \; c^4 = m^2 \; c^4 - m_o^2 \; c^4 = P^2 \; c^2$ ermittelt werden, wenn m_o die Ruhemasse des Elektrons und $m = m_o \, (1-\beta^2)^{-1/2}$, sowie $P = m_o \; v \; (1-\beta^2)^{-1/2}$ mit $\beta = v/c$ die gegen $\hat{A}_-$ invarianten Größen sind. Demnach gilt $\widetilde{E}_k^2 = P^2 \; c^2 + m_o^2 \; c^4$ und hierin kann - da es sich um den mikromaren Quantenbereich handelt - für den mittleren Bahnimpuls $P \approx \Delta P$ gesetzt werden. Weiter folgt aus dem Quantendualismus $P \lambda = h$ für kanonisch konjugierte Größen $\Delta P \; \Delta x \gtrsim h$ und im Fall der Atomarstruktur $\Delta P \, \Delta x \approx h$ für $\Delta x \approx r$. Demnach kann $\Delta P \approx h/r$, also $P^2 \; c^2 \approx c^2 h^2/r^2$ und daher $\widetilde{E}_k^2 \approx c^2 h^2/r^2 + m_o^2 \; c^4 = a/r^2 + b$ gesetzt werden, was mit $\widetilde{E}_P \approx - A \; r^{2-p}$ in $\widetilde{E} = \widetilde{E}_k + \widetilde{E}_P$ eingesetzt die Approximation $\widetilde{E} \approx \sqrt{a/r^2 + b} - A \; r^{2-p}$ liefert. Im Grundzustand $r \to r_o$ würde mit $r_o \to o$ für alle $p > 3$ das negative Glied in höherer Ordnung anwachsen als das Positive, so daß für alle $p > 3$ kein enrgetisches Minimum existiert. Dies bedeutet aber, daß es in einer Welt, die einen reellen R_p mit $p > 3$ als Unterraum hat keine stabilen Elektronenbahnen geben kann; denn wegen des fehlenden Energieminimums würden sich die Elektronen unter Emission induzierter elektromagnetischer Quanten, dem Atomkern bis zur Berührung nähern. Für $p > 3$ könnte es also keine stabile Materie geben, was der Erfahrung widerspricht. Nur für $p = 3$ wachsen beide Terme in $\widetilde{E}$ in

gleicher Ordnung , so daß nur für diesen Fall das energetische Minimum und damit die Stabilität des Grundzustandes existiert. Auch im mikromaren Bereich kann nur $p = 3$ sein, was für die zusätzlichen Weltdimensionen x_5 und x_6 imaginäre Zählungen fordert, und zwar aufgrund der Empirie makromarer, stabiler Gravitationssysteme und mikromarer stabiler Atomstrukturen. Damit ist abder $\varkappa_{5,6} = -1$ entschieden, was einen in drei Summanden indefiniten Ausdruck für die Weltmetrik ergibt. Dieser Sachverhalt steht nicht im Widerspruch zu der Konstruktion des R_{+4} ; denn dieser reelle Raumzeitbereich ist nicht das Tensorium materieller Strukturen. Der R_{+4} ist nur der Definitionsbereich von $\hat{\underline{A}}_{+}$ in Bezug auf die im R_{+4} definierten Gravitationsfeldstrukturen, die über den mesobarischen Raumzeitbereich R_4 der Somawelt mit den Strukturen des R_{-4} korrelieren. Die Koordinaten des R_4 und des R_{-4} stehen aber nicht im Widerspruch zum Gesetz $p = 3$ des reellen Unterraumes. Die aus der Invarianzforderung und der Unitarität von $\hat{\underline{C}}$ folgenden Beziehungen lauten demnach

$$\hat{\underline{C}} = \text{const.} \,, \quad \sum_{i=1}^{3} \dot{x}_i = \text{const.} \,, \quad \sum_{l=1}^{6} x_l'^2 = \sum_{l=1}^{6} x_l^2 \,,$$

$$\sum_{l=1}^{6} x_l' \, d x_l' = \sum_{l=1}^{6} x_l \, d x_l \,, \quad d s^2 = \sum_{l=1}^{6} d x_l^2 = d s'^2$$

..... 82,

während sich aus der Existenz von Wellengleichungen im R_3 noch die Aussagen $x_5 = i \varepsilon$ und $x_6 = i \eta$ ergeben, mit denen $\bar{Y}$ präzisiert werden kann. Es ist $\bar{Y} = d\bar{s}/dt = \sum_{l=1}^{6} d\bar{x}_l/dt =$

$= \bar{v} + i (\bar{e}_4 c + \bar{e}_5 \dot{\varepsilon} + \bar{e}_6 \dot{\eta}) = \bar{v} + i \bar{w}$, wobei der reelle Anteil die konstante Geschwindigkeit im R_3 ist, während der imaginäre Anteil aus der Fortschrittsgeschwindigkeit c des R_3 in der Richtung x_4 und einer entelechischen, sowie äonischen Zustandsänderung in zeitartiger Richtung besteht. Zwar ist $c = \text{const}(t)$, doch können ohne weiteres $\dot{\varepsilon}$ und $\dot{\eta}$ Zeitfunktionen bleiben, so daß trotz $\bar{v} = \text{const.}\,(t)$ die Weltgeschwindigkeit $\bar{Y}\,(t)$ zeitabhängig sein kann. Wegen $\bar{e}_i \cdot \bar{e}_k = \delta_{ik}$ muß auf $\bar{w} \perp \bar{v}$ geschlossen werden. Für die Weltgeschwindigkeit folgt also

$$\bar{Y} = \bar{v} + i\,\bar{w}\,,\quad \bar{v} = \sum_{k=1}^{3} \dot{\bar{x}}_k = \text{const}\ (t)\,,$$

$$\bar{w}\ (t) = \bar{e}_4\ c + \bar{e}_5\ \dot{\varepsilon} + \bar{e}_6\ \eta\,,\quad \varepsilon = -\,i\,x_5\,,$$

$$\eta = -\,i\,x_6 \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 83$$

Im allgemeinen sind nicht nur $\varepsilon\ (t)$ und $\eta\ (t)$ sowie $\dot{\varepsilon}\ (t)$ und $\dot{\eta}\ (t)$, also $\bar{w}\ (t)$ von t, sondern auch von den übrigen Koordinaten abhängig, so daß für den Ruhezustand im R_3, also für $\bar{v} = \bar{o}$ die Weltgeschwindigkeit $\bar{Y}_o = i\,\bar{w}\ (t)$ die Zustandsänderung eines Systems korrespondierender oder korrelierender Strukturen angibt; den denn die Zeitabhängigkeit $\bar{w}\ (t)$ umfaßt im Wesentlichen die Änderung der entelechischen und äonischen Bewertung.

Es gilt im R_6 für das Wegelement $d\,\bar{s} = \bar{Y}\,d\,t = \sum_{l=1}^{6} d\bar{x}_l$ und nach Gleichung 83 unter Berücksichtigung von $\bar{e}_i\ \bar{e}_k = \delta_{i,k}$ für die Metrik $d\,s^2 = (\bar{Y}\,d\,t)^2 = \sum_{i=1}^{3} d\,x_i^2 \; -(c^2 + \dot{\varepsilon}^2 + \dot{\eta}^2)dt^2$

Wird in einem Sonderfall angenommen, daß $\dot{\varepsilon} = \text{const}\ (t)$ und $\dot{\eta} = \text{const}\ (t)$, also $\dot{\varepsilon} = \dot{\eta} = o$ ist und wird $i\,c\,t = x_4$ berücksichtigt, dann geht die Metrik des R_6 im Sinne einer singulären Abbildung in $d\,s_-^2$ des R_{-4} über. Nimmt man andererseits an, daß $\dot{\varepsilon} = \text{const}\ (t)$ und $\dot{\eta} = \text{const}\ (t)$ im Sinne $\dot{\varepsilon}^2 + \dot{\eta}^2 = c'^2 - c^2$ mit $c' = i\,\omega$ der gravitativen Feldstörung wird dann wird wegen $c^2 + \dot{\varepsilon}^2 + \dot{\eta}^2 = -\,\omega^2$ die Metrik in ähnlicher Weise zu $d\,s_+^2$ des R_{+4}. Dieser Sachverhalt ist um so befriedigender, als die beiden Formen $\sum_{k=1}^{4} \eta_{\pm k}^2 = o$ mit $\eta_{+4} = \omega\,t$ und $\eta_{-4} = i\,c\,t$ die Ausbreitung gravitativer beziehungsweise elektromagnetischer Feldstörungen beschreibt. Aufgrund der so gewonnenen pseudoeuklidischen Metrik, die durch

$$x_5 = i\,\varepsilon\,,\quad x_6 = i\,\eta \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 83a$$

charakterisiert wird, kann nunmehr die Welt R_6 in pseudoeuklidischer Form konstruiert werden.

Daß tatsächlich 6 voneinander unabhängige Koordinaten x_l mit $1 \leq l \leq 6$ existieren und einem R_6 aufspannen, folgt unmittelbar aus der Invarianz der Gleichung 82; denn immer dann, wenn eine

definite oder indefinite quadratische Form gegen gegen Transformationen beschrieben durch $\hat{\underline{C}}$ = const und $\hat{\underline{C}} \cdot \hat{\underline{C}}^{\times} = \hat{E}$, also gegen Parallelverschiebungen oder Drehungen invariant ist, müssen die einzelnen Summanden der Form Koordinatenquadrate sein. Die 4 Koordinaten des pseudoeuklidisch approximierten R_4 , also die drei reellen Ortsangaben mit der imaginären Lichtzeit sind also im R_6 durch zwei weitere imaginäre Koordinaten ergänzt worden, derart, daß der R_6 von drei reellen und drei imaginären Koordinaten, beziehungsweise von $\binom{6}{2} = 15$ Koordinatenebenen aufgespannt wird, von denen drei reell , 3 imaginär und 9 komplex sind. Dies bedeutet aber, daß es $\binom{6}{3} = 2o$ Unterräume vom R_6 gibt, von denen nur einer, nämlich der physische Raum R_3 des Universums reell und einer rein imaginär, aber die übrigen 18 komplexer Natur sind. Ganz entsprechend gibt es $\binom{6}{4} = 15$ komplexe Unterräume R_4 und $\binom{6}{5}=6$ Unterräume R_5 als Hyperflächen des komplexen R_6 , die sämtlich komplex sind. Hierdurch sind bereits algebraische Gegebenheiten entstanden, durch die eine qualitativmetrische Abweichung des R_6 vom R_{-4} zu erwarten ist, zumal die Eigenschaften der beiden Somawelten $R_{\pm 4}$, sowie diejenigen des mesobarischen Korrelationsbereiches R_4 (in euklidischer Approximation mit den R_{-4} identisch) als Sonderfälle singulärer Abbildungen in der äonischen Welt R_6 enthalten sind. Die sechs Koordinaten sind nichts anderes als 6 Vorräte reeller , beziehungsweise imaginärer Zahlen, derart, daß jeder Punkt des R_6 durch ein Zahlensechstett in einem sechsdimensionalen Koordinatensystem beschrieben wird. Die entsprechenden Quadrupel der Somawelt R_4 (die ein Unterraum des R_6 ist), sind Ereignisse; denn jede Ortsangabe des physischen R_3 (reell) , wird durch eine imaginäre Zeitangabe ergänzt. Im R_6 erhält jedes Ereignis noch eine imaginäre entelechische und eine imaginäre äonische Bewertung, durch die das Ereignis in eine Relation zur Gesamtheit der übrigen Ereignisse gesetzt wird. Da der R_4 nur ein komplexer Unterraum des R_6 ist, wird unmittelbar evident, daß zwischen manifesten und latenten Ereignissen unterschieden werden muß. Manifeste Ereignisse sind solche, die unmittelbar im physischen R_3 an irgendwelchen Punkten der Zeit -

zählung manifest werden, während die latenten Ereignisse nicht im R_4 sondern in einem entelechisch-äonischen Bereich jenseits des R_4 auftreten, aber manifeste Ereignisse im R_4 veranlassen können. Jedes Koordinatensechtett gibt also einen Punkt $P(x_1)_1^6$ als R_0 im R_6 an. Da diese Punkte der äonischen Welt Ereignisse im R_4 mit entelechisch-äonischer Bewertung sind (latent oder manifest) und die Somawelt R_4 alle vergangenen, gegenwärtigen und zukünftigen manifesten Ereignisse umfaßt und darüber hinaus die latenten Ereignisse jenseits der realen Raumzeit liegen, kennzeichnet die Gesamtheit aller Punkte des R_6 die gesamte äonische Welt, so daß die Bezeichnung der $P(x_1)_1^6$ als Weltpunkte gerechtfertigt ist. Zu jedem Punkt des physischen Universums R_3 gibt es demnach einen imaginären R_3, der von drei unabhängigen imaginären Zahlenlinien begrenzt wird. Offenbar ist die eine dieser Begrenzungen die Zeitlinie, also das zeitliche Schicksal dieses Punktes, bestehend aus einer Folge manifester Ereignisse, während die beiden übrigen Begrenzungen die zu jedem manifesten Ereignis gehörenden Bewertungen x_5 und x_6 sind. Die manifeste Somawelt R_4, welche alle manifesten Ereignisse umfaßt, ist nicht der einzig mögliche Unterraum R_4; vielmehr muß es im R_6 eine zweifach unendliche Schar anderer Raumzeitwelten als virtuelle Somawelten geben, welche die Gesamtheit aller latenten Ereignisse im äonisch-entelechischen Bereich enthalten. Ob der manifeste Charakter der Somawelt absolut oder relativ ist, dürfte eine Frag von weittragenster Bedeutung hinsichtlich der kosmologischen Architektonik der äonischen Welt sein.

Jede eindimensionale Folge R_1 solcher Weltpunkte kann geometrisch als eine Linie des R_6, also als eine Weltlinie bezeichnet werden. Neben der allgemeinen Form der Weltlinie gibt es mehrere Sonderfälle; und zwar die Weltlinie aus Simultanpunkten, die alle gleichzeitig als Raumkurve im R_3 liegen, derart, daß alle Punkte dieser Kurve simultane manifeste Ereignisse sind. Liegt dagegen die Weltlinie vollständig im manifesten R_4, dann ist sie eine zeitliche Folge manifester Ereignisse, die in dem jeweiligen R_3 projiziert werden kann. Schließlich besteht auch die Möglichkeit, daß die Welt-

linie nur einen Punkt mit dem R_4 gemeinsam hat, also in den Richtungen x_5 und x_6 veläuft. In diesem Fall besteht die Weltlinie nur aus einem einzigen manifesten, aber einer einfach unendlichen Schar latenter Ereignisse , die alle in einem oder mehreren virtuellen R_4 liegen. Diesen Weltlinien entsprechend muß es die zweidimensionalen Mannigfaltigkeiten als Weltflächen R_2 , sowie die Weltunterräume R_3 und R_4 als auch die Hyperflächen der Welt R_5 geben Das physische Universum ist also der reelle Unterraum R_3 und die manifeste Somawelt der komplexe Unterraum R_4 . Die Weltpunkte sind auch in ihre Projektion in dem R_3 Punkte R_0 , deren zeitliches Schicksal als manifeste Weltlinie erscheint, derart, daß jedem Punkt dieser Linie eine entelechale Bewertung zugemessen ist, die äonisch von Punkt zu Punkt der Weltlinienprojektion in dem R_4 geändert wird. Die Diskriminante dieser Stfukturierung ist dann die tatsächliche Weltlinie latenter Ereignisse. Diese latenten Ereignisse werden nach dieser Konstruktion immer dann manifest, wenn sie in den R_4 projizierbar sind; denn nur dann entsteht als Projektion eine Raumzeitlinie der Somawelt, welche das zeitliche Schicksal eines Punktes des R_3 darstellt. Ist dagegen die Weltlinienprojektion nicht als Raumzeitlinie im manifesten R_4 möglich, sondern nur in Form eines einzigen manifesten Ereignisses, dann kann die Weltlinie kein raumzeitliches Schicksal mit entelechisch-äonischer Bewertung darstellen, vielmehr beschreibt sie dann nur eine Folge latenter Ereignisse, die dem einen manifesten Ereignis koordiniert ist.

Die realen Strukturen des reellen R_3 sind niemals Punkte , sondern stets räumliche Bereiche, also dreifach unendliche Punktmannigfaltigkeiten, woraus unmittelbar folgt, daß die manifesten Strukturen des R_4 ebenfalls nur Bündel von Raumzeitlinien sein können, derart, daß jede einzelne dieser Raumzeitlinien des Bündels als manifeste Projektion einer allgemeinen, regulär projizierten Weltlinie aufzufassen ist, so daß es im R_6 auch ein entsprechendes Weltlinienbündel geben muß. Diese Darstellung einer physischen Struktur des R_3 legt es nahe, jedem Momentanzustand dieser Struktur ein zu Raum und Zeit orthogonales Bündel entelechischer Niveaus im Sinne von Weltlinien latenter Ereignisse zuzuordnen (diese Weltlinien x_5

wären also nicht regulär in dem R_4 projizierbar). Demnach hat die Struktur des R_3 nicht nur ein zeitliches Schicksal als Raumzeitlinienbündel im manifesten R_4 , sondern in jedem Momentanzustand ein Bündel entelechischer Niveaus (orthogonal zum R_4) , derart, daß jedem Raumpunkt der Struktur ein solcher in einer virtuellen R_4 - Parallele koordiniert ist. Hieraus fogt wiederum, daß jedem Momentanzustand eine dimensionelle Fortsetzung aus dem R_3 in x_5 entspricht; denn das integrale entelechische Niveau muß als ein momentanes entelechales Feld aufgefaßt werden , welches über der Momentanstruktur liegt,aber nichtmehr im R_3 , aber auch nicht im R_4 definiert ist. Dieses entelechale Feld seinerseits wird der Definition entsprechend äonisch geändert, so daß es eine äonische Fortsetzung in Richung x_6 haben muß. Aus dieser äonischen Dimension heraus kommt es also zu einer Variation der entelechalen Struktur, im Sinne einer Neuaktualisierung ; denn der nächste Zustand kann nur einen Fortschritt der Struktur in Richtung x_4 bedeuten.

Nach diesem Bild erscheinen alle Vorgänge im physischen R_3 als dreifach singuläre Abbildungen von Strukturen in einem R_6 mit 3 imaginären Koordinaten. Jede dieser Strukturen ist dabei äonisch in Richtung x_6 fortgesetzt, derart, daß aus dieser äonischen Dimension heraus die entelechalen Felder (Niveau in x_5) zeitlich in Richtung x_4 neu aktualisiert werden, was bezogen auf R_3 , die wechselseitigen Korrespondenzen und Korrelationen der manifesten Strukturen im Sinne von Zustandsänderungen bedingt.

Alle diese strukturierten Gebilde der äonischen Welt, sowie ihre Wechselbeziehungen werden offenbar durch Weltfunktionen $f(x_1)_1^6$ beschrieben, die dadurch gekennzeichnet sind, daß ihr Argumentbereich aus den Koordinaten der äonischen Welt aufgebaut ist. Immer dann , wenn eine solche Funktion φ gegen $\hat{\underline{C}}$ invariant ist und Richtungsangaben fehlen, dann trägt diese Funktion skalaren Charakter und wird als Weltskalar bezeichnet. In einem solchen Skalarfeld können aber stets Weltlinien aufgefunden werden, die eine Vorzugsrichtung des skalaren Feldgefälles beschreiben; das heißt diese Linien haben Richtung und Richtungssinn erhalten, wodurch wiederum Weltfunktionen mit den Eigenschaften von Vektoren im R_6 gegeben sind, die als Weltvektoren (allgemeiner als Felder solcher Vektoren)

bezeichnet werden können. So sind zum Beispiel $\bar{Y}$ und das infinitesimale Element einer Weltlinie $d\bar{s}$ solche Weltvektoren. Sind schließlich $\bar{P}\,(x_1)_1^6$ und $\bar{Q}\,(x_1)_1^6$ solche Weltvektoren, dann kann mit ihrer Hilfe stets nach den Gesetzen der Vektor- und Tensoralgebra, ein im allgemeinen nichthermitescher Tensor 2. Grades ${}^2\bar{T} = [P_i \cdot Q_k]_6$, nämlich ein sogenannter Welttensor 2. Grades aufgebaut werden. Ganz entsprechend besteht die Möglichkeit Felder von weiteren Welttensoren höheren Grades m mit Hilfe weiterer Vektorfelder oder durch Iterationsmethoden zu entwickeln. Aus der Natur des Tensorbegriffes ergibt sich allerdings, daß in ${}^m\bar{T}$ der Tensorgrad höchstens mit der Dimensionszahl identisch werden kann, so daß es für die Tensorgrade der Welttensoren nur die Möglichkeiten $0 \leqq m \leqq 6$ geben kann, wobei $m = 0$ die Weltskalare und $m = 1$ die Weltvektoren kennzeichnet. Alle tensoralgebraischen und tensoranalytischen Methoden und Begriffsbildungen sind auf diesen allgemeinen formulierten Welttensor

$${}^m\bar{T} = {}^m\bar{T}\,(x_1)_1^6\,, \quad 0 \leqq m \leqq 6 \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 84$$

anwendbar, woraus unmittelbar folgt, daß der Energiedichtetensor im R_6 ein solches Welttensorenfeld ist.

Mit dem normierten Orthogonalsystem $(\bar{e}_i \cdot \bar{e}_k)_6 = \hat{E}$ wird aus der pseudoeuklidischen Metrik $d\,s^2 = \sum_{l=1}^{6} d\,x_l^2$ der infinitesimale Weltvektor $d\,\bar{s} = \sum_{l=1}^{6} \bar{e}_l\, d\,x_l$ vom Betrag

$$d\,s = \Big(\sum_{l=1}^{6} d\,x_l^2\Big)^{1/2} = (v^2 - c^2 - \xi^2 - \eta^2)^{1/2} \cdot d\,t =$$

$$= i\,c\,(1-\beta'^2)^{1/2}\,d\,t \quad \text{mit} \quad \beta'^2 = 1/c^2\,(v^2 - \xi^2 - \eta^2) =$$

$$= 1/c^2\,(\bar{Y}^2 + c^2) = 1 + Y^2/c^2 \quad \text{oder für die Weltgeschwindigkeit} \quad \dot{s} = ds/dt = i\,c\,\sqrt{1-\beta'^2}\,.$$

Ist nun eine Weltlinie gegeben dann gilt für die Cosinus ihrer Winkel α_1 mit den einzelnen Koordinaten x_1 stets $\cos\alpha_1 = dx_1/ds = \dot{x}_1/\dot{s} = \dfrac{\dot{x}_1(1-\beta'^2)^{-1/2}}{i\,c}$; das heißt, über den Koordinaten des R_3 werden diese Größen imaginär, für die drei imaginären Koordinaten dagegen reell. Es folt auch unmittelbar das Theorem $\sum_{l=1}^{6} \cos^2\alpha_1 = -\,v^2/c^2\,(1-\beta'^2)^{-1} +$

$$+ (1 + \xi^2/c^2 + \eta^2/c^2)\,(1-\beta'^2)^{-1} = (1-\beta'^2)^{-1}\,(1 - 1/c^2\,(v^2 - \xi^2 - \eta^2)) = 1$$

wegen $\beta'^2 = 1/c^2 \, (v^2 - \dot{\xi}^2 - \dot{\eta}^2)$. Für diese Richtungsgrößen gilt demnach

$$\cos \alpha_1 = \dot{x}_1/ic \, (1-\beta'^2)^{-1/2} \quad , \quad \beta'^2 = 1/c^2 \, (v^2 - \dot{\xi}^2 - \dot{\eta}^2) \, ,$$

$$\sum_{l=1}^{6} \cos^2 \alpha_l = 1 \quad \ldots\ldots\ldots\

tur parallel zur Achse x_4 zu der die übrigen Achsen orthogonal verlaufen. Aus diesem Sonderfall der Ruhe ohne Korrespondenz- oder Korrelationsänderung wird die Sonderstellung der Zeitkoordinate hinsichtlich der Weltarchitektur ersichtlich. Schließlich gibt es noch einen Sonderfall, bei welchen diese Parallelität mit x_4 immer eingehalten wird und zwar tritt dieser Sonderfall ein, wenn $\beta'^2 = o$, also $v^2 = \dot{\xi}^2 + \dot{\eta}^2$ wird. Erfolgt diese Relativbewegung im R_3 parallel zur x_1-Achse, so daß $v = \dot{x}_1$ wird, dann gilt cos. $\alpha_1 = \beta_-$, $\alpha_2 = \alpha_3 = \pi/2$ (wie zu erwarten) aber $\alpha_4 = o$ und cos $\alpha_5 = \dot{\xi}/c$, beziehungsweise cos $\alpha_6 = \dot{\eta}/c$. Aus diesem Beziehungen geht hervor, daß das elektromagnetische Relativitätsprinzip $o \leq i\beta_- < 1$ im R_{-4} im Fall

$v^2 = \dot{\xi}^2 + \dot{\eta}^2$ 85a

keine Gültigkeit mehr hat; denn in diesem einen Sonderfall könnte v jeden beliebigen Wert $v > c$ annehmen, wobei allerdings zu untersuchen wäre, ob dann v überhaupt noch als zeitliche Ortsänderung im R_3 definiert ist.

Die Tatsache, daß $\alpha_1 = \pi/2$ für $1 \neq 4$ werden kann, während immer

$\alpha_4 \neq \pi/2$ ..... 85 b

bleibt, weist auf eine morphologische Anisotropie der Welt i.B. auf x_4 hin. Die Zeitdimension muß hinsichtlich der Weltarchitektonik eine Sonderstellung einnehmen. Diese Sonderstellung bedingt, daß in allen entelechal-äonischen, also transfiniten Niveauhyperflächen, also in allen R_4- Parallelen die gleiche Zeitzählung x_4 gilt, so daß es zu jedem Momentanzustand R_4 eine Schar wirtueller R_3-Parallelräume als Pararäume gibt (über dem reellen algebraischen Zahlemkörper), welche den transfiniten Niveaus entsprechen. Einsetzen von $\alpha_1 = \pi/2$ für $1 \neq 4$ in $\overset{6}{\underset{k=1}{\leq}} \cos^2 \alpha_k = 1$ liefert $\cos^2 \alpha_4 = 1$ oder $\cos \alpha_4 = \pm 1$, also $\alpha_4 = 2\pi n$ und $\alpha_4 = (2n + 1) \cdot \pi$. Diese Zweideutigkeit bedeutet aber, daß neben der Somawelt R_4 mit den virtuellen Parallelräumen R_3 noch ein Antisoma R_4^- mit analogen virtuellen Parallelräumen R_3^- (Antipararäume) existieren kann, in welchem die Zeitkoordinate x_4^- antiparallel zu x_4 der Somawelt verläuft. Neben der möglichen Existenz des Antisoma gestattet 85 b eine weitere kosmologische Aussage. Die anisotrope Morphologie der Welt zeigt, daß der gesamte manifeste R_3 des Universums, als auch die virtuellen Parallelräume eine zeitartige Bewegung mit der imaginären Weltgeschwindigkeit $w^2 = c^2 + \dot{\xi}^2 + \dot{\eta}^2$ in Richtung x_4 durchführen. Die zeitartige Bewegung eines Punktes des R_3 (allgem. Zustandsänderung) verläuft also längs einer manifesten Weltlinie im Sinne manifester

Ereignisse, während die komplementären Punkte der virtuellen R_3 - Pararäume längs derjenigen Weltlinien verlaufen, welche latente Ereignisse umfassen. Das Integral aller Punkte des R_3, also die integrale zeitartige Bewegung des Universums mit der imaginären Weltgeschwindigkeit längs x_4 muß demnach identisch sein mit dem empirischen Begriff der kosmischen Bewegung, die in den R_3 projiziert, als integrales zeitliches Geschehen im R_3 erscheint.

3.) Transformatormatrix und Welttensoren.

Nach der heuristischen Konstruktion wird es notwendig, zunächst die Affinitätsmatrix der Gleichung 81 a und insbesondere die Drehung Ψ im R_6 zu präzisieren um dann die allgemeinere Form der Gleichung 81 in ähnlicher Weise zu untersuchen. Erst dann wird es möglich, eine Analyse allgemeiner äonischer Welttensoren zu entwickeln. Zur Präzisierung der heuristischen Form 81 a muß berücksichtigt werden, daß die komplexe Drehung Ψ sich aus der Somasynthesis der Gruppen $\hat{A}_{\pm}$ zu $\hat{B}$ ergeben hat, doch ist zu erwarten, daß diese Synthesis im R_6 nicht mehr weiter getrieben zu werden braucht, weil sich aus der Metrik des R_6 die Metrik der beiden Somawelten $R_{\pm 4}$ von selbst durch spezielle Annahmen hinsichtlich x_5 und x_6 ergibt. Zur Untersuchung einer Ψ äquivalenten Drehung ϕ im R_6 wird es zunächst notwendig, die Richtungscosinus der Gleichung 85 umzuschreiben. Mit $\beta'^2 = 1/c\,(v^2 - \dot{\xi}^2 - \dot{\eta}^2)$ wird nämlich $c\,(1-\beta'^2)^{1/2} = w\,(1-\beta^2)^{1/2}$, wenn $\beta = v/w$ gesetzt wird. Auf diese Weise erscheint v nicht mehr auf $c = \text{const.}$, sondern auf $\text{Im}\,\overline{Y} = \overline{w}$ bezogen. Als Umschreibung der Richtungscosinus ergibt sich mit diesem β - Wert $\cos\alpha_1 = -i\,\beta_1(1-\beta^2)^{-1/2}$ für $1 \leq 3$, ferner $\cos\alpha_4 = c/w\,(1-\beta^2)^{-1/2}$, sowie $\cos\alpha_5 = \dot{\xi}/w\,(1-\beta^2)^{-1/2}$ und $\cos\alpha_6 = \dot{\eta}/w\,(1-\beta^2)^{-1/2}$.

Es werde der spezielle Fall $v = \dot{x}_1$ der Gleichung 81 a an-

genommen. Dann wird $\alpha_1 = \varphi = \sphericalangle (d\bar{s}, \bar{v})$ und $\alpha_2 = \alpha_3 = \pi/2$ also $\cos \varphi = - i \beta (1 - \beta^2)^{-1/2}$, was zu c t g $\varphi = i \beta$ führt. Ferner gilt $\sum_{k=1}^{6} \bar{e}_k \cos \alpha_k = / \bar{w}/w (1 - \beta^2)^{-1/2} =$ $= \bar{w}_o \cdot \cos \phi$ oder $\cos \phi = (1-\beta^2)^{-1/2}$, weil $\bar{w}/w = \bar{w}_o$ ist. Aus diesem Grunde muß $\phi = \sphericalangle (d.\bar{s}, \bar{w})$ sein. Aus $\cos \phi =$ $= (1 - \beta^2)^{-1/2}$ wird $tg \phi = i \beta$; das heißt, $- \beta = i \, tg \, \phi$ $= TG \, i \, \phi$ und $1/\beta = i \, tg \, \varphi = TG \, i \, \varphi$. Da die Umkehrfunktionen explizit darstellbar sind, folgt für die beiden Winkel

$\varphi = \sphericalangle (d \bar{s}, \bar{v})$, $\phi = \sphericalangle (d \bar{s}, \bar{w})$,

$i \varphi = 1/2 \, l n (\beta+1/\beta-1)$, $i \phi = 1/2 \, l n \, (1-\beta/1+\beta)$,

$\beta = v/w$ 86,

das heißt , $\bar{w}$ und $\bar{v}$ verursachen im R_6 zwei imaginäre Drehungen. Addition beider Drehungen ergibt die Komplementarität $i (\varphi + \phi) =$ $= 1/2 \, ln \, (-1) = i \, \pi/2$ oder $\varphi + \phi = \pi/2$, weil $ln \, (-1) =$ $= i \, \pi$ ist. Die gleiche Komplementarität ergibt sich auch unmittelbar aus $c \, t \, g \, \varphi = i \, \beta$ und $tg \, \phi = i \, \beta$, also $tg \, \varphi \cdot$ $\cdot \, tg \, \phi = 1$; denn es ist $ctg \, (\varphi + \phi) = \dfrac{1 - tg \, \varphi \, tg \, \phi}{tg \, \varphi + tg \, \phi} = 0,$

was nur für $\cos (\varphi + \phi) = 0$ oder $\varphi + \phi = \pi/2$ möglich ist.

Hieraus wird auch das Theorem $\sum_{l=1}^{6} \cos^2 \alpha_l = 1$ der Gleichung 85 erfüllt; denn es gilt $\sum_{l=1}^{6} \cos^2 \alpha_l = \cos^2 \varphi + \cos^2 \phi =$ $= \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi = 1$, weil immer $\cos \phi = \cos (\pi/2 - \varphi) =$ $= \sin \varphi$ ist. Die Komplementarität

$\varphi + \phi = \pi/2$ ..... 86 a

der beiden imaginären Drehungen ist demnach eine allgemeine Eigenschaft der äonischen Welt, doch muß immer im Gültigkeitsbereich der regulären Affinitäten $\beta = const$, also $v = const$ und $\xi^2 + \eta^2 =$ $= const.$ gefordert werden. Nach diesen Untersuchungen wird es also möglich, daß durch die Somasysnthesis der Gruppen im R_4 vereinheitlichte, Relativitätsprinzip $\hat{B}$ aus $\hat{A}_{\pm}$ der $R_{\pm 4}$ weiter im R_6

zu $\hat{C}$ zu vereinheitlichen, wenn als Geschwindigkeitsmaß β wird. Die Konstruktion der R_6 fordert also, daß v nicht mehr auf die für alle Fälle gleiche Geschwindigkeit c oder ω sondern auf den variablen Wert w bezogen wird. Auf diese Weise kann $\hat{C}$ in die Form gebracht werden, durch welche die Präzisierung geleistet wird, nämlich

$$\hat{C} = \begin{pmatrix} (1-\beta^2)^{-1/2} & 0 & 0 & i\beta\,(1-\beta^2)^{-1/2} & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ -i\beta\,(1-\beta^2)^{-1/2} & 0 & 0 & (1-\beta^2)^{-1/2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Da nach Gleichung 86 immer $(1-\beta^2)^{-1/2} = \cos\phi$ und $i\,\beta\,(1-\beta^2)^{-1/2} = \sin\phi$ ist, wird diese Matrize durch die Darstellung

$$\hat{C} = \begin{pmatrix} \cos\phi & 0 & 0 & \sin\phi & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ -\sin\phi & 0 & 0 & \cos\phi & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \beta = \text{const} \quad \ldots\ldots\ldots\

lich universeller sind, als diejenigen von $\hat{B}$; denn $\hat{B}$ beschreibt nur die Sonderfälle $w = c$ und $w = \omega$ zusammen, doch wird keine geometrische Synthesis der $R_{\pm 4}$ und der $\hat{A}_{\pm}$ im Sinne einer echten Synthese ermöglicht. Erst $(C_{ik})_4$ bildet die echte Synthesis der Gruppen; denn setzt man $\varkappa = \xi^2 + \eta^2$, dann gilt $\lim_{\varkappa \to 0} \beta = i\,\beta_-$ und $\lim_{\varkappa \to c'^2 - c^2} \beta = i\,\beta_+$, beziehungsweise $\lim_{\varkappa \to 0} (C_{ik})_4 = \hat{A}_-$ oder $\lim_{\varkappa \to c'^2 - c^2} (C_{ik})_4 = \hat{A}_+$, während alle übrigen $\varkappa$ -Werte, also alle übrigen sich entelechisch ändernden Strukturen, ebenfalls durch $(C_{ik})_4$ im R_4 beziehungsweise durch $\hat{C}$ im R_6 beschrieben werden, was $\hat{B}$ ebensowenig leistet wie $\hat{A}_{\pm}$.

Dies ist auch unmittelbar evident; denn $\hat{B}$ beschreibt keine metrische Vereinheitlichung der $R_{\pm 4}$, vielmehr stehen beide Somawelten durch den mesobarischen Korrelationsbereich R_4 mit ${}^2\bar{g} \neq {}^2\bar{g}^{\times}$ in einem durchgängigen Zusammenhang. Es ist aber zu erwarten, daß aufgrund der Eigenschaften von $\hat{C}$ des R_6 eine metrische Synthesis des metrischen Korrelationssystems R_{+4} , R_4 , R_{-4} im einheitlichen R_6 der äonischen Welt möglich wird. Zuvor wird es aber notwendig $\underline{\hat{C}}$, also den universellen Fall aus einer begrifflichen Verfeinerung einer detailierteren Konstruktion der äonischen Welt herzuleiten.

Im Fall $\hat{C}$ kann stets $x_1 = x$, $x_2 = x_3 = 0$ und $u = (c^2 + \xi^2 + \eta^2)^{1/2}\, t$ gesetzt werden. Für die Metrik gilt dann $d\,s^2 = d\,x^2 - d\,u^2$ und $i\,d\,u = d\,s \cdot \cos\phi$, weil $d\,u = w \cdot d\,t$ ist. Andererseits gilt immer $dx/du = \beta$, so daß aus der Metrik $\beta^2 - 1 = (ds/du)^2 = -1/\cos^2\phi$ oder $\operatorname{tg}\phi = i\,\beta$, wie oben resultiert. In der Integralform gilt dann für die Invariante $I = x^2 - u^2$ und diese kann so normiert werden, daß $x^2 - u^2 = \pm a$ mit $0 \leq a \leq 1$ wegen $I < \infty$ wird. In dieser zweidimensionalen Konstruktion, die den Fall $\hat{C}$ kennzeichnet, wird die Hyperbelschar $a > 0$, von den beiden Asymptoten $a = 0$, also den beiden Nullpunktsgeraden $x = \pm u$ begrenzt. Diese ebene Konstruktion ist nun in den R_6 zu übertragen, wobei ähnlich vorgegangen werden kann wie bei der Übertragung für $\varkappa = 0$ in den R_{-4} . Ausgangspunkt der Untersuchung ist wiederum die nor-

mierbare Invariante $I < \infty$, aber dieses Mal im R_6 . Es gilt $I = \sum_{k=1}^{3} x_k^2 - (c^2 + \xi^2 + \eta^2)\, t^2$, oder wenn $\underline{x}_k$ die reellen und auf I bezogenen Koordinaten sind , $\sum_{k=1}^{3} \underline{x}_k^2 - \sum_{k=4}^{6} \underline{x}_k^2 = \mp 1$, das heißt, in dem R_6 , in welchem $\hat{\underline{C}}$ gilt, herrscht, wie im R_4 eine hyperbolische Struktur, derart, daß die beiden zueinander orthogonalen hyperbolischen Räume $X^2 = \pm 1$ mit $X^2 = \sum_{k=1}^{3} \underline{x}_k^2 - \sum_{k=4}^{6} \underline{x}_k^2$ durch den konischen Raum $X^2 = 0$ voneinander getrennt werden. Dies ist zweifellos die sechsdimensionale Erweiterung der ebenen Konstruktion in der x,u - Ebene; denn, wenn $\hat{C}$ gilt, dann sind die mit β relativ bewegten Bezugssysteme im R_3 achsenparallel und v ist einer der Koordinatenachsen parallel, was zu identischen Transformationen führen muß. Tatsächlich wird mit $\underline{x}_1 = x$, $x_2 = x_3 = 0$ und $\sum_{k=4}^{6} \underline{x}_k^2 = u^2$ die Konstruktion der hyperbolischen Räume wegen $X^2 = x^2 - u^2$ zur Hyperbelschar in der Ebene. Im allgemeinen Fall dagegen sind die beiden Koordinatensysteme im R_3 nicht nur beliebig gegeneinander gedreht, sondern auch v kann eine beliebige Richtung haben und x_5 , beziehungsweise x_6 brauchen nicht so beschaffen zu sein, daß ξ und η nur in der Form β auftreten. In diesem Fall brauchen auch die Elemente von $\hat{\underline{C}}$ nicht ausschließlich von β abzuhängen. Es ist vielmehr denkbar, daß ξ und η den Bau dieser Matrizen bestimmen. Zur Weiterführung der Konstruktion im R_6 wird auf der positiven Schale des zweischaligen Hyperbelraumes ein Punkt $A\,(\underline{x}_{(A)k})_1^6$ angenommen, dessen konjugierter Durchmesserraum $\sum_{k=1}^{3} \underline{x}_k\, \underline{x}_{(A)k} - \sum_{k=4}^{6} \underline{x}_k\, \underline{x}_{(A)k} = 0$ den einschaligen Hyperbelraum in einem Ellipsoid schneidet. Nun wird weiter angenommen, daß A in den Scheitelpunkt S des zweischaligen Hyperbelraumes wandert. Da in S immer $\underline{x}_k = 0$ für $K > 3$ sein muß, geht der zu A konjugierte Durchmesserraum in den reellen R_3 über, weil die drei imaginären Koordinaten verschwinden und der Schnitt dieses R_3 mit dem einschaligen Hyperbelraum wird zur Einheitskugel $\sum_{k=1}^{3} \underline{x}^2_k = 1$ im R_3 . Im R_6 sollen die beiden Koordinatensysteme C und C', existieren, die im R_3 mit v relativ bewegt

sind. Bezogen auf das System C sei in der Konstruktion $A \equiv S$, so daß die Maßfläche in C die Einheitskugel und die Einheitsstrecke ihr Radius ist. Immer gibt $\vec{OA}$ die Richtung von $\bar{w}$ an. Im System C wäre dann also $\vec{OA} = \vec{OS}$, wenn o den Koordinatenanfang angibt. Bezogen auf C' muß dann die Einheitskugel in C mit $\hat{\underline{C}}$ die elliptische Deformation erfahren, was aber so viel bedeutet, daß A aus S herausrückt und $\bar{w}$ relativ zu C' gedreht erscheint. Ist umgekehrt die ganze Konstruktion auf C' bezogen, dann mußte sich A mit S in C' decken, nicht aber bezogen auf C und der Schnitt des konjugierten Durchmesserraumes von A mit dem einschaligen Hyperbelraumémußte in C' zur Einheitskugel, bezogen auf C aber zum Ellipsoid werden, so daß jetzt, bezogen auf C, der Imaginärteil $\bar{w}$ der Weltgeschwindigkeit gedreht erscheint. Eine ganz analoge Konstruktion $X^2 = \pm 1$ mit der Begrenzung $X^2 = o$ könnte anstatt auf das System C auf ein anderes Koordinatensystem C' bezogen werden so daß C und C' ihre Rollen vertauschen, wodurch die Invarianz nachgewiesen werden kann. Schließlich können die Anteile von C und C' im reellen R_3 so gegeneinander gedreht werden (ohne daß hieran die imaginären Dimensionen teilnehmen), daß die Systeme im R_3 ineinander übergehen. Dann liegt der auf die x , u - Ebene projizierbare Fall von $\hat{C}$ vor, wobei $\phi = \sphericalangle (d\bar{s} , \bar{v}) \equiv \sphericalangle (\bar{w} , \bar{w}')$ interpretiert werden kann. Wird diese Drehung der räumlichen Anteile nicht durchgeführt, dann muß $\hat{\underline{C}}$ auf jeden Fall die gleichen matrizenalgebraischen Eigenschaften wie $\hat{C}$ haben; denn die geometrische Interpretation von $\hat{C}$ ist ein geometrischer Sonderfall derjenigen von $\hat{\underline{C}}$. Jeder Punkt A der positiven Schale des zweischaligen Hyperbelraumes $X^2 = \pm 1$ kann demnach als eine Transformation $\hat{\underline{C}}$ bezogen auf $S \neq A$ aufgefaßt werden, derart, daß die mehrfach unendliche Schar von Punkten dieses Hyperbelraumes einer entsprechenden Schar gleichberechtigter Koordinatensysteme entspricht. In jedem Fall besteht das Wesen aller äonischen Transformationen $\hat{\underline{C}}$ darin, daß der Imaginärteil der Weltgeschwindigkeit in seiner Richtung gedreht wird

Die strukturierte Welt R_6 wird durch den asymtotischen konischen Raum $X^2 = o$ in drei Teile zerlegt, in denen alle entelechalen Feldstrukturen enthalten sind. Mit $H^2 = \sum_{k=1}^{3} \pm x_k^2$ und $U^2 = \sum_{k=4}^{6} \pm x_k^2$ wird $X^2 = H^2 - U^2$, das heißt, für die beiden Hyperbelräume gilt $H^2 - U^2 = \pm 1$ und für den konischen Asymtotenraum $H^2 - U^2 = o$. Die ersten beiden Weltteile sind

gekennzeichnet durch $U^2 > H^2$ mit $U > o$ und $U^2 > H^2$ mit $U < o$ im Hyperbelraum $H^2 - U^2 = -1$, beziehungsweise $U^2 < H^2$ im Raum $H^2 - U^2 = +1$. Dieser letzte Weltteil $U^2 < H^2$ trennt die beiden Teile $U^2 > H^2$ voneinander. Bezogen auf den Weltpunkt o liegen alle entelechalen Strukturen $U > o$ später und alle $U < o$ früher als die gegenwärtige Struktur o, so daß der Weltteil $U > o$ die zukünftigen Aktualisierungsmöglichkeiten der gegenwärtigen entelechalen Struktur im Sinne einer äonischen Futuralpotenz enthält, während der Weltteil $U < o$ die der Vergangenheit angehörenden tatsächlich manifest gewordenen Aktualisierungen umfaßt. Der Begriff äonische Futuralpotenz'' scheint deshalb gerechtfertigt, weil für'' jede gegenwärtige Struktur ein ganzes Spektrum zukünftiger Aktualisierungsmöglichkeiten offen ist, von denen nur eine nach äonischen Gesetzen $\varepsilon(t)$ und $\eta(t)$ realisiert und über die Gegenwart in den Weltteil $U < o$ geht. Neben dem Weltteil äonischer Futuralpotenzen $U > o$ und demjenigen vergangener, manifester entelechaler Felder gibt es noch den dritten Weltteil $U^2 < H^2$, der mit dem konjugierten Durchmesser des zweischaligen Hyperbelraumes einen ebenen Raum bildet, in welchem gleichzeitige entelechale Felder möglich sind. Da immer $d U = w d t$ und $H = v d t$ ist, folgt auch für die Weltteile $w^2 > v^2$, realisiert durch die Futuralpotenz $w > o$ und die Manifestation $w < o$. In diesen beiden Weltteilen wäre demnach immer $\beta^2 < 1$ aber $\beta^2 \geq o$, also $o \leq \beta^2 < 1$, wobei $\dot{\xi}^2 + \dot{\eta}^2$ jeden beliebigen Wert annehmen kann; denn $w > o$, beziehungsweise $w < o$ ergibt sich aus der Zweideutigkeit $w = \pm\sqrt{c^2 + \dot{\xi}^2 + \dot{\eta}^2}$.

Im Zwischenbereich der Welt gilt dagegen $w^2 < v^2$, was wegen $v^2 \geq o$ nur generell möglich wird, wenn $w^2 \leq o$ gilt, und dies kann wegen $c = \text{const.}$ nur für $\dot{\xi}^2 + \dot{\eta}^2 < o$, aber $|\dot{\xi}^2 + \dot{\eta}^2| > c^2$ werden. Ein Beispiel hierfür sind die gravitativen Feldstörungen $\dot{\xi}^2 + \dot{\eta}^2 = c'^2 - c^2$, also $w^2 = c'^2 = -\omega^2 < o$. Da sich dieses aber so verhält, können alle Prozesse des Zwischenbereiches der Welt zu $\beta^2 \geq 1$ führen, was auch im Fall $\dot{\xi}^2 + \dot{\eta}^2 = c'^2 - c^2$ aus der elementaren Theorie gravitativer Feldstörungen $\hat{A}_+$ hervotgeht. Die drei Weltteile sollen zur Kürzung mit W_f, W_z und W_v bezeichnet werden, wobei W_f die äonischen Futuralpotenzen und W_v die vergangenen manifesten entelechalen Strukturen enthält, während W_z den Zwischembereich kenn-

zeichnet. Für W_f und W_v gilt $U^2 > H^2$ mit $U > o$ (W_f) und $U < o$ (W_v), also $o < \beta^2 < 1$, während $U^2 < H^2$ den Bereich W_z mit $\beta^2 > 1$ kennzeichnet. Nur dann, wenn $v = o$ im R_3 wird, gilt $\beta = o$, so daß die Intervalle ergänzt werden können zu $o \leq \beta < 1$ (W_f, W_v) und $\beta > 1$ (W_z). Diese Konstruktion wird durch den konischen Asymtotenraum $X^2 = o$ begrentz, der $U^2 = H^2$ oder $\beta = 1$ fordert. Wird die asymtotische Begrenzung dieses kanonischen Raumes mit zu den Weltteilen gerechnet, dann kan β im halboffenen Intervall $o \leq \beta < \infty$ existieren, wobei $o \leq \beta < 1$ und $\beta = 1$ für die drei Weltteile mit konischer Begrenzung gilt. Das elektromagnetische Relativitätsprinzip $o \leq i\,\beta_- < 1$ im R_{-4} folgt daraus für $\dot{\xi}^2 + \dot{\eta}^2 = o$, wenn W_z ausgeschlossen wird, während das gravitative Relativitätsprinzip im R_{+4}, nämlich $o \leq \beta_+ < \infty$, mit $\dot{\xi}^2 + \dot{\eta}^2 = c'^2 - c^2$ und $c' = i\,w$ unter Ausschluß von W_f und W_v resultiert. Auch der konische Asymtotenraum $X^2 = o$ oder $U^2 = H^2$ gliedert sich ebenfalls in 3 Bereiche; denn es ist $H^2 \geq o$ möglich, was auch $U^2 \geq o$, also die drei Möglichkeiten $U > o$, $U < o$ und $U = o$ bedingt. Dies muß auch für die Differentialform $d\,U = w\,dt$ gelten, in welcher voraussetzungsgemäß $w = const.$ ist. Im allgemeinen kann $w > o$, also der positive Zweig von $w = \pm\sqrt{c^2 + \dot{\xi}^2 + \dot{\eta}^2}$ gewählt werden. Mit $w > o$ begrenzt $U > o$ von $X^2 = o$ den Bereich W_f mit der Zeitzählung $t > o$, während die Zeitzählung $t < o$ den Bereich W_v kennzeichnet, der durch $U < o$ von $X^2 = o$ begrenzt wird. Wenn dagegen der negative Zweig $w < o$ gewählt wird, dann kehren sich die beiden konischen Räume $X^2 = o$ mit $U \neq o$ in ihrer Bedeutung um, was für die Richtung des imaginären Teiles der Weltgeschwindigkeit grundsätzlich zwei Möglichkeiten im Sinne eines Antiparallelismus zuläßt. Da aufgrund der Konstruktion $X^2 = \pm 1$ und $X^2 = o$ der drei Weltteile mit ihrem konischen Asymtotenraum im $\bar{Y} = \bar{w}$ als äonische Aktualisierungsgeschwindigkeit simultaner entelechaler Feldstrukturen im euklidischen R_4 $(\bar{x}_5 \perp R_3)$ interpretiert werden kann, ergibt sich die Aussage, daß eine zum manifesten Verlauf $\bar{w}$ antiparallele äonische Aktualisierung möglich ist, bei welcher W_f und W_v ihre Bedeutung vertauschen. Hierdurch wird die

durch 85 b nahegelegte mehr heuristische Vermutung der Existenz eines Antisoma präziser begründet, doch gibt es in der vorliegenden Konstruktion noch kein Kriterium für die tatsächliche Existenz oder Nichtexistenz des Antisoma R_4^- mit Antipararäumen R_3^- , so daß nur die Möglichkeit solcher Strukturen zur Diskussion gestellt werden kann. Auch diese Aussage gibt einen Hinweis auf die Weltarchitektur. Neben den beiden konischen Bereichen $U = o$ von $X^2 = o$ gibt es wegen $U^2 \geqq o$ noch die dritte Möglichkeit $U = o$. Während $U \neq o$ die Weltteile W_f und W_v asymptotisch begrenzen, kennzeichnet $U = o$, wenn $w \neq o$ bleibt, mit $t = o$ einen manifesten Weltpunkt der Gegenwart, dessen Futuralpotenz in W_f und dessen manifeste Vergangenheit in W_v liegt. Dies bedeutet aber nichts anderes, als daß es zu jedem Punkt der dreifach unendlichen reellen Mannigfaltigkeit R_3 eine Konstruktion $X^2 = \pm 1$ begrenzt durch $X^2 = o$ im R_6 geben muß. Im R_6 kann aber $U = o$ von $X^2 = o$ für alle $t \neq o$ auch durch $w = o$ und alle $t = o$ auch durch $w \neq o$ oder $i\,c = \pm \sqrt{\xi^2 + \eta^2}$ realisiert werden, das heißt, wenn diese Bedingung erfüllt ist, bricht die manifeste Weltlinie ab, an welchem diese Bedingung erfüllt wird und bedeutet , wenn T den Zeitpunkt der Erfüllung dieser Bedingung angibt, daß für alle $t \geqq T$ in $X^2 = o$ der Fall $U = o$ eintritt, das heißt, auch die zugehörige entelechale Feldstruktur bricht in der Richtung x_4 ab, so daß diese Struktur im W_f keine Futuralpotenz, also keine Zukunft mehr hat. Inwieweit die äonische Aktualisierung entelechaler Feldstrukturen unmittelbar zu manifesten Ereignissen im Sinne von Kausalketten und Kausalschleifen in der Somawelt führt und inwieweit über Ketten latenter Ereignisse virtueller Pararäume aktuell manifeste Ereignisse , beziehungsweise eine Synkronizität akausaler Koinzidenzen derartiger Ereignisse äonisch induziert werden, wäre noch zu untersuchen. Die Konstruktion der drei Weltteile mit ihrer konischen Begrenzung für jeden Punkt des reellen R_3 wird zusammengefaßt in

$X^2 = \pm 1$, $X^2 = 0$, $X^2 = H^2 - U^2$, $H^2 = \sum_{k=1}^{3} \pm x_k^2$,

$U^2 = \sum_{k=4}^{6} \pm x_k^2$, $\pm x_k \sim x_k$, $k \leq 3$, i $\pm x_k \sim x_k$,

$k \geq 4$, $U^2 > H^2$, $U > 0\ (W_f)$, $U < 0\ (W_v)$,

$U^2 < H^2\ (W_z)$, $0 \leq \beta < 1\ (W_f , W_v)$, $\beta > 1\ (W_z)$,

$\beta = 1\ (X^2 = 0)$, $(U > 0) \equiv W_f$, $t > 0$, $w > 0$,

$t < 0$, $w < 0$, $(U < 0) \equiv W_v$, $t < 0$, $w > 0$,

$t < 0$, $w < 0$, $w = \pm \sqrt{c^2 + \mathfrak{n}^2 + \mathfrak{E}^2}$, $U = 0$,

$w \neq 0$, $t = 0$, $t \neq 0$, $(w = 0) \equiv /$ i $c = \pm \sqrt{\mathfrak{E}^2 + \mathfrak{n}^2}$

.....87.

Die letzte Bedingung i $c = \pm \sqrt{\mathfrak{E}^2 + \mathfrak{n}^2}$ für das Abreißen der Futuralpotenz im W_f ist ebenfalls geometrisch interpretierbar; denn wird $\mathfrak{E}^2 + \mathfrak{n}^2 = -c^2$ in die Metrik $dS^2 = \sum_{l=1}^{6} dx_l^2 =$

$= \sum_{k=1}^{3} dx_k^2 - (c^2 + \mathfrak{E}^2 + \mathfrak{n}^2) \cdot dt^2$ des R_6 eingesetzt, dann degeneriert die indefinite quadratische Differentialform zur positiv definiten euklidischen $\sum_{k=1}^{3} dx_k^2$ des reellen R_3 im Sinne einer dreifach singulären Abbildung des komplexen R_6 auf den reellen R_3 , derart , daß nach der Abbildung im später liegenden Bereich keine der imaginären Koordinaten mehr definiert ist.

Nach der Konstruktion Gleichung 87 kommt es auch im spezielle n Fall $\hat{C}$ zu einer Drehung des Weltvektors der Aktualisierungsgeschwindigkeit zur ursprünglichen Richtung für $\mathfrak{E} = \mathfrak{n} = v = 0$, so daß $\hat{C}$ eine reguläre Koordinatendrehung im R_6 beschreibt. In W_f , W_v gilt $0 \leq \beta \leq 1$, also $0 \leq tg\ \phi \leq i$ oder $0 \leq \phi \leq \pi/4$, oder für den komplementären Winkel $\pi/2 \geq \varphi \geq \pi/4$. Nur im W_z wird die imaginäre Drehung wegen $\beta > 1$ reell und hierfür gilt dann $0 \leq \phi < \pi/2$, wobei $\lim_{\beta \to \infty} \phi = \pi/2$ erreicht wird, was dem R_{+4} entspricht. Die Erweiterung von $\hat{C}$ zu $\underline{\hat{C}}$ läuft demnach auf das Problem hinaus, die allgemeinste lineare Transformation als regulare Affinität unter der Berücksichtigung $\underline{\hat{C}} = const.$

im Sinne einer Koordinatendrehung zu finden. Wegen

$I = | \sum_{l=1}^{6} x_l^2 = r^2$ muß das Koordinatensystem im R_6 orthogonal, also $(\bar{e}_i \cdot \bar{e}_k)_6 = \hat{E}$ sein. Diese Größe muß aber gegen $\hat{\underline{C}} = (C_{ik})_6$ invariant sein, so daß immer $\bar{r}' = \hat{\underline{C}} \cdot \bar{r} = (C_{ik})_6 \cdot \bar{r}$ oder invers $\bar{r} = (C_{ki})_6 \; \bar{r}' = \hat{\underline{C}}^{\times} \; \bar{r}'$ sein; denn nur auf diese Weise bleibt die indefinite quadratische Form I invariant. Einsetzen von $\bar{r}' = \hat{\underline{C}} \; \bar{r}$ und $\bar{r} = \hat{E} \; \bar{r}$ in $\bar{r} = \hat{\underline{C}}^{\times} \; \bar{r}'$ liefert dann die Unitarität $\hat{\underline{C}} \; \hat{\underline{C}}^{\times} = \hat{E}$. Da bei der Transformation weiterhin keine Koordinate verlorengehen darf, muß es eine weitere unitäre Matrix $\hat{S} \cdot \hat{S}^{\times} = \hat{E}$ geben, welche die kanonische Transformation $\hat{S} \; \hat{\underline{C}} \; \hat{S}^{\times} = (\alpha_k \; \delta_{kl})_6$, also $| \hat{S} \; \hat{\underline{C}} \; \hat{S}^{\times} |_6 = \prod_{k=1}^{6} \alpha_k \neq o$ ermöglicht, woraus aber unmittelbar die Regularität $D = | \hat{\underline{C}} |_6 \neq o$, also $r g \; \hat{\underline{C}} = 6$ und $D e f \; \hat{\underline{C}} = o$ folgt; denn, wenn die kanonisch transformierte Matrix einen verschwindenden Defekt hat, dann muß dies auch für $\hat{\underline{C}}$ gelten, womit eine Singularität ausgeschlossen ist. Wegen der Unitarität von $\hat{\underline{C}}$ folgt für die Entwicklung der Determinante der Zusammenhang mit den Minoren 1. Grades $C_{ik} \cdot D = D_{\;m_k}^{i}$ und eine abermalige Determinantenbildung ergibt für die Determinante der Minore $| D_{\;m_k}^{i} |_6 = D^6 \; | C_{ik} |_6 = D^7$, doch gilt nach einem Theorem der Determinantentheorie $| D_{\;k}^{m\;i} |_6 = D^5$, was eingesetzt $D^2 = 1$ oder nach Radizierung $D = \pm 1$ liefert. Hierbei fällt $D = -1$ aus; denn D ist eine stetige Funktion der Koeffizienten. Da im Sonderfall identischer Transformationen das Vorzeichen nicht wechseln darf, kann also nur $D = +1$ in Betracht kommen. Wird $D = 1$ in $C_{ik} \cdot D = D_{\;m_k}^{i}$ eingesetzt, dann folgt mit $D_{\;m_k}^{i} = C_{\;m_k}^{i}$ zur besseren Übersicht, daß die Elemente von $\hat{\underline{C}}$ gemäß $C_{ik} = C_{\;m_k}^{i}$ mit den entsprechenden Minoren ersten Grades identisch werden. Neben der sich aus der Unitarität $\hat{\underline{C}} \cdot \hat{\underline{C}}^{\times} = \hat{E}$ ergebenden Koeffizientenorthogonalität $\sum_{\gamma=1}^{6} C_{i\gamma} \cdot C_{k\gamma} = \delta_{ik}$ ergibt sich dann eine analoge für die Minoren 1. Grades $\sum_{\gamma=1}^{6} C_{\;m_\gamma}^{i} \; C_{\;m_\gamma}^{k} = \delta_{ik}$

und eine ähnliche auch für die Minoren zweiten Grades $C^{i\ m}_{k\ l}$. Auch wird aus dem indefiniten Charakter von I deutlich, daß für alle Indizes $1 \leq i, k \leq 3$ stets $I\,m\ C_{ik} \sim \delta_{ik}$ und $r\,e\ C_{kl} \sim \sim \delta_{kl}$ gilt mit $l \geq 4$; denn nur in diesem Fall bleibt für I der Trägheitsindex der quadratischen Form invariant. Aufgrund der Konstruktion Gleichung 87 konnte demnach Gleichung 81 vollständig bestätigt werden, doch muß Gleichung 81 noch durch den Zusatz

$$C_{ik} = C^{i}_{mk}\ ,\ I\,m\ C_{i,k} \sim \delta_{i,k}\ ,\ 1 \leq (i,k) \leq 3\ ,$$

$$r\,e\ C_{k,l} \sim \delta_{k,l}\ ,\ l \geq 4 \qquad \text{.....87a}$$

ergänzt werden, um die Indefinität von I zu erhalten.

Jede photonische Ausbreitung erfolgt wegen $\beta = 1$, also $\varphi = \phi = \pi/4$ in den konischen Asymtotenräumen $X^2 = o$, was wegen $H^2 = U^2$ in der reellen R_3 - Projektion die sphärische Ausbreitung $x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 = w^2\ t^2$ zur Folge hat, der aber im imaginären Unterraum $\underline{R}_3\ (x_4 , x_5 , x_6)$ die Schar sphärischer Flächen $w^2\ t^2 = c^2\ t^2 + \varepsilon^2 + \eta^2 = -(x_4^2 + x_5^2 + x_6^2)$ wegen $X^2 = o$ komplementär ist. Diese Komplementarität bedeutet aber, daß die R_4 - Konstruktion der zweischaligen Hyperbelräume und der konischen Asymtotenräume eine komplementäre transfinite Fortsetzung haben muß. Die durch die symmetrische Begrenzung $X^2 = o$ um schlossene Gesamtheit aller früher und später liegenden manifesten Weltstrukturen, ist offensichtlich nicht notwendig einer Symmetrieforderung in Bezug auf die transfiniten, also latenten Weltstrukturen unterworfen. Während in der R_4 - Projektion $X^2 = \pm 1$ begrenzt durch $X^2 = o$ immer $o \leq \varphi \leq \pi/4$ gilt, folgt wegen der Komplementarität $\varphi + \phi = \pi/2$ auch $\phi = \pi/2 - \varphi \leq \pi/2$, das heißt, der transfinite Bereich bildet über $X^2 = \pm 1$ und $X^2 = o$ des R_4 einen Halbraum in welchem alle Werte w^2 mit $c^2\ b^2 = \varepsilon^2 + \eta^2$ äonisch - entelechaler Prozesse zugelassen sind. Erst die R_4 - Projektion liefert die symmetrische Konstruktion der durch die konischen Asymtotenräume begrenzten zweischaligen Hyperbelräume manifester Ereignisse. Auf diesen Sachverhalt geht bei $\beta^2 \leq 1$ die Eigenschaft $v^2_{max} = w^2$ in $X^2 = o$ zurück, wobei

$v_{max} = c$ aus $\hat{B}$ wegen der Möglichkeit $w > c$ im Fall $c^2 \beta^2 > 0$ nicht mehr zu gelten braucht. Aus dieser R_6 - Konstruktion folgt unmittelbar die transfinite Interpretation einer phänomenologischen Größe. Nach B II 4 wird der optische Brechungsindex $n = \sqrt{\underline{\varepsilon} \cdot \mu}$ durch die Dielektrizitätskonstante $\underline{\varepsilon}$ und die magnetische Permeabilität μ dargestellt. Beide Größen sind nach der Atomistik die makromaren Mittelwerte der mikromaren elektrischen und magnetischen Deformationen atomarer Valenzschalen bei der Wechselwirkung mit einem Photonenfeld. Wenn eine solche photonisch ponderable Korrespondenz stattfindet, dann folgt empirisch für die photonische Ausbreitungsgeschwindigkeit $c' = w$ im Material $\underline{\varepsilon} \cdot \mu = n^2$ die Beziehung $n\, c' = c$ oder $n = c/w = (1 + \beta^2)^{-1/2}$. Hier wird also n, beziehungsweise $\underline{\varepsilon} \cdot \mu$ durch die transfinite Größe $c^2 b^2 = \dot{\varepsilon}^2 + \dot{\eta}^2$ der photonisch-ponderablen Korrespondenz ausgedrückt. Da empirisch das Intervall $1 \leq n < \infty$ gilt, hat dies für die transfinite Größe dieser Korrespondenz das analoge Intervall $0 \geq b^2 > -1$ zur Folge. Durch die Beziehung

$$(1 + b^2) \cdot n^2 = 1 \,, \quad n = \sqrt{\underline{\varepsilon} \cdot \mu} \,, \quad c^2 b^2 = \dot{\varepsilon}^2 + \dot{\eta}^2 \,,$$

$$(1 \leq n < \infty) = (0 \geq b^2 > -1) \qquad \text{87 b}$$

werden also makromare Materialkonstanten unmittelbar durch die transfinite Größe b interpretiert. Demnach erscheint die Realisation der Sonderbedingung $v^2 = \dot{\varepsilon}^2 + \dot{\eta}^2$ ein Abstimmungsprozeß im R_3 zu sein, der das betreffende System in einem Pararaum R_3^+ transponiert, so daß v nur noch projektiv im R_3 erscheint, Tatsächlich wird für $v^2 = \dot{\varepsilon}^2 + \dot{\eta}^2$ auch $w^2 = c^2 + v^2$, also $\cos \phi = (1 - \beta^2)^{-1/2} = (1 - \beta_-^2)^{1/2}$ mit $i\, \beta_- = v/c$. In diesem Fall ist also keine Schranke für v mehr gegeben und $(1 - \beta^2)^{-1/2}$ kann nicht mehr als Kosinus einer Drehung interpretiert werden.

Alle Feldgrößen in der äonischen Welt müssen gegen die allgemeine Form $\hat{\underline{C}}$ der Gleichung 81 invariant sein. Da die reguläre Transformatormatrix unitär vom quadratischen Typ 6 ist, können die invarianten Feldgrößen nur äonische Welttensoren ${}^{m}\overline{T}\,(x_k)_1^6$ im Sinne von Tensorfeldern vom Grade m sein, für den es die sieben Möglichkeiten $0 \leq m \leq 6$ gibt; denn nur solche Tensoren können gegen reguläre Affinitäten mit der Transformatormatrix der Gleichung 81 gemäß ${}^{m}\overline{T}' = {}^{m}\overline{\Phi}\ \hat{\underline{C}}$ invariant sein, wenn sich ${}^{m}\overline{T}'$ auf das Koordinatensystem C' aber ${}^{m}\overline{T}$ sich auf C im R_6 bezieht. Beide

Systeme C und C' können sich dabei um irgendeinen Zustandswert β = const $\neq$ o noch voneinander unterscheiden.

Alle diese Größen mit $o \leqq m \leqq 6$ können in beliebigen Räumen R_6 als Tensoren gegeben sein, doch sind sie nur dann Welttensoren, wenn sie gegen die spezielle Gruppe $\hat{\underline{C}}$ - die $\hat{C}$ impliziert-invariant sind; denn $\hat{\underline{C}}$ kennzeichnet alle in der äonischen pseudoeuklidischen Welt möglichen Transformationen. Für m = o liegt das Feld einer Weltskalaren vor, welches zum Vektorfeld m = 1 wird, wenn dieser Funktion noch Richtung und Richtungssinn zugeordnet sind. Bei diesen Welttensoren handelt es sich um Polare der Form $\overline{P} = \sum_{l=1}^{6} \overline{P}_l$ mit $\overline{P}_l = \overline{e}_l \cdot P_l$ und $(\overline{e}_i \; \overline{e}_k)_6 = \hat{E}$. Die Komponenten von zwei solchen Vektoren wiederum können diejenigen eines Tensors m= 2 nämlich $T_{ik} = P_i \cdot Q_k$ definieren und in gleicher Weise können beliebige Welttensoren $6 \geqq m > 2$ aufgebaut werden. Alle sieben Klassen $o \leqq m \leqq 6$ der Welttensoren genügen dabei den allgemeinen Gesetzen der Tensoralgebra . Auch setzt für $m \geqq 2$ das Phänomen der hermiteschen, nichthermiteschen und antihermiteschen Eigenschaften ein, wobei der nichthermitesche Fall am allgemeinsten ist. Wenn von den m Indizes das Indexpaar k,l nicht hermitesch ist, so besteht immer die Möglichkeit hinsichtlich dieses Indexpaares zu hermitesieren, beziehungsweise zu antihermitesieren; denn für ${}^{m}\overline{T} \neq {}^{m}\overline{T}^{\times}{}_{kl}$ besteht immer die Möglichkeit ${}^{m}\overline{T}_{\pm(k,l)} =$ $= 1/2 \, ({}^{m}\overline{T} \pm {}^{m}\overline{T}^{\times}{}_{k,l})$, wobei der Index (+) sich auf den hermiteschen , der Index (-) aber sich auf den antihermiteschen Teil bezieht. Ein in den Indizes k und l nicht hermitescher Welttensor kann demnach immer hinsichtlich dieser beiden Indizes in einem hermiteschen und einen antihermiteschen Anteil gespalten werden, gemäß ${}^{m}\overline{T} = {}^{m}\overline{T}_{+(k,l)} + {}^{m}\overline{T}_{-(k,l)}$, doch ist dieses Gesetz an die Forderung $m \geqq 2$ gebunden, weil für $m < 2$ bei der Adjunktion keine Indextransposition mehr auftritt und nur noch eine komplexe Konjugation erscheint. Im speziellen Fall m = 2 wird immer ${}^{2}\overline{T} = {}^{2}\overline{T}_{+}$, wenn $T_{i,k} = P_i \; Q_k$ über dem reellen algebraischen Zahlenkörper definiert ist, und $T_{ik} = T_{ki}$, also $P_i \; Q_k = P_k \; Q_i$ oder $P_i \; Q_k - P_k \; Q_i = o$, beziehungsweise $\overline{P} \times \overline{Q} = {}^{2}\overline{o}$ wird. Umgekehrt gilt ${}^{2}\overline{T} = {}^{2}\overline{T}_{-}$, wenn $P_i \; Q_k + P_k \; Q_i = o$ gilt. Da

außerdem immer ${}^2\overline{T}_+ + {}^2\overline{T}_- = {}^2\overline{T}$ gilt, kennzeichnet $P_i\ Q_k + P_k\ Q_i = T_{+i,k}$ stets einen symmetrischen, beziehzngsweise hermiteschen Anteil und $\overline{P} \times \overline{Q} = {}^2\overline{T}_-$ einen antisymmetrischen oder antihermiteschen Anteil. Auch kann im Fall $m = 2$ und ${}^2\overline{T} = {}^2\overline{T}^{\times}$ für den Welttensor ein Eigenwertproblem ${}^2\overline{T} - \lambda\, {}^2\overline{E} = {}^2\overline{o}$ aufgeworfen werden, was aber nur dann existiert, wenn ${}^2\overline{T}$ nicht singulär ist, also $|\,{}^2\overline{T}\,|_6 \neq o$ bleibt. In diesem Fall kann die charakteristische Gleichung $|\,{}^2\overline{T} - \lambda\, {}^2\overline{E}\,|_6 = |\,|T_{ik} - \lambda\, \delta_{ik}|_6 = o$ des Eigenwertproblems in das invariante Säkularpolinom entwikkelt werden, was für die Eigenwerte λ_k eine Gleichung 6. Grades darstellt, deren $1 \leqq k \leqq 6$ Lösungen die Eigenwerte λ_k sind. Die Koeffizienten vor den Potenzen von λ sind dabei diejenigen Invarianten, die aus den Komponenten von ${}^2\overline{T}$ gebildet werden können während die zum Diagonalschema zusammengefaßten Eigenwerte ${}^2\overline{\Lambda} = [\ \lambda_i\ \delta_{ik}\ ]_6$ das aufgrund dieser Hauptachsentransformation entstandene Diagonalschema von ${}^2\overline{T}$ ist. Es liegt in der Natur solcher Hauptachsentransformationen hermitescher Tensoren 2. Grades daß sie Mittelpunktsräume 2. Ordnung beschreiben; denn das Eigenwertproblem ergibt sich nach dem Multiplikatorverfahren aus der gegen $\hat{C}$ invarianten Doppelsumme $\sum_{i,k=1}^{6} x_i\ x_k\ T_{ik} = o$, welche aber einen fünfdimensionalen quadratischen Mittelpunktsraum innerhalb des R_6 beschreibt, dessen Hauptachsen die Abstandsextrema sind.

Ist ${}^m\overline{T}\ (x_k)_1^6$ ein Tensorfeld im R_6, dann sind nach den Gesetzen der allgemeinen Tensoranalysis alle euklidischen beziehungsweise pseudoeuklidischen tensoranalytischen Operatoren anwendbar, deren Einwirkung wiederum zu Invarianten führt, wobei allerdings der Tensorgrad eine Extension beziehungsweise Kontraktion erfahren kann. Der allgemeinste Operator ist die Tensordivergenz, doch muß wegen der Graderweiterung $\hat{\overline{div}}_6\ {}^m\overline{T} = {}^{m+1}\overline{W}$ stets $m \leqq 5$ berücksichtigt werden, weil $m + 1 = 7$ im R_6 nicht mehr möglich ist. Auch kennzeichnet $s\ p_{kl}\ \hat{\overline{div}}_6\ {}^m\overline{T} = \overline{div}_6\ {}^m\overline{T} = {}^{m-1}\overline{W}$ das Quellenfeld von ${}^m\overline{T}$, wobei zu berücksichtigen ist, daß immer eine der Indizes, die bei der Bildung des Matrizenspektrums indiziert werden zu den Komponenten des Operators $\hat{\overline{div}}_6$ gehören muß. Die Bildung des Matrizenspektrums ist aber nicht die einzig mögliche

Form, in welcher der Tensordivergenzoperator geänder werden kann. So liefert die Hermitesierung der im allgemeinen nicht hermiteschen Tensordivergenz ein Analogon $1/2\ (\overset{\wedge}{\underset{6}{\text{div}}}\ {}^{m}\overline{T} + (\overset{\wedge}{\underset{6}{\text{div}}}\ {}^{m}\overline{T})^{\times kl}) =$

$= (\overset{\wedge}{\underset{6}{\text{div}}}\ {}^{m}\overline{T})_{+(k,1)}$ zum Gradienten für die Tensorgrade $m > o$, wobei aber immer $m \leqq 5$ bleiben muß, während für $m = o$ dieser Operator zum echten Gradienten $\text{grad}_6\ T = \overline{W}$ wird. Hier ist $\overline{W}$ der Feldvektor des Skalarfeldes T ganz ähnlich wie ${}^{m+1}\overline{W} = \overset{\wedge}{\underset{6}{\text{div}}}\ {}^{m}\overline{T}$ der Feldtensor von ${}^{m}\overline{T}$ ist. Die Quellenbeschreibung durch die Vektordivergenz, also das Matrizenspektrum des Feldtensor ist für $m = o$ nicht mehr möglich, weil niemals $m < o$ werden kann.

Neben der Hermitesierung der Tensordivergenz ist noch die Antihermitesierung möglich. Offenbar gilt $1/2\ (\overset{\wedge}{\underset{6}{\text{div}}}\ {}^{m}\overline{T} - (\overset{\wedge}{\underset{6}{\text{div}}}\ {}^{m}\overline{T})^{\times kl}) = (\overset{\wedge}{\underset{6}{\text{div}}}\ {}^{m}\overline{T})_{-(k,1)} = \text{rot}_{6(k,1)}\ {}^{m}\overline{T}$; denn für $m = 1$ wird dieser antihermitesche Anteil zum Feldrotor im R_6. Auf jeden Fall muß bei der Rotorbildung wegen der Extension des Tensorfeldes $m \leqq 5$ bleiben und einer der Indizes k,l muß sich auf die Zählung der Operatorkomponenten beziehen. Ist $m = o$, so kann vom Feld T der Feldvektor $\overline{W} = \text{grad}_6\ T$ gebildet werden, dessen Quellenverteilung durch die Skalardivergenz $\text{div}_6\ \overline{W} =$

$= \text{div}_6\ \text{grad}_6\ T$ beschrieben wird. Ist $\text{div}_6\ \overline{W} = o$ quellenfrei, so beschreibt $\text{div}_6\ \text{grad}_6\ T = o$ eine Wellengleichung im im R_6, die auf jeden Fall gegen $\hat{\underline{C}}$ invariant bleibt, wenn T wirklich ein Weltskalar ist. Wegen $x_4 = i\,c\,t$, sowie $x_5 = i\,\varepsilon$ und $x_6 = i\,\eta$, wird $\text{div}_6\ \text{grad}_6 = \sum_{k=1}^{6} \frac{\partial^2}{\partial x^2_k} =$

$= \sum_{k=1}^{3} \frac{\partial^2}{\partial x^2_k} - 1/c^2 \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \partial^2/\partial\varepsilon^2 - \partial^2/\partial\eta^2 =$

$= \text{div grad} - 1/c^2\ (\partial^2/\partial t^2 + c^2\ \partial^2/\partial\varepsilon^2 +$

$+ c^2\ \partial^2/\partial\eta^2)$, so daß die Wellengleichung $\text{div}_6\ \text{grad}_6\ T = o$ zu $\text{div grad}\ T = 1/c^2\ \ddot{T} + \partial^2 T/\partial\varepsilon^2 + \partial^2 T/\partial\eta^2$ wird, wenn div grad den entsprechenden Operator im reellen R_3 kennzeichnet.

4.) Die Weltstruktur.

Es sei zunächst angenommen , daß die Struktur der äonischen Wel so beschaffen ist, daß $\hat{\underline{C}}$ = const. und damit die Metrik $d s^2 = \sum_{l=1}^{6} d x_l^2$ uneingeschränkt gilt. $\hat{\underline{C}}$ = const impliziert $\hat{C}$ = const und dies wiederum fordert β = const, was ϕ = const und wegen der Komplementarität φ = const zur Folge hat. Nun ist aber $\phi = \measuredangle (\bar{w} , \bar{w}')$,so daß ϕ = const den gradlinigen Verlauf einer Weltlinie kennzeichnet; denn in keinem Punkt des R_6 kann unter dieser Voraussetzung die Neigung der Weltlinie von derjenigen in einem infinitesimal benachbarten Punkt abweichen. Wenn also $\hat{\underline{C}}$ uneingeschränkt gelten würde, dann müßte die Gesamtheit aller Weltlinien eine mehrfach unendliche Mannigfaltigkeit von Geraden sein, weil $\hat{\underline{C}}$ Krümmungen der Weltlinien ausschließt, was sich wiederum mit der Metrik $d s^2 = \sum_{l=1}^{6} d x_l^2$ deckt. Ist der R_6 über dem komplexen algebraischen Zahlenkörper definiert, dann gilt für den metrischen Fundamentaltensor unter diesen Voraussetzungen die euklidische Fassung ${}^2\bar{g} = {}^2\bar{E}$, während über dem reellen Zahlenkörper die Welt pseudoeuklidisch durch die Struktur ${}^2\bar{g} = [\lambda_i \delta_{ik}]_6$ mit $\lambda_i = +1$ für $i \leq 3$, aber $\lambda_i = -1$ für $i > 3$ metrisch beschrieben wird. Die notwendige Voraussetzung, die für eine solche Weltstruktur erfüllt sein muß, ist β = const, doch wird diese Konstanz nicht allein durch v = const. erreicht wie bei den Relativitätsprinzipien $\hat{\underline{A}}_{\pm}$ oder $\hat{\underline{B}}$, weil in $\beta = v/w$ die imaginäre Weltgeschwindigkeit w noch eine Koordinatenfunktion sein kann. Für v = const. kann also β = const nur möglich werden, wenn zugleich w = const ist, was aber mit der Forderung $\xi^2 + \eta^2$ = const identisch ist. Es liegt keine Veranlassung vor, an der Konstanz von c zu zweifeln. Ist $w (x_k)_1^6$, dann besteht immer die Darstellungsmöglichkeit $w^2 = c^2 + \sim\!\!\!\!\!\!\int$ mit $\sim\!\!\!\!\!\!\int (x_k)_1^6 = \xi^2 + \eta^2$. Dieser Funktionsverlauf kann indessen durch $v^2 = f (x_k)_1^6$ kompensiert werden, so daß trotzdem $\beta = v/w$ = const. bleibt, doch sind dann f und $\sim\!\!\!\!\!\!\int$ voneinander abhängig. Die Bedingung für β = const. lautet dann $\sim\!\!\!\!\!\!\int = f/\beta^2 - c^2$. Wenn also diese Bedingung eingehalten wird, dann gilt $\hat{C}$ auch dann, wenn v im R_3 zeitlich nicht stationär verläuft, und zwar ist dies ein Sachverhalt, der weder von $\hat{A}_{\pm}$, noch von $\hat{B}$ in den

$R_{\pm 4}$ oder R_4 erfaßt wird. Erst im R_6 kann diese Eigenschaft von β in Erscheinung treten. Die euklidische Struktur der äonischen Welt gilt demnach unter der Voraussetzung β = const., die in doppelter Weise erfüllbar ist, nämlich entweder durch v = const. und w = const. , oder durch $\beta^2 (\dot{\xi}^2 + \dot{\eta}^2) = v^2 - \beta^2 c^2$ für $v\,(x_k)_1^6$ und $\dot{\xi}^2 + \dot{\eta}^2 = \sim (x_k)_1^6$. Schließlich existiert noch die Bedingung $v^2 = \dot{\xi}^2 + \dot{\eta}^2$, die in den beiden hyperbolischen Weltteilen W_f und W_v ein Anwachsen von v über jede vorgebbare Schranke ermöglicht. Unter der Voraussetzung $v^2 = \dot{\xi}^2 + \dot{\eta}^2$ wird nämlich $\beta^2 = \frac{v^2}{c^2 + v^2}$, was zur Limesrelation $\lim_{v \to \infty} \beta^2 = 1$ führt, so daß die Divergenz $v \to \infty$ die Konvergenz $\beta^2 \to 1$ zur Folge hat. Dies bedeutet aber, daß unter der Bedingung $v^2 = \dot{\xi}^2 + \dot{\eta}^2$ die Forderung $\beta^2 < 1$ aus $\hat{C}$ in den beiden Weltteilen bereits durch $v < \infty$ erfüllt werden kann.

Die pseudoeuklidische Weltstruktur, die durch β = const. gekennzeichnet wird, kann aber nur ein idealisierter Grenzfall sein, denn tatsächlich sind die Bedingungen die zu β = const führen nur in wenigen Sonderfällen realisiert. Im allgemeinen dürfte $\beta\,(x_k)_1^6$ sein, was unmittelbar die funktionalen Zusammenhänge $\phi\,(x_k)_1^6$ und $\varphi\,(x_k)_1^6$ nach sich ziehen muß, und dies bedeutet, daß die Weltlinienneigung im allgemeinen Fall eine Funktion der Ortskoordinaten x_k des R_6 ist. Wenn aber eine Kurvenneigung nicht konstant ist, dann muß die Kurve gekrümmt sein. Nur der Fall gekrümmter Weltlinien schließt wiederum die Gültigkeit von $\underline{\hat{C}}$ oder $\hat{C}$ aus; denn $\beta\,(x_k)_1^6$ verbietet $\hat{C}$ = const., oder $\underline{\hat{C}}$ = const. , was aber wiederum den euklidischen Charakter der Metrik unmöglich macht; denn $d s^2 = \sum_{k=1}^{6} d x_k^2$ bleibt nur gegen $\underline{\hat{C}}$ = const. invariant, nicht aber gegen eine Matrize, deren Elemente Koordinaten funktionen sind. Hieraus folgt unmittelbar, daß die euklidische Weltstruktur nur ein idealisierter Grenzfall sein kann und daß die wahre Struktur der äonischen Welt einen nichteuklidischen Charakter trägt. Diese nichteuklidische Weltstruktur wäre demnach aufgrund bereits bekannter Fakten zu analysieren; denn die metrischen Eigenschaften des R_6 bestimmen wesentlich den Bau äonisch-entelechischer Feldgleichungen. Da die geodätischen Linien im allgemeinen im R_6 beliebig gekrümmte Weltlinien sein können, ist wieder zwischen

ko- und kontravarianten Größen zu unterscheiden.

Die geodätischen Koordinaten des natürlichen R_6 seien $\underline{\xi}^{\underline{i}} = \underline{e}_i \quad \underline{\xi}^{\underline{i}}$, die mit beliebigen Koordinaten $x^{\underline{k}}$ durch eineindeutige reguläre Transformationen $\underline{\xi}^{\underline{i}} \; (x^{\underline{k}})_1^6$ im Zusammenhang stehen. Von der Gesamtheit aller, im R_6 möglichen Koordinaten dürfen aber nur solche zugelassen werden, für die diese Transformatione tatsächlich eineindeutig regulär werden. Die $\underline{e}_i$ der $\underline{\xi}^{\underline{i}}$ können wegen des nicht mehr gradlinigen Verlaufes der $\underline{\xi}^{\underline{i}}$ kein normiertes Orthogonalsystem mehr bilden, das heißt, es wird $(\underline{e}_i \cdot \underline{e}_k)_6 = \hat{A} \; (x^{\underline{k}})_1^6 \neq \hat{E}$ eine Koordinatenfunktion. Es bleibt stets $\underline{e}_i \; \underline{e}_k = \underline{e}_k \; \underline{e}_i$ kommutativ, also $\hat{A} = \hat{A}^{\times}$ hermitesch. Diese Hermitezität folgt aus der Eigenschaft $\underline{e}_i \cdot \underline{e}_k = \cos (\underline{\xi}_i \; , \; \underline{\xi}_k)$ der Einheitsvektoren und $\cos (\underline{\xi}_i \; , \; \underline{\xi}_k) = \cos (\underline{\xi}_k \; , \; \underline{\xi}_i)$. Die Cosinus der Koordinaten müssen sich schließlich bezogen auf die x_k wegen der Krümmung der ξ_k stetig ändern, was die Abhängigkeit $\hat{A} \; (x_k)_1^6$ bedingt. Inbezug auf die geodätischen Koordinaten des R_6 gilt demnach für ein orientiertes Linienelement $d\,\underline{s} =$

$$= \sum_{i=1}^{6} \underline{e}_i \; d \; \underline{\xi}^{\underline{i}} \quad ,$$

der für die quadratische Form der Metrik

$$d\,s^2 = \sum_{m,n=1}^{6} \underline{e}_m \; \underline{e}_n \; d \; \underline{\xi}^{\underline{m}} \; d \; \underline{\xi}^{\underline{n}} \quad \text{mit} \quad \underline{\xi}^{\underline{p}} \; (x^{\underline{k}})_1^6 \text{, also}$$

$$d \; \underline{\xi}^{\underline{p}} = \sum_{k=1}^{6} \frac{\partial \underline{\xi}^{\underline{p}}}{\partial x^{\underline{k}}} \; d \; x^{\underline{k}} \quad ,$$

was eingesetzt $d\,s^2 =$

$$= \sum_{m,n=1}^{6} \underline{e}_m \; \underline{e}_n \sum_{i,k=1}^{6} \frac{\partial \underline{\xi}^{\underline{m}}}{\partial x^{\underline{i}}} \cdot \frac{\partial \underline{\xi}^{\underline{n}}}{\partial x^{\underline{k}}} \; d \; x^{\underline{i}} \; d \; x^{\underline{k}} =$$

$$= \sum_{ik=1}^{6} g_{ik} \; dx^{\underline{i}} \; d \; x^{\underline{k}}$$

oder mit der Summationsregel $d\,s^2 =$

$$= g_{ik} \; d \; x^{\underline{i}} \; d \; x^{\underline{k}}$$

ergibt. Es ist $g_{ik} = \sum_{m,n=1}^{6} \underline{e}_m \; \underline{e}_n \cdot \frac{\partial \underline{\xi}^{\underline{m}}}{\partial x^{\underline{i}}} \cdot \frac{\partial \underline{\xi}^{\underline{n}}}{\partial x^{\underline{k}}}$, was unter Berücksichtigung von $\hat{A} = \hat{A}^{\times}$ die

Aussage

$g_{ik} - g_{ki} = \sum_{m,n=1}^{6} \bar{e}_m \bar{e}_n \left(\frac{\partial \xi^m}{\partial x^i} \cdot \frac{\partial \xi^n}{\partial x^k} - \right.$

$\left. - \frac{\partial \xi^m}{\partial x^k} \cdot \frac{\partial \xi^n}{\partial x^i} \right) = 0$, also $g_{i,k} = g_{k,i}$ oder für den metrischen Fundamentaltensor des R_6 die Hermitezität ${}^2\bar{g} = {}^2\bar{g}^{\times}$ liefert. Diese Symmetrie erscheint unmittelbar einleuchtend. Die nichthermiteschen Eigenschaften des mesobarischen Korrelationstensors lieferten eine rein geometrische (also nicht physikalische) Zusatzbedingung $s\,p\,\hat{\{\}} = \bar{o}$ im R_4 , welche auf ${}^2\bar{g} \neq {}^2\bar{o}$ zurückgeht und diese Zusatzbedingung wiederum zeigte, daß von den 64 Spektren energetischer Eigenwerte grundsätzlich 28 leer bleiben wodurch die Existenz des R_6 begründet wurde. Aufgrund dieses Sachverhaltes muß dann aber erwartet werden, daß die nicht hermitesche Struktur des mesobarischen Korrelationsbereiches mit einer hermiteschen Strukturbeschreibung im R_6 äquivalent ist, wodurch die Hermitezität des Fundamentaltensors der äonischen Welt direkt verständlich wird. Aus dem gleichen Grunde einer R_4 - Projektion wird $\beta = \text{const}$ aus $\hat{C}$ trotz $w^2 = c^2 + \sim\!\!\!\!\int (x_k)_1^6$ möglich, wenn $v^2 = f = \beta^2 (c^2 + \sim\!\!\!\!\int)$ mit $\beta = \text{const}$ und $f (x_k)_1^6$ erfüllt wird. Zwar liefert $\beta = \text{const}$ aus $\hat{C}$ im R_6 trotz $v (x_k)_1^6 = \sqrt{f}$ eine gerade Weltlinie, die aber in der R_4-Projektion nicht mehr gradlinig erscheint und im R_3 wegen $v(x_k)_1^6$ eine beschleunigte Bewegung darstellt. Erst für $\sim\!\!\!\!\int = \text{const}$ wird die R_4 - Projektion mit $v = \text{const}$. ebenfalls geradlinig, was ein Inertialsystem im Gültigkeitsbereich von $\hat{A}_{\pm}$ oder $\hat{B}$ kennzeichnet.

Nachdem in A VII entwickelten Formalismus ist für ein fundamentales metrisches Tensorfeld immer ein Transmissionsfeld $2 \cdot \{jkl\} = \partial/\partial x^k \; g_{jl} + \partial/\partial x^l \; g_{kj} - \partial/\partial x^j \; g_{kl}$ definiert, welches in die gemischt variante Form $g^{ij} \cdot \{jkl\} = \left\{ {i \atop k\,l} \right\}$ gebracht werden kann. Im R_6 gilt wegen ${}^2\bar{g} = {}^2\bar{g}^{\times}$ die kovariante Hermitezität $\left\{ {i \atop k\,l} \right\} = \left\{ {i \atop k\,l} \right\}^{\times}$, was auch für das R_6 - Schema der Transmissionsfeldkomponenten $\hat{\{\}} = \left(\left\{ {i \atop k\,l} \right\}_6 = \right.$ $\left. = \hat{\{\}}^{\times} \right)$ gilt. Diese hermiteschen Eigenschaften der Weltstruktur im R_6 vereinfachen den Formalismus im Gegensatz zum mesobarischen Korrelationsbereich wesentlich. Man hat also für die metrischen Grundeigenschaften des R_6 die Beziehungen

$$d s^2 = \sum_{i,k=1}^{6} g_{i,k}\, d x^{\underline{i}}\, d x^{\underline{k}} = g_{ik}\, d x^{\underline{i}}\, d x^{\underline{k}} ,$$

$$^2\bar{g} = {}^2\bar{g}^{\times} \; (x^{\underline{k}})_1^6 , \quad \hat{\{\}} = \left(\begin{Bmatrix} i \\ k\,l \end{Bmatrix} \right)_6 = \hat{\{\}}^{\times} \quad \ldots\ldots\ldots \; 88$$

zu verwenden, welche die fundamentalen metrischen Eigenschaften der hermiteschen Weltstruktur beschreiben. Diese Hermitezität führt zu einer vereinfachten Spezialisierung der im R_6 möglichen Γ - Operatoren. Wegen $^2\bar{g} = {}^2\bar{g}^{\times}$ und $\begin{Bmatrix} i \\ k,l \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} i \\ k,l \end{Bmatrix}^{\times}$ werden die Signaturtypen ($\varepsilon = 1, \varepsilon = 2, \varepsilon = 3$) $\doteq +$ miteinander identisch. Desgleichen die Typen ($\varepsilon = 4$, $\varepsilon = 5$, $\varepsilon = 6$) $\doteq -$, wodurch die Fehlstellen gekennzeichnet werden. Die Hermitezität der Transmission bedingt also nur zwei Typensignaturen, wodurch die Darstellung der Gesamtheit aller Γ - Operatoren wesentlich vereinfacht wird. Auch das Gesetz $\partial\varphi/\partial x^{\underline{l}} = \begin{Bmatrix} m \\ l\,m \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} m \\ m,l \end{Bmatrix}$ mit $\varphi = \ln \sqrt{|g|}$ und $g = |g_{i,k}|_6$ ist gültig, weil $^2\bar{g} = {}^2\bar{g}^{\times}$ die Gültigkeitsbedingung erfüllt. Mit diesem Theorem wird aber $\Gamma_1 = \partial/\partial x^{\underline{l}} + \begin{Bmatrix} s \\ l,s \end{Bmatrix}_+ = \partial/\partial x^{\underline{l}} + \partial\varphi/\partial x^{\underline{l}} =$ $= \partial/\partial x^{\underline{l}} \; (\;) + \varphi)$. Auch das Theorem $\partial/\partial x^{\underline{m}} \; (1/p \; \Gamma_1 ; p) -$ $- \partial/\partial x^{\underline{l}} \; (1/p \; \Gamma_m ; p) = \partial/\partial x^{\underline{l}} \begin{Bmatrix} s \\ m\,s \end{Bmatrix}_+ -$ $- \partial/\partial x^{\underline{m}} \begin{Bmatrix} s \\ l\,s \end{Bmatrix}_+$ wird, weil das Transmissionsfeld überhaupt keinen antihermiteschen Anteil hat und dieser auch bei $^2\bar{g}$ fehlt, zu $\partial/\partial x^{\underline{l}} \begin{Bmatrix} s \\ m,s \end{Bmatrix} - \partial/\partial x^{\underline{m}} \begin{Bmatrix} s \\ l,s \end{Bmatrix} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^{\underline{l}} \partial x^{\underline{m}}} -$ $- \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^{\underline{m}} \partial x^{\underline{l}}} = o$, wegen der Vertauschbarkeit gemischter partieller Ableitungen, so daß anstelle dieses Theorems die Symmetrie $\partial/\partial x^{\underline{l}} \; (1/p \; \Gamma_m ; p) = \partial/\partial x^{\underline{m}} \; (1/p \; \Gamma_1 ; p)$ tritt.

Schließlich kann auch das Theorem $g_{ik} \; \Gamma^{(1,2)}_{(+)1} ; g^{\underline{i},\underline{k}} =$ $= (n - 2) \cdot \Gamma_1 ; w$ für diesen hermiteschen Fall untersucht werden. Es ist $n = 6$, ferner $w = e^{\varphi}$ und $^2\bar{g} = {}^2\bar{g} \; e^{\varphi}$ und dies führt, unter Berücksichtigung der Signatur im hermiteschen Fall zu $g_{i,k} \cdot \Gamma^{(+,+)}_{(+)1} ; g^{\underline{i},\underline{k}} \; e^{\varphi} = 4 \; \Gamma_1 ; e^{\varphi}$. Hierin ist

$\Gamma_1 ; e^{\varphi} = e^{\varphi} \partial\varphi/\partial x^{\underline{l}} + e^{\varphi} \partial\varphi/\partial x^{\underline{l}} = 2 e^{\varphi} \partial\varphi/\partial x^{\underline{l}}$.

Ferner gilt $\Gamma^{(+,+)}_{(+)1} ; \underline{g}^{\underline{i},\underline{k}} = \partial/\partial x^{\underline{l}} \underline{g}^{\underline{i},\underline{k}} + \underline{g}^{\underline{s},\underline{k}} \left\{ {i \atop s,l} \right\} + \underline{g}^{\underline{i},\underline{s}} \left\{ {k \atop s,l} \right\} = g^{\underline{i},\underline{k}} e^{\varphi} \partial\varphi/\partial x^{\underline{l}} + e^{\varphi} \left(\left\{ {i,k \atop l} \right\} + \left\{ {k,i \atop l} \right\} \right) = e^{\varphi} \left(g^{\underline{i},\underline{k}} \partial\varphi/\partial x^{\underline{l}} + 2 \left\{ {i,k \atop l} \right\} \right)$, also

$g_{i,k} \cdot \Gamma^{(+,+)}_{(+)1} ; \underline{g}^{\underline{i},\underline{k}} = e^{\varphi} \left(6 \partial\varphi/\partial x^{\underline{l}} + 2 \left\{ {k \atop k,l} \right\} \right) =$

$= 8 e^{\varphi} \partial\varphi/\partial x^{\underline{l}}$, was aber mit $4 \Gamma_1 ; e^{\varphi}$ verglichen, zu einer Identität führt. Die wesentlichen Theoreme werden also zusammengefaßt in

$$\Gamma_1 = \partial/\partial x^{\underline{l}} + \partial\varphi/\partial x^{\underline{l}} , \quad \partial\varphi/\partial x^{\underline{l}} = \left\{ {s \atop s,l} \right\} ,$$

$$\varphi = \ln \sqrt{|g|} , \quad g = |g_{i,k}|_6 , \quad \partial/\partial x^{\underline{l}} (1/p \Gamma_m ; p) =$$

$$= \partial/\partial x^{\underline{m}} (1/p \Gamma_1 ; p) , \quad (\varepsilon = 1 , \varepsilon = 2 , \varepsilon = 3) \equiv + ,$$

$$(\varepsilon = 4, \varepsilon = 5 , \varepsilon = 6) \equiv - \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 88a.$$

Alle geometrischen Eigenschaften des durch ein hermitesches Strukturfeld geprägten R_6 werden durch ${}^4\underline{R}$ beschrieben, das heißt, durch Infinitesimaltranslationen eines Vektorfeldes, dessen Änderungen durch die Transmissionsfeldkomponenten bestimmt werden. Für die Gemischtvarianten von ${}^4\underline{R}$ folgt $R^{\underline{i}}_{,k,l,m} = \partial/\partial x^{\underline{l}} \left\{ {i \atop k,m} \right\} - \partial/\partial x^{\underline{m}} \left\{ {i \atop k,l} \right\} + \left\{ {i \atop s,l} \right\} \left\{ {s \atop k,m} \right\} - \left\{ {i \atop s,m} \right\} \left\{ {s \atop k,l} \right\}$. Nach A VII besteht die Möglichkeit von diesem Strukturtensor die Matrizenspektren $i = k$, sowie $i = l$ und $i = m$ als Tensoren 2. Grades zu bilden. Zunächst folgen für das hermitesche infinitesimale Translationsfeld die Spurgesetze $(s\, p_{i=k}\, {}^4\underline{R})_{l,m} = R_{l,m} =$

$$= \partial/\partial x^{\underline{l}} \left\{ {k \atop k,m} \right\} - \partial/\partial x^{\underline{m}} \left\{ {k \atop k,l} \right\} + \left\{ {k \atop s,l} \right\} \left\{ {s \atop k,m} \right\} -$$

$$- \left\{ {k \atop s,m} \right\} \left\{ {s \atop k,l} \right\} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^{\underline{l}} \partial x^{\underline{m}}} - \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^{\underline{m}} \partial x^{\underline{l}}} +$$

$$+ \left\{ {k \atop s,l} \right\} \left\{ {s \atop k,m} \right\} - \left\{ {k \atop s,m} \right\} \left\{ {s \atop k,l} \right\} = 0 . \text{ Ferner}$$

$(sp_{i=1}\ {}^4\overline{R})_{k,m} = R_{k,m} = \partial/\partial x^{\underline{l}} \left\{ {l \atop k,m} \right\} - \partial/\partial x^{\underline{m}} \left\{ {l \atop k,l} \right\} +$

$+ \left\{ {l \atop s,l} \right\} \left\{ {s \atop k,m} \right\} - \left\{ {l \atop s,m} \right\} \left\{ {s \atop k,l} \right\}$ und $(sp_{i=m}\ {}^4\overline{R})_{k,l} =$

$= R_{k,l} = \partial/\partial x^{\underline{l}} \left\{ {m \atop k,m} \right\} - \partial/\partial x^{\underline{m}} \left\{ {m \atop k,l} \right\} +$

$+ \left\{ {m \atop s,l} \right\} \left\{ {s \atop k,m} \right\} - \left\{ {m \atop s,m} \right\} \left\{ {s \atop k,l} \right\}$, woraus

$sp_{i=l}\ {}^4\overline{R} = sp_{i=m}\ {}^4\overline{R} = {}^2\overline{R}$, aber $sp_{i=k}\ {}^4\overline{R} = {}^2\overline{O}$

folgt, und aus diesem Matrizenspektrum ${}^2\overline{R}$ geht unmittelbar ${}^2\overline{R} = {}^2\overline{R}^{\times}$ hervor, weil die Transmissionsfeldkomponenten hermitesch sind. Von ${}^2\overline{R}$ kann abermals das kontrahierende Matrizenspektrum gebildet werden, was zu der skalaren Strukturgröße $R = sp\ {}^2\overline{R} = g^{\underline{\underline{kl}}} \cdot R_{kl} = R^{k}_{\overline{k}}$ führt.

Auch im hermitesch strukturierten R_6 ist eine Darstellung von ${}^4\overline{R}$ und seinen Matrizenspektren durch hermitesch vereinfachte Γ - Operatoren möglich. Wegen 88 folgt mit dem hermitesch kovarianten Doublett $\Gamma^{(+,-)}_{(-)}$, wenn $\delta\ (\underline{l}\ ,\ m)$ einnach $\delta\ (\underline{l},\ m)$; $\left\{ {i \atop k,l} \right\} = \left\{ {i \atop k,m} \right\}$ wirkender Austauschoperator kovarianter Indizes ist, $R^{\underline{i}}_{k,l,m} = \partial/\partial x^{\underline{l}} \left\{ {i \atop k,m} \right\} - \partial/\partial x^{\underline{m}} \left\{ {i \atop k,l} \right\} +$

$+ \left\{ {i \atop s,l} \right\} \left\{ {s \atop k,m} \right\} - \left\{ {i \atop s,m} \right\} \left\{ {s \atop k,l} \right\} = \Gamma^{(+,-)}_{(-)\ell}\ ;\ \delta\ (\underline{l},m)$;

; $\left\{ {i \atop k,l} \right\} - \Gamma^{(+,-)}_{(-)m}\ ;\ \left\{ {i \atop k,l} \right\} = (\Gamma^{(+,-)}_{(-)l}\ ;\ \delta\ (\underline{l},m) -$

$- \Gamma^{(+,-)}_{(-)m}$) ; $\left\{ {i \atop k,l} \right\}$ oder, wenn $\Gamma^{(+,-)}_{(-)l}\ ;\ \delta\ (\underline{l}\ ,\ m) -$

$- \Gamma^{(+,-)}_{(-)m} = C_m$ verwendet wird, $R^{\underline{i}}_{k,l,m} = C_m\ ;\ \left\{ {i \atop k,l} \right\}$,

das heißt, der Operator C erweitert den Tensorgrad um 1. Mit der Pseudomatrix aus 88 , die einen hermiteschen Transmissionsfeldtensor 3. Grades entspricht (nur im Fall regulärer Affinitäten existiert der Tensorcharakter), wird ${}^4\overline{R} = C\ ;\ \hat{\{\}}$. Von diesen Operatordarstellungen können die Matrizenspektren gebildet werden. Es zeigt sich, daß die beiden Matrizenspektren, die durch Identifikation des komtravarianten Index mit einem der beiden Indizes des Austauschoperators entstehen bis auf das Vorzeichen miteinander identisch sind, während die Spurbildung für $i = k$ für ${}^4\overline{R}$ verschwindet. Nur im Fall ${}^2\overline{g}_{-} \neq {}^2\overline{o}$, wird dieses Matrizen-

spektrum zu ${}^2\bar{A} = -\,{}^2\bar{A}^{\times}$, so daß ${}^2\bar{A} = {}^2\bar{o}$ für ${}^2\bar{g}_{-} = {}^2\bar{o}$ charakteristisch ist, wodurch aber nach 88 die R_6 - Struktur der äonischen Welt gekennzeichnet ist. Hinsichtlich ${}^4\bar{R}$ ergibt sich zunächst Folgendes: Es ist $({}^4\bar{R}_{i=k})_{l,m} = C_m \; ; \left\{ {k \atop k,\,l} \right\} = C \; ; sp \left\{ \right\}_{l,m}$. Da $\left\{ \right\} = \left\{ \right\}^{\times}$ und ${}^2\bar{g} = {}^2\bar{g}^{\times}$ gilt, ist aber das Theorem $\left\{ {k \atop k,l} \right\} = \partial\varphi / \partial x^{\underline{l}}$, also $sp \left\{ \right\} = \sum_{k=1}^{6} \bar{e}_l \; \partial\varphi / \partial x^{\underline{l}} = grad_6 \; \varphi$ anwendbar. Außerdem ist $s\,p_{i \neq k}\, {}^4\bar{R} = {}^2\bar{o}$, was eingesetzt $C \; ; \; grad_6 \; \varphi = {}^2\bar{o}$ liefert. Entsprechend folgt $({}^4\bar{R}_{i=m})_{k,l} = R_{k,l} = C_m \; ; \left\{ {m \atop k,l} \right\} = (sp\, C \; ; \left\{ \right\})_{k,l}$, also ${}^2\bar{R} = sp\, C \; ; \left\{ \right\}$. Weiter gilt $({}^4\bar{R}_{i=l})_{k,m} = -\,(\Gamma^{(+,-)}_{(-)m} \; ; \; \delta\,(\underline{m},l) - \Gamma^{(+,-)}_{(-)l})$; $\left\{ {l \atop k,m} \right\}$, was schließlich wieder zu ${}^2\bar{R} = sp\; C \; ; \left\{ \right\}$ führt.

Für die skalare Strukturgröße R folgt dann unmittelbar $R = sp\,(sp\, C \; ; \left\{ \right\})$, weil $R = sp\; {}^2\bar{R}$ ist. Mithin folgen also für die invarianten Strukturgrößen des hermiteschen R_6 die Darstellungen

$$
\begin{aligned}
&{}^4\bar{R} = C \; ; \left\{ \right\} \; , \quad {}^2\bar{R} = sp\; C \; ; \left\{ \right\} = {}^2\bar{R}^{\times} \; , \\
&R = sp\,(sp\; C \; ; \left\{ \right\}) \; , \quad C \; ; \; grad_6 \; \varphi = {}^2\bar{o} \; , \\
&grad_6 \; \varphi = sp \left\{ \right\} \qquad \ldots\ldots\ldots\

das Analogon zu $\overline{div}_6$ für ${}^2\bar{g} = {}^2\bar{E}$. Auch im hermiteschen R_6 gilt demnach die Divergenzfreiheit

$$s\,p\ \Gamma^{(-,-)}_{(-)}\ ;\quad ({}^2\bar{R} - 1/2\ {}^2\bar{g}\ .\ R) = \bar{o} \quad \ldots\ldots\ldots\ 90.$$

Auf diese Weise sind alle metrischen Größen, welche das hermitesche Strukturfeld im R_6 bestimmen, durch Γ - Operatoren ausgedrückt worden. Diese Operatoren können aber als Zustandsoperatoren aufgefaßt werden, derart, daß alle metrischen Eigenschaften des R_6 als Zustände eines sechsdimensionalen komplexen Raumes erscheinen. Hierdurch wurde eine Basis geschaffen, welche die Aufstellung universeller äonischer Feldgleichungen ermöglicht, wenn es gelingt, das phänomenologische R_6 - Schema 79 mit invarianten Termen der Weltstruktur (89) in einen Zusammenhang zu bringen.

5.) Die äonischen Feldgleichungen.

Wie in jedem R_n gibt es auch im R_6 eine Geodäsie, das heißt, es gibt eine Schar von Weltlinien, welche der Geodäsiebedingung genügt. Wird in dem Strukturfeld das System dieser geodätischen Weltlinien als Koordinatensystem verwendet, dann liegt ein geodätisches Koordinatensystem $\xi^{\underline{i}}$ vor, relativ zu welchem immer ${}^2\bar{g} = \text{const.}$, also $\left\{{i \atop k,l}\right\} = o$ wird, was in Bezug auf beliebige Koordinaten $x^{\underline{i}}$ nicht der Fall ist. Nach der Theorie des abstrakten R_n aus A VII gibt es immer einen Parameter p, derart, daß stets $x^{\underline{i}}$ (p) darstellbar ist. In diesem Fall werden die geodätischen Weltlinien, bezogen auf $x^{\underline{i}}$ grundsätzlich durch die Beziehung $\ddot{x}^{\underline{i}} + \left\{{i \atop k,l}\right\} \dot{x}^{\underline{k}}\ \dot{x}^{\underline{l}} = o$ beschrieben, was im geodätischen Fall zu $\ddot{\xi}^{\underline{i}} = o$, also zur Linearität $\xi^{\underline{i}} = a^{\underline{i}}\ p + b^{\underline{i}}$ wird. Im R_6 kann eine der drei imaginären Dimensionen mit dem imaginären Parameter identifiziert oder proportional gesetzt werden. Nach den Untersuchungen (85) über die Richtungskosinus der geradlinigen Weltlinien mit den karthesischen Koordinaten des R_6 kommt $x^{\underline{4}} = ict$ eine Sonderstellung in der Weltarchitektur zu, so daß es zweckmäßig erscheint $p = t$ als

Parameter zu verwenden. Wird das getan, dann beschreibt in $\ddot{\underline{x}}^i + \left\{ \begin{matrix} i \\ k,l \end{matrix} \right\} \dot{\underline{x}}^k \dot{\underline{x}}^l = o$ die Größe $\ddot{\underline{x}}^i$ für alle $1 \leq i \leq 3$ die zeitliche Beschleunigung einer Ortsänderung im R_3 und für $i > 4$ die beschleunigte Änderung des entelechal-äonischen, also des inneren Zustandes, während für $i = 4$ stets $\ddot{\underline{x}}^i = o$ gilt solange $\underline{x}^4 \sim t$ bleibt. Wenn aber $\ddot{\underline{x}}^i$ die zeitliche Beschleunigung einer Zustandsänderung ist, dann muß $\hat{\{\}}$ als potentielle Ursache dieser Zustandsänderung interpretiert werden; denn es kann stets $\ddot{\underline{x}}^i = - \left\{ \begin{matrix} i \\ k,l \end{matrix} \right\} \dot{\underline{x}}^k \dot{\underline{x}}^l$ gesetzt werden. Nach dieser Interpretation kennzeichnet also $\hat{\{\}}$ die metrische Struktur des R_6 in Richtung $\underline{x}^4$ schlechthin und damit auch das zeitliche Geschehen, also die kosmische Bewegung innerhalb der äonischen Welt. Hieraus folgt, daß $\hat{\{\}}$ nicht nur die Ereignisse des manifesten Geschehens in der Somawelt, sondern theoretisch auch die latenten, jenseits von Raum und Zeit liegenden Ereignisse virtueller Strukturen und ihrer Rückwirkung auf die manifesten Ereignisse der Somawelt umfaßt. $\hat{\{\}}$ im R_6 ist also ein aus dem Mesofeldbegriff hervorgegangenes universelles Strukturfeld, welches die gesamte Weltstruktur in Richtung der kosmischen Bewegung zeitlichen Geschehens beschreibt. Aus diesem Grunde müssen alle phänomenologisch physikalischen Größen Funktionen von $\hat{\{\}}$ sein; denn der R_6 erscheint als Tensorium des Seins schlechthin, so daß alles, was auch immer in der Welt geschieht, ein Ausdruck der momentanen Weltstruktur ist und daher mit dieser im Funktionalzusammenhang stehen muß. Eine universelle phänomenologische Größe ist der Energiedichtetensor ${}^2\overline{T} \neq {}^2\overline{T}^x$ im R_6 der für den korrespondenz- und korrelationsfreien Fall in 79 explizit angegeben ist. Wegen $\left\{ \begin{matrix} i \\ k,l \end{matrix} \right\} = g^{\underline{i},\underline{j}} \left\{ jkl \right\}$ und $\left\{ i,k,l \right\} = 1/2 \, (\partial g_{i,l}/\partial \underline{x}^k + \partial g_{k,i}/\partial \underline{x}^l - \partial g_{k,l}/\partial \underline{x}^i)$ muß ${}^2\overline{g}$, also das hermitesche metrische Feld, als tensorielles Potential von $\hat{\{\}}$ aufgefaßt werden, wodurch der Verlauf der gesamten kosmischen Bewegung auf die metrische Strukturkomposition des R_6 reduziert worden ist. Da andererseits für das Feld $\hat{\{\}}$, sowohl als auch für die den Feldzustand ausdrückende Funktion ${}^2\overline{T}$ der kanonische Formalismus gelten muß, weil sonst ${}^2\overline{T}$ keine phänomenologische physikali-

sche Größe wäre, kann $^2\overline{T}$ nach dieser Interpretation von $^2\overline{g}$ als Potential von $\hat{\{\}}$ nur von den Komponenten $g_{j,n}$, $\left\{ {i \atop k,l} \right\}$ und den ersten partiellen Koordinatenableitungen $\partial/\partial x^{\overline{m}}$ $\left\{ {s \atop p,q} \right\}$ in der Form $^2\overline{T}$ $(g_{j,n}$, $\left\{ {i \atop k,l} \right\}$, $\partial/\partial x^{\overline{m}}$ $\left\{ {s \atop p,q} \right\})_1^6$ abhängen. Wäre die R_6 gemäß $^2\overline{g} = {}^2\overline{E}$ euklidisch, dann würde das Energieprinzip ausgedrückt durch $\overline{div_6}$ $^2\overline{T} = \overline{o}$. Das phänomenologische Schema 79 beschreibt den speziellen Fall eines statisch stabilen Photonenfeldes ausgedrückt durch $T_{56} = T_{65} = o$ aufgrund der notwendigen Interpretation von x_5 und x_6. Für diese Korrespondenz- und Korrelationsfreiheit ist $\overline{div_6}$ $^2\overline{T} = \overline{o}$ völli evident, doch muß diese Beziehung auch dann gelten, wenn Korrespondenzen oder Korrelationsänderungen des Photonenfeldes vorliegen. Aufgrund der Eigenschaften von x_5 und x_6 können sich derartige Prozesse der mesobarischen Dynamik nur in $T_{56} = P \neq o$ und $T_{65} = U \neq o$ äußern, wobei P und U die Transformationseigenschaften des Photonenfeldes beim Korrespondenz- oder Korrelationsvorgang beschreiben. Andererseits wirken in $\overline{div_6}$ $^2\overline{T}$ auf P und U nur die Operatoren $\partial/\partial x_6$ und $\partial/\partial x_5$ so daß $\overline{div_6}$ $^2\overline{T} = \overline{o}$ neben dem statischen Fall auch den dynamischen einer Korrespondenz- oder Korrelationsänderung impliziert. Ein System äonischer Feldgleichungen, welches von dieser Divergenzfreiheit im R_6 ausgeht, impliziert also von vornherein die mesobarische Statik, Dynamik und Metastatik im Sinne einer Synthese, so daß diese drei Möglichkeiten der Somawelt im R_6 vereinheitlicht werden. $\overline{div_6}$ $^2\overline{T} = \overline{o}$ drückt weiterhin als phänomenologische Beziehung alle Erhaltungsprinzipien aus, welche in den $R_{\pm 4}$ und R_4 gelten, doch hat $\overline{div_6}$ $^2\overline{T} = \overline{o}$ trotzdem nur approximativen Charakter, weil $\overline{div_6}$ im R_6 nur für $^2\overline{g} = {}^2\overline{E}$ definiert ist. Tatsächlich ist aber $^2\overline{g} \neq {}^2\overline{E}$ eine Feldfunktion, doch gilt, bezogen auf die geodätischen Koordinaten $^2\overline{g}$ $(\overline{\xi^1})_1^6$ = const. $\neq {}^2\overline{E}$ und in Bezug auf diese Koordinaten wird $\Gamma^{(s_1),(s_2)}_{(\pm)} = \Gamma^{(s_1(6)),(s_2(6))}_{(\pm)}$ weil immer $\left\{ {i \atop k,l} \right\} = o$ gilt. Da $^2\overline{T}$ als phänomenologische Größe kovariant erscheint, gilt weiter der euklidische Übergang

$\frac{1}{2}\bar{g} \rightarrow {}^2\bar{E}$ sp $\Gamma^{(6,6)}_{(-)}$; ${}^2\bar{T} = \overline{div_6}\ {}^2\bar{T}$. Schließlich kann noch $\Gamma^{(6,6)}_{(-)} = \Gamma^{(-,-)}_{(-)}$ wegen ${}^2\bar{g} = {}^2\bar{g}^{\times}$ gesetzt werden, so daß sich für das Energieprinzip im R_6 die Fassung sp $\Gamma^{(-,-)}_{(-)}$; ; ${}^2\bar{T} = \bar{o}$ ergibt. Wenn es eine tensorielle Strukturfunktion ${}^2\bar{F}\ (g_{j,n}, \left\{{i \atop k,l}\right\}, \partial/\partial x^m \left\{{s \atop p,q}\right\})^6_1$ gibt, für welche ebenfalls sp $\Gamma^{(-,-)}_{(-)}$; ${}^2\bar{F} = \bar{o}$ gilt, dann muß ein linearer Zusammenhang zwischen ${}^2\bar{F}$ und ${}^2\bar{T}$ existieren. Tatsächlich gibt es eindeutig nur einen einzigen Tensor, der diesen Bedingungen genügt, nämlich ${}^2\bar{F} = {}^2\bar{R} - 1/2\ {}^2\bar{g}\ R$ nach Gleichung 90. Da ${}^2\bar{g} = {}^2\bar{g}^{\times}$ ist, muß auch $\hat{\{\}} = \hat{\{\}}^{\times}$ und ${}^2\bar{R} = {}^2\bar{R}^{\times}$ sein, was aber unmittelbar ${}^2\bar{F} = {}^2\bar{F}^{\times}$ zur Folge hat. Andererseits ist ${}^2\bar{T} \neq {}^2\bar{T}^{\times}$, doch gilt nicht nur sp $\Gamma^{(-,-)}_{(-)}$; ${}^2\bar{T} = \bar{o}$, sondern auch sp $\Gamma^{(-,-)}_{(-)}$; ${}^2\bar{T}^{\times} = \bar{o}$, also 1/2 sp $\Gamma^{(-,-)}_{(-)}$; ; $({}^2\bar{T} + {}^2\bar{T}^{\times}) = 1$ sp $\Gamma^{(-,-)}_{(-)}$; ${}^2\bar{T}_+ = \bar{o}$, was mit ${}^2\bar{F}$ wegen ${}^2\bar{T}_+ = {}^2\bar{T}_+^{\times}$ gemäß ${}^2\bar{F} = \mathcal{R}\ {}^2\bar{T}_+$ oder ${}^2\bar{R} - 1/2\ {}^2\bar{g}\ R = \mathcal{R}\ {}^2\bar{T}_+$ in einen proportionalen Zusammenhang gebracht werden kann. Für das Matrizenspektrum folgt, wenn sp ${}^2\bar{T}$ = sp ${}^2\bar{T}_+$ =T gesetzt wird, $\mathcal{R}\ T$ = sp $({}^2\bar{R} - 1/2\ {}^2\bar{g}\ R) = R\ (1 - 1/2 \cdot \text{sp}\ {}^2\bar{g}) = -2\ R$, weil sp ${}^2\bar{g} = 6$ im R_6 ist. Einsetzen dieses Matrizenspektrums liefert dann den Zusammenhang ${}^2\bar{R} = \mathcal{R}\ ({}^2\bar{T}_+ - 1/4\ {}^2\bar{g}\ T)$. Hierin kann immer ${}^2\bar{R}$ mit 89 durch den Operator C gemäß ${}^2\bar{R} = \text{sp}\ C$; $\hat{\{\}}$ dargestellt werden, was zu sp C ; $\hat{\{\}} = \mathcal{R}\ ({}^2\bar{T}_+ - 1/4\ {}^2\bar{g}\ T)$ führt, das heißt, die Einwirkung des Operators sp C auf das strukturelle Transmissionsfeld $\hat{\{\}}$ im R_6 liefert eine tensorielle, rein phänomenologische Größe, die im wesentlichen durch den Energiedichtetensor 79 bestimmt wird. Eine Untersuchung des Operators führt zu $\int_{R_6} (\left\{{i \atop k,l}\right\}^{\times} C_m ; \left\{{m \atop k\ l}\right\} - \left\{{i \atop k\ l}\right\} (C_m ; \left\{{m \atop k\ l}\right\})^{\times})$. $d\Omega = o$, oder tensoriell $\int_{R_6} (\hat{\{\}}^{\times}\ \text{sp}\ C ; \hat{\{\}} - \hat{\{\}}\ (\text{sp}\ C ; \hat{\{\}})^{\times})\ d\Omega = \int_{R_6} (\hat{\{\}}\ \text{sp}\ C ; \hat{\{\}} - \hat{\{\}}\ \text{sp}\ C ; \hat{\{\}})\ d\Omega = \bar{o}$, also zur Hermitezität

des Operators sp C, weil $\hat{\{\}} = \hat{\{\}}^{\times}$ und sp C ; $\hat{\{\}}$ = = (sp C ; $\hat{\{\}}$)$^{\times}$ wegen $^{2}\bar{R} = {}^{2}\bar{R}^{\times}$ ist. d $\Omega = e^{\varphi} \prod_{k=1}^{6} dx^{k}$ ist ein Element des Weltvolumens. Neben dieser Hermitezität von sp C kann stets die Konvergenz $\int_{R_6} \left\{ {i \atop k\ l} \right\} \cdot \left\{ {i \atop k\ l} \right\}^{\times} d\Omega < \infty$ in Analogie zum R_4 hergeleitet werden, was immer die Normierung $\int_{R_6} \left\{ {i \atop k\ l} \right\} \left\{ {i \atop k\ l} \right\}^{\times} d\Omega = 1$ möglich macht. Wenn aber sp C hermitesch und $\hat{\{\}}$ konvergent ist, dann muß in sp C ; $\hat{\{\}}$ der Operator sp C ein Zustandsoperator sein, und $\hat{\{\}}$ eine Zustandsfunktion, wobei durch diesen Zustandsoperator metrische Raumzustände des R_6 beschrieben werden. Nach s p C ; $\hat{\{\}} = \mathcal{R}$ ($^{2}\bar{T}_{+}$ - 1/4 $^{2}\bar{g}$ T) sind diese metrischen Raumzustände aber unmittelbar energetischen, also phänomenologischen Größen äquivalent, welche aber nach der phänomenologischen Induktion immer in Quantenstufen erscheinen müssen. Dieser phänomenologische Befund deckt sich aber wiederum mit der Tatsache, daß sp C hermitesch und $\hat{\{\}}$ konvergent ist; denn unter diesen Umständen müssen Zusammenhänge der Form C_m ; $\left\{ {m \atop k,l} \right\} = \lambda_m (k,l) \left\{ {m \atop k,l} \right\}$ oder sp C ; $\hat{\{\}} = \bar{\lambda} \hat{\{\}}$ existieren, weil es wegen der Hermitezität und Konvergenz einem abstrakten Funktionenraum geben muß. Nach dem Korrespondenzprinzip wäre dann $\bar{\lambda} \hat{\{\}} \rightarrow \mathcal{R}$ ($^{2}\bar{T}_{+}$ - 1/4 $^{2}\bar{g}$ T) der Übergang von den mikromaren Quantenstufen zum makromaren Feldkontinuum dem s p C ; $\hat{\{\}} \rightarrow {}^{2}\bar{R}$ parallel läuft. Aus der Hermitezität von sp C folgt unmittelbar $\bar{o} = \int_{R_6} (\hat{\{\}}^{\times}$ sp C ; $\hat{\{\}}$ - $\hat{\{\}}$ (sp C ; $\hat{\{\}}$)$^{\times}$) d $\Omega = (\bar{\lambda} - \bar{\lambda}^{\times}) \int_{R_6} \hat{\{\}} \hat{\{\}}^{\times} d\Omega$, also $\bar{\lambda} - \bar{\lambda}^{\times} = \bar{o}$, beziehungsweise $\lambda_m = \lambda_m^{\times}$ oder I m $\bar{\lambda} = \bar{o}$, das heißt, alle Eigenwerte müssen reell sein und bilden ein diskretes Punktspektrum, so daß durch sp C ; $\hat{\{\}} = \bar{\lambda} \hat{\{\}}$ und Im $\bar{\lambda} = \bar{o}$ quantenhafte metrische Raumzustände des R_6 beschrieben werden, welche sich im R_4 der Somawelt als Materiefeldquanten und ihre Korrespondenzen manifestieren. Das Eigenwertproblem sp C ; $\hat{\{\}} = \bar{\lambda} \hat{\{\}}$ ist ein Matrizenspektrum, dessen Komponenten C_m ; $\left\{ {m \atop k,l} \right\} = \lambda_m \left\{ {m \atop k,l} \right\}$ sind. Aus dieser

Komponentendarstellung ergibt sich die Möglichkeit, den Bildungs-
prozeß des Matrizenspektrums rückgängig zu machen, was zu
$C_m ; \left\{ {i \atop k,l} \right\} = \lambda_m \left\{ {i \atop k,l} \right\}$ oder als Schema geschrieben
$C ; \hat{\{\}} = \bar{\lambda} \times \hat{\{\}}$ in Analogie zum R_4 führt. Offenbar ist
das ursprüngliche Eigenwertproblem $sp\ C ; \hat{\{\}} = \bar{\lambda} \hat{\{\}}$ ein Son-
derfall , so daß die tensorielle Operatorgleichung $C ; \hat{\{\}} =$
$= \bar{\lambda} \times \hat{\{\}}$ das universellere Gesetz ist. Ob auch durch diese
Beziehung diskrete metrische Quantenstufen als Raumzustände des
R_6 beschrieben werden, hängt davon ab, ob die Eigenwerte,
wirklich ein Punktspektrum diskreter Quantenstufen bilden, also ob
ein abstrakter Funktionenraum existiert, Wenn die Konvergenz der
Zustandsfunktionen $\hat{\{\}}$ gemäß $I = \int_{R_6} \hat{\{\}} \hat{\{\}}^{\times} d\Omega < \infty$ für
$sp\ C ; \hat{\{\}} = \bar{\lambda} \hat{\{\}}$ gewährleistet ist, dann muß dies auch
für $C ; \hat{\{\}} = \bar{\lambda} \times \hat{\{\}}$ der Fall sein, so daß nur noch C
hinsichtlich seiner hermiteschen Eigenschaften zu untersuchen ist.
Wegen $\hat{\{\}} = \hat{\{\}}^{\times}$ und $(C_m ; \left\{ {i \atop k,l} \right\})^{\times} = C_m^{\times} ; \left\{ {i \atop k,l} \right\}^{\times} =$
$= C_m^{\times} ; \left\{ {i \atop k,l} \right\}$ folgt $\int_{R_6} (\left\{ {i \atop k,l} \right\}^{\times} C_m ; \left\{ {i \atop k,l} \right\} -$
$- \left\{ {i \atop k,l} \right\} (C_m ; \left\{ {i \atop k,l} \right\})^{\times}) d\Omega = \int_{R_6} \left\{ {i \atop k,l} \right\} (C_m - C_m^{\times})$
$; \left\{ {i \atop k,l} \right\} d\Omega$. Andererseits gilt nach $C ; \hat{\{\}} = \bar{\lambda} \times \hat{\{\}}$
für das Integral $\int_{R_6} (\left\{ {i \atop k,l} \right\}^{\times} C_m ; \left\{ {i \atop k,l} \right\} - \left\{ {i \atop k,l} \right\} \cdot$
$\cdot (C_m ; \left\{ {i \atop k,l} \right\})^{\times}) d\Omega = \int_{R_6} \left\{ {i \atop k,l} \right\} (\lambda_m - \lambda_m^{\times}) \cdot$
$\cdot \left\{ {i \atop k,l} \right\} \cdot d\Omega = (\lambda_m - \lambda_m^{\times}) I^{i}_{k,l}$. Da immer $I^{i}_{k,l} > 0$
ist, kann die Bedingung der Hermitezität des Zustandsoperators
$\int_{R_6} (\left\{ {i \atop k,l} \right\}^{\times} \cdot C_m ; \left\{ {i \atop k,l} \right\} - \left\{ {i \atop k,l} \right\} (C_m ; \left\{ {i \atop k,l} \right\})^{\times}) \cdot$
$\cdot d\Omega = o$ nur für $\lambda_m = \lambda_m^{\times}$, also $Im\ \bar{\lambda} = \bar{o}$ er-
füllt werden, doch ergab sich die Realität der Eigenwerte bereits
aus der nachgewiesenen Hermitezität von $sp\ C$, so daß auch C
unmittelbar diese Bedingung erfüllt. Es gelten also die Beziehun-
gen

$$C\ ;\ () = (\ C\ ;\ ()\ )^{x}\ ,\ I = \int_{R_6} \hat{\{\}}\ \hat{\{\}}^{x}\ d\Omega < \infty\ d\Omega =$$

$$= e^{\varphi} \prod_{k=1}^{6} d\, x^{\underline{k}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 91,$$

welche aussagen, daß für $\hat{\{\}}$ ein abstrakter Funktionenraum existiert, dessen Trägerraum R_6 ist. In diesem Funktionenraum stellt das Gesetz

$$C\ ;\ \hat{\{\}} = \bar{\lambda} \times \hat{\{\}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 92$$

offenbar ein ganz universelles Naturgesetz dar; denn C wirkt dabei als Zustandsoperator des komplexen Raumes R_6 selber hermitesch auf die konvergente Strukturfunktion $\hat{\{\}}$ dieses Raumes ein, derart, daß ein sechsdimensionales Eigenwertproblem entsteht, dessen Eigenwerte ein Punktspektrum diskreter metrischer Quantenstufen bilden, welche in den R_4 der Somawelt projiziert, das zeitliche Schicksal der Materiefeldquanten im R_3 beschreiben. Daß es sich bei diesen Eigenwerten tatsächlich um metrische Quantenstufen handelt, geht unmittelbar aus $C\ ;\ \hat{\{\}} = {}^{4}\bar{R}$ hervor, was mit Gleichung 92 die Aussagen ${}^{4}\bar{R} = \bar{\lambda} \times \hat{\{\}}$ liefert. Der R_6 ist offenbar nur dann euklidisch, wenn ${}^{4}\bar{R} = {}^{4}\bar{o}$ ist und dies kann für $\hat{\{\}} \neq \hat{o}$ nur erreicht werden, wenn die Eigenwertspektren $\bar{\lambda} = \bar{o}$ leer sind. Wenn also die Eigenwerte aus Gleichung 92 verschwinden, dann wird der R_6 euklidisch, das heißt, die Eigenwerte $\bar{\lambda} \neq \bar{o}$ bedingen die nichteuklidische Metrik ${}^{4}\bar{R} \neq {}^{4}\bar{o}$, so daß tatsächlich diese Eigenwerte als metrische Quantenstufen aufgefaßt werden müssen. Andererseits folgt aus dem Matrizenspektrum der Gleichung 92 und der durchgehenden Korrespondenz zum Feldkontinuum, nämlich

$$\mathrm{sp}\ C\ ;\ \hat{\{\}} = \bar{\lambda}\ \hat{\{\}}\ ,$$

$$\lim_{I \to \infty} \bar{\lambda}\ \hat{\{\}} = \mathcal{R}\ ({}^{2}\bar{T}_{+} - 1/4\ {}^{2}\bar{g}\ T) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ 92\ a,$$

daß diese Eigenwerte zugleich energetischer Natur sind, woraus die schon erwähnte Aussage folgt, daß die Projektion dieser metrischen Quantenstufen in dem R_4, beziehungsweise R_3 in Form der Materiefeldquanten manifest wird. Hierbei ist zu betonen, daß 92 völlig universell ist, weil in $\mathrm{sp}\ \Gamma^{(-,-)}_{(-)}$; ${}^{2}\bar{T} = \bar{o}$ alle Korrespondenz- und Korrelationsfälle mit $T_{56} \neq o$ und $T_{65} \neq o$ bereits enthalten sind, so daß kein Analogon zur mesobarischen Dynamik oder

Metastatik existiert. Die Schwäche von 92 liegt wiederum bei der Möglichkeit $\hat{\{\}} = \hat{o}$ im Fall der Geodäsie. Neben sp C ; $\hat{\{\}} = \bar{\lambda}\,\hat{\{\}}$ ist von Gleichung 92 noch das Matrizenspektrum C ; sp $\hat{\{\}} = \bar{\lambda} \times \text{sp}\,\hat{\{\}}$ möglich. Wegen ${}^2\bar{g} = {}^2\bar{g}^{\times}$ gilt aber das Theorem $\partial\varphi/\partial x^{\bar{1}} = \left\{ {m \atop 1,m} \right\}$, also sp $\hat{\{\}} = \text{grad}_6\varphi$, was mit dem weiteren Theorem C ; $\text{grad}_6\,\varphi = {}^2\bar{o}$ in das Spektrum eingesetzt $\bar{\lambda} \times \text{grad}_6\,\varphi = {}^2\bar{o}$ liefert. Hierin muß immer wenn überhaupt eine nichteuklidische Struktur in dem betreffenden Weltbereich, also Weltlinienkrümmungen vorliegen, die ein dynamisches Geschehen kennzeichnen $\bar{\lambda} \neq \bar{o}$ sein, damit ${}^4\bar{R} = \bar{\lambda} \times \hat{\{\}} \neq {}^4\bar{o}$ bleibt. $\bar{\lambda} \times \text{grad}_6\,\varphi = {}^2\bar{o}$ könnte noch durch $\text{grad}_6\,\varphi = \bar{o}$ realisiert werden, doch würde dies eine Einschränkung der Allgemeinheit bedeuten, weil $\text{grad}_6\,\varphi = \bar{o}$ nur für $\varphi = \text{const.}$, also $g = \text{const.}$ möglich ist, wobei $g = \text{const.}$ im Fall ${}^2\bar{g}\,(x^{\bar{1}})^6_1$ nur für eine ganz spezielle Klasse von Fundamentaltensoren oder im Fall ${}^2\bar{g} = \text{const}$ nur in Bezug auf geodätische Koordinaten erreicht werden kann. Im allgemeinen Fall ist immer $\text{grad}_6\,\varphi \neq \bar{o}$ und dies bedeutet für $\bar{\lambda} \times \text{grad}_6\,\varphi = {}^2\bar{o}$, daß $\bar{\lambda} \parallel \text{grad}_6\,\varphi$ sein muß, wenn $g\,(x^{\bar{1}})^6_1$ ist. Aus dieser Bedingung des Matrizenspektrums der Gleichung 92 folgt demnach die zusätzliche Aussage

$$\bar{\lambda} \parallel \text{grad}_6\,\varphi \quad \ldots\ldots\ldots\

infolge ihrer Korrespondenz miteinander die Weltliniensysteme deformieren können. Aus diesem Grunde besteht zumindest heuristisch die Möglichkeit, daß $^2\overline{g} = {}^2\overline{g}^{\varkappa}$ des R_6 als hermitesches Kompositionsfeld aufzufassen ist, welches durch die strukturelle Komposition von Partialstrukturen entsteht. Zunächst erscheint es aber sinnvoll, diese heuristische Möglichkeit zu analysieren, was entweder zu einer Verifikation oder einem weiterführenden theoretischen Ansatz den analytischen Weg aufzeigen muß.

6.) Heuristische Komposition von Partialstrukturen.

Im Matrizenspektrum von 92 , also sp C ; $\hat{\{\}} = \bar{\lambda}\ \hat{\{\}}$ liefert die Divergenz $\mathfrak{I} \to \infty$ die Übergänge s p C ; $\hat{\{\}} \to {}^2\overline{R}$, sowie $\bar{\lambda}\ \hat{\{\}} \to \varkappa\ ({}^2\overline{T}_+ - 1/4\ {}^2\overline{g} \cdot T)$, also ${}^2\overline{R} = \varkappa({}^2\overline{T}_+ - 1/4\ {}^2\overline{g} \cdot T)$ oder ${}^2\overline{R} - 1/2\ {}^2\overline{g} \cdot R = \varkappa\ {}^2\overline{T}_+$ im makromaren Feldkontinuum. Wegen ${}^2\overline{g} = {}^2\overline{g}^{\varkappa}$ ist auch ${}^2\overline{R} = {}^2\overline{R}^{\varkappa}$, sowie $R = R^{\varkappa}$ und ${}^2\overline{R} - 1/2\ {}^2\overline{g} \cdot R = ({}^2\overline{R} - 1/2\ {}^2\overline{g} \cdot R)^{\varkappa}$, so daß die hermitesche Weltstruktur bedingt, daß von dem phänomenologischen Schema 79 nur ${}^2\overline{T}_+ = {}^2\overline{T}_+^{\varkappa}$ für 92 relevant ist. Für die relevanten hermiteschen Komponenten folgt aus $2 \cdot {}^2\overline{T}_+ = {}^2\overline{T} + {}^2\overline{T}^{\varkappa}$ mit 79 und den (min) $\neq$ o das explizite System :

$$T_{+11} = 2\ p^2/\eta\ (q_{+1}^2 + q_{-1}^2 - q_+^2) - p^2 ,$$

$$T_{+22} = q_{+2}^2 + q_{-2}^2 - 1/2\ (q_+^2 + q_-^2) ,$$

$$T_{+33} = q_{+3}^2 + q_{-3}^2 - 1/2\ (q_+^2 + q_-^2) ,$$

$$T_{+44} = 1/2\ (q_+^2 + q_-^2) , \quad T_{+55} = \bar{p}\ \bar{D} , \quad T_{+66} = \bar{p}\ \bar{C} ,$$

$$T_{+12} = 2\ p^2\ (q_{+1}\ q_{+2} + q_{-1}\ q_{-2} + \alpha_-\ (p , D)_{1,2}) \cdot (\eta - 2\ \alpha_+\ \bar{p}\ \bar{D})^{-1} ,$$

$$T_{+13} = 2\ p^2\ (q_{+1}\ q_{+3} + q_{-1}\ q_{-3} + \alpha_+\ (p , C)_{1,3}) \cdot (\eta - 2\ \alpha_-\ \bar{p}\ \bar{C})^{-1} ,$$

$$T_{+14} = 2\ (\bar{D} \times \bar{C})_1 \cdot \bar{p}\ (\alpha_-\ \bar{D} - \alpha_+\ \bar{C})\ (\eta - 2\ \bar{p})^{-1} ,$$

$$T_{+15} = \alpha_-\ (p_1\ D_1 + p_3\ D_3) + \alpha_+\ \bar{p}\ \bar{D}\ ((q_{+1}^2 + q_{-1}^2 - q_+^2) \cdot \eta^{-1} - \varkappa_+\ (p_3 C_3/\overline{pC} + \alpha_-/2)) ,$$

$$T_{+16} = \alpha_+\ (p_1\ C_1 + p_2\ C_2) + \alpha_-\ \bar{p}\ \bar{C}\ ((q_{+1}^2 + q_{-1}^2 - q_+^2)\eta^{-1}_+ =$$

$+ \quad \mathcal{R}_+ \ (p_2 D_2/\bar{p}\ \bar{D} \quad + \alpha_+/2)\ )$, $T_{+23} = q_{+2}\ q_{+3} + q_{-2}\ q_{-3} +$
$+ \eta/2 \cdot (p, Q^{\times})_{23}\ (\bar{p} \cdot \bar{Q})^{-1}$, $T_{+24} = - 2\ i\ (\bar{D} \times \bar{C})_2 -$
$= - p^2\ (p_2\ (\alpha_-\ D_3 + \alpha_+\ C_3) \cdot (\alpha_-\ \bar{p}\ \bar{D} + \alpha_+\ \bar{p}\ \bar{C})^{-1} \quad +$
$+ i/2 \cdot (1 - \alpha_+ \cdot p_2 D_2/\bar{p}\ \bar{D})\ )$, $T_{+26} = \alpha_+\ (p,C)_{12} +$
$+ 2\ \alpha_-\ \bar{p}\ \bar{C} \cdot (q_{+1}\ q_{+2} + q_{-1}\ q_{-2} + \alpha_-\ (p,D)_{12}) \cdot$
$\cdot (\eta - 2\ \alpha_-\ \bar{p}\ \bar{D})^{-1}$, $T_{+34} = - 2\ i\ (\bar{D} \times \bar{C})_3 - \alpha_+ (\bar{p} \times \bar{C})_3 \cdot$
$\cdot (\alpha_-\ \bar{p}\ \bar{C} + p^2)^{-1}\ \eta/4$, $T_{+35} = \alpha_-\ (p\ D)_{13} +$
$+ 2\ \alpha_+\ \bar{p}\ \bar{D}\ (q_{+1}\ q_{+3} + q_{-1}\ q_{-3} + \alpha_+\ (p,C)_{13}) \cdot$
$\cdot (\eta - 2\ \alpha_-\ \bar{p}\ \bar{C})^{-1}$, $T_{+36} = - p^2\ (p_3\ (\alpha_-\ D_2 + \alpha_+\ C_2) \cdot$
$\cdot (\alpha_+\ \bar{p}\ \bar{D} + \alpha_-\ \bar{p}\ \bar{C})^{-1} - i/2\ (1 + \alpha_-\ p_3 C_3/\bar{p}\ \bar{C})\ )$,
$T_{+45} = - \alpha_-\ (\ (\bar{p} \times \bar{D})_1 + (\bar{p} \times \bar{D})_3 - \bar{p}\ \bar{D} \cdot (\mathcal{R}_+\ \alpha_+\ (\bar{p} \times \bar{C})_3 \cdot$
$\cdot (\alpha_-\ \bar{p}\ \bar{C} + p^2)^{-1} \quad + 2\ (\bar{D} \times \bar{C})_1 \cdot (\eta - 2\ p^2)^{-1})\ )$,
$T_{+46} = - \alpha_+\ (\ (\bar{p} \times \bar{C})_1 + (\bar{p} \times \bar{C})_2 + 2\ \bar{p}\ \bar{C}\ (\ (\bar{D} \times \bar{C})_1 \cdot$
$\cdot (\eta - 2\ p^2)^{-1} \quad - (\bar{p} \times \bar{D})_2 \cdot (\alpha_+\ \bar{p}\ \bar{D} + p^2)^{-1} \cdot \mathcal{R}_-/\alpha_+))$,
$T_{+56} = Q$, worin $2\ Q = P + U \neq o$ eventuell Korrespondenzen des speziellen Photonenfeldes 79 beschreibt, während für den statischen Fall $Q = o$ gilt. Damit existiert also explizit
${}^2\bar{T}_+\ (\bar{p}\ ,\ \bar{D}\ ,\ \bar{C}\ ,\ Q) = {}^2\bar{T}_+^{\times}$. Wegen der Hermitezität und der Tatsache, daß die Feldvektoren in dem Tensor stets quadratisch auftreten, folgt der Schluß, daß ${}^2\bar{T}_+ = sp\ {}^2\bar{M} \times {}^2\bar{M}$ stets als Iteration eines Feldtensors ${}^2\bar{M}$ aufgefaßt werden kann, in welchem die Feldkomponenten linear erscheinen. Zweifellos ist als Folge der Linearität in diesem unbekannten Feldtensor die Wechselbeziehung zwischen den Feldkomponenten enthalten, die allerdings ebenfalls unbekannt ist, doch scheint aufgrund dieses Sachverhaltes für ${}^2\bar{M}$ die Bezeichnung entelechischer „Feldtensoren" gerechtfertigt. Das fundamentale phänomenologische Problem besteht offensichtlich in der expliziten Beschreibung dieses entelechischen Feldtensors. Zunächst folgt aus ${}^2\bar{T}_+ = sp\ {}^2\bar{M} \times {}^2\bar{M}$, wegen ${}^2\bar{T}_+ = {}^2\bar{T}_+^{\times}$, daß es nur die Möglichkeiten ${}^2\bar{M} = \pm\ {}^2\bar{M}^{\times}$ gibt; denn nur dann liefert die Iteration einen hermiteschen Tensor. Es muß weiter gefordert werden daß sich die Feldtensoren ${}^2\bar{M}_{(\pm 1)}$ und ${}^2\bar{M}_{(\pm 2)}$ der Somawelten $R_{\pm 4}$

approximativ als Sonderfälle aus $^2\bar{M}$ ergeben. Da aber diese vier Tensoren alle antihermitesch sind, bleibt für $^2\bar{M}$ nur $^2\bar{M} = -\,{}^2\bar{M}^{\times}$, wenn sich die Feldtensoren der $R_{\pm 4}$ approximativ als Raumzeitabschnitte ergeben sollen. Mithin ist die Problemstellung eindeutig geworden.

Aus $^2\bar{T}_+ = sp\ {}^2\bar{M} \times {}^2\bar{M}$ in der Komponentenform $T_{+ik} = \sum_{\gamma=1}^{6} M_{i\gamma} \cdot M_{\gamma k}$ folgt, daß zur Kürzung $^2\bar{T}_+ = \hat{T} = \hat{T}^{\times}$ als hermitesche und $^2\bar{M} \equiv \hat{M} = -\,\hat{M}^{\times}$ als antihermitesche quadratische Matrix vom Typ 6 aufgefaßt werden dürfen. Da auch $sp\ {}^2\bar{M} \times {}^2\bar{M} = \hat{M}^2$ gilt, reduziert sich das Eliminationsproblem $\hat{T} = \hat{M}^2$ auf die Radizierung einer quadratischen hermiteschen Matrix. Wenn eine unitäre Transformationsmatrize $\hat{S} \cdot \hat{S}^{\times} = \hat{E}$ vom quadratischen Typ 6 existiert, welche $\hat{T}$ gemäß $\hat{S}\,\hat{T}\,\hat{S}^{\times} = \hat{\Lambda} = (\Lambda_i \cdot \delta_{ik})_6 \equiv {}^2\bar{\Lambda}$ auf das Diagonalschema transformiert, dann kann diese Radizierung von $\hat{T}$ durchgeführt werden. Die Elemente von $\hat{S}$ müssen dabei von den T_{+ik} bestimmt werden und $\hat{S}\,\hat{S}^{\times} = \hat{E}$ welche $\hat{T}$ auf $\hat{\Lambda}$ bringt, existiert dann, wenn $\hat{T}$ positiv definit oder mindestens semidefinit ist. Nach dem Matrixkalkül ist diese Eigenschaft aber gegeben, wenn $sp\ \hat{T} \equiv sp\ {}^2\bar{T}_+ \geq o$ gilt. Einsetzen der Diagonalkomponenten von $^2\bar{T}_+$ in das Matrizenspektrum liefert $sp\ \hat{T} = \sum_{\gamma=1}^{6} T_{+\gamma\gamma} = (2\,\bar{p}/\eta - 1)\cdot(q_{+1}^2 + q_{-1}^2) - p^2\,(2\,q_+^2/\eta + 1) + 1/2\,(q_+^2 + q_-^2) + \bar{p}\,(\bar{D} + \bar{C})$. Wenn $\bar{p}$ von $\bar{D}$ und $\bar{C}$ erregt wird, was wegen des energetischen Charakters der T_{+ik} nach dem Energiematerieäquivalent sowie dem Äquivalent von Gravitation und Trägkeit immer gegeben ist, dann bleibt $\bar{p} \ll (\bar{D}, \bar{C})$ und $p^2 \ll \eta$, so daß für $\bar{p} \approx \bar{o}$ die Approximation $2\ sp\ \hat{T} \approx q_+^2 + q_-^2 - 2 \cdot (q_{+1}^2 + q_{-1}^2)$ entsteht. Da Photonen in ihrer Feldverteilung aber niemals eindimensional sein können ist immer $q_+^2 + q_-^2 \geq 2 \cdot (q_{+1}^2 + q_{-1}^2)$ erreichbar, was aber $sp\ \hat{T} \geq o$ bedeutet. Da demnach $\hat{T}$ mindestens semidefinit ist, muß $\hat{S}$ existieren und dies bedeutet, daß $\hat{S}\,\hat{T}\,\hat{S}^{\times} = \hat{\Lambda}$ möglich wird. Einsetzen von $\hat{T} = \hat{M}^2 = \hat{M}\,\hat{E}\,\hat{M} = \hat{M}\,\hat{S}\,\hat{S}^{\times}\,\hat{M} = \hat{M}\,\hat{S}^{\times}\,\hat{S}\,\hat{M}$ in die Diagonaltransformation liefert $\hat{\Lambda} = \hat{S}\,\hat{T}\,\hat{S}^{\times} =$

$= \hat{S}\,\hat{M}\,\hat{S}^{\times}\,\hat{S}\,\hat{M}\,\hat{S}^{\times} = (\hat{S}\,\hat{M}\,\hat{S}^{\times})^2$. Wenn $|\hat{T}|_6 \neq o$ regulär bleibt, also $r\,g\cdot\hat{T} = 6$ und $def\,\hat{T} = o$ ist, dann muß auch $|\hat{\Lambda}|_6 = \prod_{i=1}^{6} \Lambda_i \neq o$ regulär sein, weil unter dieser Voraussetzung alle Diagonalelemente $\Lambda_i \neq o$ bleiben. Nimmt man $def\,\hat{T} = o$ an, dann liefert die Determinantenbildung $|\hat{\Lambda}|_6 = |(\hat{S}\,\hat{M}\,\hat{S}^{\times})^2|_6 = |\hat{S}\,\hat{M}\,\hat{S}^{\times}|_6^2$ nach den Regeln der Determinantentheorie. Weil auch $|\hat{\Lambda}|_6 = \prod_{i=1}^{6} \Lambda_i$ gilt, folgt nach Radizierung des Produktes $|\hat{S}\,\hat{M}\,\hat{S}^{\times}|_6 = \prod_{i=1}^{6} \pm\sqrt{\Lambda_i} = \prod_{i=1}^{6} \lambda_i$, wobei die $\lambda_i = \pm\sqrt{\Lambda_i}$ im Sinne $Im\,\lambda_i = o$ als reelle Größen existieren, wenn $\hat{\Lambda}$ hermitesch ist, was aber wegen $\hat{T} = \hat{T}^{\times}$ als Folge von ${}^2\bar{g} = {}^2\bar{g}^{\times}$ in 92 evident ist. Mit $\hat{\lambda} = {}^2\bar{\lambda}$ wird $\prod_{i=1}^{6} \lambda_i = |\hat{\lambda}|_6$ also $|\hat{S}\,\hat{M}\,\hat{S}^{\times}|_6 = |\hat{\lambda}|_6$ oder $\hat{S}\,\hat{M}\,\hat{S}^{\times} = \hat{\lambda}$. Linksmultiplikation mit $\hat{S}^{\times}$ und Rechtsmultiplikation mit $\hat{S}$ liefert dann die Elimination $\hat{M} = \hat{S}^{\times}\,\hat{\lambda}\,\hat{S}$, weil immer nach dem Matrixkalkül $\hat{E}\,\hat{A}\,\hat{E} = \hat{A}$ ist. Wesentlich für die explizite Bestimmung von $\hat{M}$ ist also die Ermittlung von $\hat{S}$ in Abhängigkeit von den Elementen von $\hat{T}$, welche durch die Feldgrößen vorgegeben sind. Aus der Diagonaltransformation $\hat{S}\cdot\hat{T}\cdot\hat{S}^{\times} = \hat{\Lambda}$ folgt nach Rechtsmultiplikation mit $\hat{S}$ das Schema $\hat{S}\,\hat{T} - \hat{\Lambda}\,\hat{S} = \hat{o}$, welches die $6^2 = 36$ Bestimmungsgleichungen für die 36 Elemente von $\hat{S}$ enthält. Unbekannt sind dagegen noch die 6 Diagonalelemente Λ_i aus $\hat{\Lambda}$, welche nur dann ermittelt werden können, wenn neben der Regularität $def\,\hat{T} = o$ für $\hat{T}$ ein Eigenwertproblem existiert.

Ist $\hat{A} = (A_{ik})_n = \hat{A}^{\times}$ in Analogie zu $\hat{T}$ eine hermitesche Matrix vom quadratischen Typ und kennzeichnet $s = |\hat{A} - \lambda\,\hat{E}|_n$ die charakteristische Determinante von $\hat{A}$, dann sind die Elemente von $\hat{A} - \lambda\,\hat{E}$ Linearfunktionen von λ und diejenigen von $\hat{L} = (\hat{A} - \lambda\,\hat{E})^{\times}$ Determinanten aus $(n-1)$ Reihen, also Polinome in λ vom maximalen Grad $(n-1)$. Für die Elemente von $\hat{L}$ gilt

demnach $L_{i,j} = \sum_{k=o}^{n-1} C_{(k)ij} \lambda^k$, wobei die $C_{(k)ij}$ nicht mehr von λ abhängen. Setzt man weiter $(C_{(k)ij})_n = L_k$, wobei also die L_k auch nicht mehr λ enthalten, dann folgt für das Polinom die Matrizendarstellung $\hat{L} = \sum_{k=o}^{n-1} \hat{L}_k \lambda^k$. Offenbar gilt $\hat{A} \cdot \hat{A}^x = \hat{A}^x \hat{A}$ wegen $\hat{A} = \hat{A}^x$. Es ist $(\hat{A} - \lambda \hat{E}) \cdot \hat{L} = \hat{A} \sum_{k=o}^{n-1} \hat{L}_k \lambda^k - \lambda \sum_{k=o}^{n-1} \hat{L}_k \lambda^k =$

$= |\hat{A} - \lambda \hat{E}|_n \cdot \hat{E} = s \hat{E}$, was aber $a = |\hat{A}|_n \neq o$, also die Regularität von $\hat{A}$ voraussetzt. Wird $a_k = (-1)^k$ verwendet, dann ist aber $|\hat{A} - \lambda \hat{E}|_n = \sum_{k=o}^{n-1} a_k \lambda^k$, also $\hat{A} \sum_{k=o}^{n-1} \hat{L}_k \lambda^k - \lambda \sum_{k=o}^{n-1} \hat{L}_k \lambda^k =$

$= \hat{E} \sum_{k=o}^{n-1} a_k \lambda^k$ oder , nach Vergleich identischer Potenzen $\hat{A} \hat{L}_k - \hat{L}_{k-1} = (-1)^k \hat{E}$ für $k < n$ und $-\hat{L}_{n-1} = (-1)^n \hat{E}$ für $k = n$. Nun ist aber $\sum_{k=o}^{n-1} \hat{A}^k (\hat{L}_k \hat{A} - \hat{L}_{k-1}) - \hat{A}^n \cdot \hat{L}_{n-1} = \hat{o}$, wenn $\hat{A}^o = \hat{E}$ verwendet wird und dies bedeutet , $\sum_{k=o}^{n} (-1)^k \hat{A}_k = \hat{o}$, was mit der charakteristischen Gleichung von $\hat{A}$ identisch ist. Hieraus folgt unmittelbar, daß jede quadratische Matrix ihre charakteristische Gleichung erfüllt, wenn diese Matrix regulär und hermitesch ist. Wegen $\hat{T} = {}^2\bar{T}_+$ ist der quadratische Typ und die Hermitezität von $\hat{T}$ von vornherein evident, so daß nur noch die Regularität def $\hat{T} = o$ nachzuweisen ist. Da $\hat{T} = {}^2\bar{T}_+$ Tensorcharakter trägt, ist unter anderem das Produkt der Diagonalelemente $\alpha = \prod_{\gamma=1}^{6} T_{+\gamma\gamma}$ gegen Koordinatentransformationen invariant. Wenn also $\alpha \neq o$ im zugrundegelegten System C gilt, dann ist auch $\alpha' \neq o$ im System C' . Einsetzen der Diagonalelemente von $\hat{T}$ zeigt aber $\alpha \neq o$ für das reale Photonenfeld. $\alpha = o$ ist nur dann möglich, wenn einer der Feldvektoren verschwindet; denn $\cos(\bar{p}, (\bar{D},\bar{C})) \neq o$ ist wegen der Unmöglichkeit divergierender Selbstenergieterme stets erfüllt.

Die Existenz des Photonenfeldes setzt aber $\bar{D} \neq \bar{o}$ und $\bar{C} \neq \bar{o}$ voraus, doch sind die quadratischen Glieder wie D^2 , C^2 oder $\bar{D} \cdot \bar{C}$ nach $E = m c^2$ oder $\eta = \sigma c^2$ immer Trägheitsdichten äquivalent, welche nach dem Gravitations-Trägheitsäquivalent wiederum die Quellen von $\bar{p} \neq \bar{o}$ sein müssen. Demnach ist also $\alpha \neq o$ in C gegeben. Das unitäre Schema $\hat{S}$ aus $\hat{S}\ \hat{T}\ \hat{S}^{\times} = \hat{\Lambda}$ kann aber als eine Hauptachsentransformation in C' aufgefaßt werden, so daß wegen der Invarianz von $\alpha \neq o$ auch $\alpha' \neq o$ bleibt. Für α' gilt aber $\alpha' = \prod_{i=1}^{6} \Lambda_i = |\hat{\Lambda}|_6$, so daß $\alpha' \neq o$ identisch ist mit $|\hat{\Lambda}|_6 \neq o$, was aber $|\hat{T}|_6 \neq o$ voraussetzt und dies wiederum bedeutet $\det \hat{T} = o$, so daß durch den Tensorcharakter die Regularität nachgewiesen ist. Für T muß daher die charakteristische Gleichung $|\hat{T} - \Lambda \hat{E}|_6 = o$ oder $|T_{+ik} - \Lambda \delta_{ik}|_6 = o$ erfüllt sein. Es bleibt noch übrig zu untersuchen, ob unter den von $\hat{T}$ erfüllten Bedingungen die charakteristische Gleichung in das invariante Säkularpolinom entwickelt werden kann.

Ist $w = f(z)$ eine reguläre analytische Funktion über den komplexen algebraischen Zahlenkörper, welche bis auf den Pol $z = z_o$ überall regulär ist, dann gilt für diesen Pol $\lim_{z \to z_o} 1/w = o$.

Am Pol kann demnach $1/w$ als Potenzreihe $1/w = \sum_{\gamma=o}^{\infty} A_\gamma (z-z_o)^\gamma$ entwickelt werden und hierin besteht die Möglichkeit $A_\gamma = o$ für $o \leq \gamma \leq k - 1$, aber $A_\gamma \neq o$ für $\gamma \geq k$. Dies bedingt die Möglichkeit $1/w = \sum_{\gamma=k}^{\infty} A_\gamma (z - z_o)^\gamma = (z - z_o)^k \cdot \sum_{\lambda=o}^{\infty} A_{k+\lambda} (z - z_o)^\lambda = (z - z_o)^k \ \varepsilon$, wobei $\xi(z - z_o) = \sum_{\lambda=o}^{\infty} A_{k+\lambda} (z - z_o)^\lambda$ eine funktionentheoretische Einheitsfunktion ist. Mit $\underline{\varepsilon} = 1/\varepsilon$ gilt dann $f(z) = (z - z_o)^{-k} \cdot \underline{\varepsilon}$, worin - k die Ordnungszahl von f (z) bei z_o und + k die Ordnung der Polstelle angibt. Auch $\underline{\varepsilon}$ kann als Reihe entwickelt werden und zwar gilt $\underline{\varepsilon} = \sum_{\gamma=o}^{\infty} a_{-k+\gamma} (z - z_o)^\gamma$ oder $f(z) = \sum_{\gamma=o}^{\infty} a_{-k+\gamma} (z - z_o)^{-k+\gamma}$, wobei a_{-1} als Residuum

und $H(z) = \sum_{\gamma=0}^{k-1} a_{-k+\gamma} (z - z_o)^{-k+\gamma}$ als Hauptteil der komplexen Funktion $f(z)$ bezeichnet wird.

Es seien die Zahlen $a_j \neq a_{j+1} \neq o$ beliebige reelle oder komplexe Zahlen und zwar bleibe $j < \infty$, während eine Folge anderer Zahlen $r_j > o$ reell ganzzahlig bleibt. Auf diese Weise kann ein allgemeines Polynom $\psi(x) = \prod_j (x - a_j)^{r_j}$, sowie ein anderes Polynom $\chi(x)$ definiert werden, wobei die a_j in der komplexen Ebene liegen. Diese Punkte a_j der komplexen Ebene können vom Nullpunkt aus durch eine ins Unendliche gehende Linie verbunden werden, die sich nicht überschneidet. Da $j < \infty$ bleibt, kann diese Schnittlinie der komplexen Ebene stets gradlinig ausfallen. Diese durch die Schnittlinie verbundenen Punkte a_j der komplexen Ebene x sind aber die Pole der regulären analytischen Funktion $\psi(x)$ von der jeweiligen Ordnung r_j. Mit reellen ganzzahligen $n > o$ kann $\sqrt[n]{x}$ gebildet werden und zwar bleibt $\sqrt[n]{x} \neq o$ regulär analytisch und daher auch $\sqrt[n]{x}/\psi(x)$ mit Ausnahme der Polstellen $x = a_j$. Sind die Funktionen $H_j(x)$ die Hauptteile von $x^{1/n}\ \psi^{-1}$ an den Polen a_j, dann muß also, nach der Funktionentheorie $\sqrt[n]{x}/\psi(x) - \sum_j H_j(x) = \mathcal{S}(x)$ eine in der ganzen komplexen Ebene reguläre analytische Funktion sein. Für diese Hauptteile gilt, da der Pol a_j die Ordnung r_j hat, $H_j(x) = \sum_{\gamma=1}^{r_j} b_{j\gamma} (x - a_j)^{-\gamma} = (x - a_j)^{-r_j} \sum_{\gamma=1}^{r_j} b_{j\gamma} (x-a_j)^{r_j - \gamma} = (x - a_j)^{-r_j} P_j(x)$, worin $P_j = \sum_{\gamma=1}^{r_j} b_{j\gamma} (x - a_j)^{r_j - \gamma}$ ein Polynom vom Grad $(r_j - 1)$ ist. Werden die Hauptteile in $\mathcal{S}(x)$ eingesetzt und mit ψ multipliziert, dann folgt $\sqrt[n]{x} = \psi \cdot \mathcal{S} + \sum_j P_j \psi (x - a_j)^{-r_j}$ und hierin ist $\psi (x - a_j)^{-r_j}$ für jeden Wert j ein Polynom, so daß jedes Summenglied ein Polynom $F_j = P_j \psi (x - a_j)^{-r_j}$ ist, was zu $\sqrt[n]{x} = \psi \mathcal{S} + \sum_j F_j$ führt, also nichts anderes als die Interpolationsformel für $\sqrt[n]{x}$. Mit der regulären Funktion $\chi(x) = \sum_j F_j$, die als Summe von Polynomen wie-

derum ein Polynom sein muß, wird $\sqrt[n]{x} = \chi + \psi\, \varphi$, oder $x = \chi^n + \psi\, P$, wobei P als reguläre Funktion wiederum ein Polynom ist. Mithin gilt $\chi^n - x = - \psi\, P$, das heißt, es kann immer ein Polynom $\chi\,(x)$ gefunden werden, welches so beschaffen ist, daß $\chi^n - x$ durch das Polynom $\psi\,(x) = \prod_j (x-a_j)^{r_j}$ teilbar ist, wobei ψ eine bis auf die a_j reguläre analytische Funktion ist. Die a_j wurden durch die Schnittlinie aus der komplexen Ebene ausgegrenzt.

Ist $\hat{H}$ nicht singulär und quadratisch, dann muß $\hat{H}$ die charakteristische Gleichung erfüllen und in der charakteristischen Determinante $s = |\hat{H} - \lambda \hat{E}|_n$ verschwindet das konstante Glied nicht, weil $\hat{H}$ nicht singulär ist. Das bedeutet aber, daß s die Eigenschaften der Funktion $\psi\,(\lambda)$ erfüllt, so daß es Matrizenpolynome $\hat{H}\,(x)$ und $\hat{q}\,(\lambda)$ als reguläre analytische Funktionen geben muß, welche mit $s = \psi$ die Bedingung $\hat{H}^{-m} - \lambda \hat{E} = s\, \hat{q}\,(\lambda)$ erfüllen, wobei $m > o$ ganzzahlig reell ist. Da in dieser Beziehung die gleichen Potenzen von λ identisch sind und auch für Matrizen das Potenzgesetz $\hat{H}^{\alpha} \cdot \hat{H}^{\beta} = \hat{H}^{(\alpha+\beta)}$ gilt, kann $\lambda = \hat{x}$ substituiert werden, was zu $\hat{H}\,(x) - \hat{x} = s\,(\hat{x})$ führt. Hierin ist $s\,(\hat{x})$ die charakteristische Gleichung für $\hat{H}$, für welche $s = o$ gilt. Und dies bedeutet $\hat{H} = \sqrt[m]{\hat{x}}$ das heißt, wenn $\hat{H}$ quadratisch und regulär ist, dann existiert immer ein Matrizenpolynom $\hat{H}\,(x)$, welches als Wurzel mit dem Wurzelexponenten m dieser Matrizen $\hat{x}$ aufzufassen ist. Diese Funktionentheoretische Analyse zeigt nicht nur, daß im Fall $\hat{T} = \hat{M}^m$ für alle ganzzahligen $m > 1$ die Inversion $\hat{M} = \sqrt[m]{\hat{T}}$ existiert, sondern, daß auch für $m = 2$ die charaktristische Gleichung $|T - \Lambda \hat{E}|_6 = o$ durch eine Entwicklung nach den Determinantenminoren in das invariante Säkularpolinom $\sum_{\gamma=o}^{6} a_\gamma \cdot \Lambda^\gamma = o$ entwickelt werden kann. Da wegen des Tensorcharakters von $\hat{T}$ die a_γ Invarianten sind, und mindestens $a_o \neq o$ sowie $a_6 \neq o$ bleibt, ist das Säkularpolinom eine algebraische Gleichung 6. Grades, deren Grad gegen Koordinatentransformationen ebenfalls invariant bleibt. Es müssen demnach $1 \leq i \leq 6$ Lösungen $\Lambda_i \neq o$ existieren, welche

als Eigenwerte von $\hat{T}$ die Diagonalelemente von $\hat{\Lambda}$ bilden. Damit ist aber $\hat{\Lambda}$ bekannt, so daß nunmehr das Schema $\hat{S}\ \hat{T} - \hat{\Lambda}\ \hat{S} = \hat{o}$ alle 36 Bestimmungsgleichungen für die Elemente von $\hat{S}$ umfaßt. Mit $\hat{\Lambda}$ als Eigenwertmatrix ist also auch die Unitärmatrix vorgegeben. Wegen $\lambda_i = \pm \sqrt{\Lambda_i}$ ist durch $\hat{\Lambda}$ auch $\hat{\lambda}$ gegeben so daß $\hat{M} = \hat{S}^{\times}\ \hat{\lambda}\ \hat{S}$ ebenfalls explizit angegeben werden kann. Der entelechische Feldtensor in seinem Zusammenhang mit dem hermiteschen Anteil von 79 wird also beschrieben durch

$$^2\bar{T}_+ = sp\ ^2\bar{M} \times {}^2\bar{M}\ ,\quad ^2\bar{M} = \hat{S}^{\times}\ {}^2\bar{\lambda} \cdot \hat{S} = -\ {}^2\bar{M}^{\times},$$

$$\hat{S} \cdot \hat{S}^{\times} = \hat{E}\ ,\ {}^2\bar{\lambda} = \left[\pm \sqrt{\Lambda_i} \cdot \delta_{ik}\right]_6 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ 93,$$

wenn die Kürzungen $\hat{T} \equiv {}^2T_+$, $\hat{M} \equiv {}^2\bar{M}$, $\hat{\lambda} \equiv {}^2\bar{\lambda}$ und $\hat{\Lambda} \equiv {}^2\bar{\Lambda}$ rückgängig gemacht werden. Für $\hat{S}$ und ${}^2\bar{\Lambda}$ gelten dabei zur expliziten Ermittlung die Bestimmungsgleichungen

$$\hat{S}\ {}^2\bar{T}_+ - {}^2\bar{\Lambda} \cdot \hat{S} = {}^2\bar{o}\ ,\quad {}^2\bar{\Lambda} = \left[\Lambda_i \cdot \delta_{ik}\right]_6\ ,$$

$$\left| T_{+ik} - \Lambda \cdot \delta_{ik} \right|_6 = o \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ 93\ a,$$

so daß damit der entelechische Feldtensor durch die Hermitesierung von 79 phänomenologisch gegeben ist.

Wenn im R_6 approximativ ${}^2\bar{g} = {}^2\bar{E}$ in guter Näherung erfüllt ist, dann gilt phänomenologisch für das Energieprinzip $\overline{div_6}\ {}^2\bar{T} = \bar{o}$ und $\overline{div_6}\ {}^2\bar{T}^{\times} = \bar{o}$, also $\overline{div_6}\ {}^2\bar{T}_{\pm} = \bar{o}$.

Substitution mit 93 liefert $\overline{div_6}\ sp\ {}^2\bar{M} \times {}^2\bar{M} = \bar{o}$, oder in Komponentenform

$$o = \sum_{k,\gamma=1}^{6} \partial/\partial x_k\ M_{i\gamma} \cdot M_{\gamma k} =$$

$$= \sum_{\gamma,k=1}^{6} M_{\gamma k} \cdot \partial/\partial x_k\ M_{i\gamma} + \sum_{\gamma,k=1}^{6} M_{i\gamma}\ \partial/\partial x_k\ M_{\gamma k} =$$

$$= (sp\ ({}^2\bar{M}\ \widehat{\overline{div_6}}\ ) ;\ {}^2\bar{M})_i + ({}^2\bar{M}\ \overline{div_6} \cdot {}^2\bar{M})_i\ ,\ \text{also}$$

$sp\ ({}^2\bar{M}\ \widehat{\overline{div_6}}) ;\ {}^2\bar{M} + {}^2\bar{M} \cdot \overline{div_6}\ {}^2\bar{M} = \bar{o}$. Diese Beziehung ist aber nur dann erfüllt, wenn $\overline{div_6}\ {}^2\bar{M} = \bar{o}$ gilt. Da ${}^2\bar{M} = -\ {}^2\bar{M}^{\times}$ ist, beschreibt $\overline{div_6}\ {}^2\bar{M} = \bar{o}$ in Analogie zu den Quellenverteilungen der Feldtensoren des R_4 oder der $R_{\pm 4}$ lineare Differentialgleichungen erster Ordnung, welche im Fall des Photonenfeldes die

Felvektoren im 1. Grad enthalten, während $\overline{\overline{div_6}}\ {}^2\bar{T} = \bar{o}$ alle Feldgrößen quadratisch enthält. Für eine phänomenologische Empirie des Photonenfeldes ist also $\overline{\overline{div_6}}\ {}^2\bar{M} = \bar{o}$ besser geeignet als die Quellenverteilung von ${}^2\bar{T}$. Aus der linearen Form der Vektordivergenz des entelechischen Feldtensors muß sich mit 79 für das Photonenfeld explizit eine induktive Wechselbeziehung der Felgrößen ergeben, deren Sonderfall 69 ist. Auch müßten sich durch einen Vergleich unmittelbar σ und ϱ durch die Einwirkung transfiniter Differentialoperatoren $\partial/\partial x_5$ und $\partial/\partial x_6$ auf die Feldvektoren des Photonenfeldes ergeben. Dies bedeutet aber, daß $\overline{\overline{div_6}}\ {}^2\bar{M} = \bar{o}$ im Vergleich mit 69 eine allgemeine Mesobarie des Photonenfeldes 79 impliziert. Diese Mesobarie braucht hier jedoch nicht analysiert zu werden, weil es sich nur um phänomenologische Beziehungen eines ganz speziellen Photonenfeldes handelt. Wegen $E = m c^2$ oder $\eta = \sigma c^2$ und der Tatsache, daß alle T_{ik} Energiedichten sind, kann ${}^2\bar{T}$ auch durch einen allgemeinen Materietensor des R_6 dargestellt werden, der sowohl imponderabele als auch ponderable makromare Feldverteilungen umfaßt. Dieser induktive Schluß entspricht aber einer Abstraktion vom speziellen Feld 79. Auch in diesem Fall ist das Energieprinzip phänomenologisch beschrieben durch $\overline{\overline{div_6}}\ {}^2\bar{T} = \bar{o}$ oder $\overline{\overline{div_6}}\ {}^2\bar{T}_+ = \bar{o}$, was wegen ${}^2\bar{T}_+ = {}^2\bar{T}_+^{\times}$ auch die Verallgemeinerung des entelechischen Feldtensors 93 auf beliebige makromare phänomenologische Felder zuläßt. Die Beziehungen

$$\overline{\overline{div_6}}\ {}^2\bar{T} = \bar{o}\ ,\ \overline{\overline{div_6}}\ {}^2\bar{M} = \bar{o} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 94$$

gelten also unter der Voraussetzung ${}^2\bar{g} = {}^2\bar{E}$ für alle makromaren Feldfunktionen imponderabler oder ponderabler Art und begründen im Fall des Photonenfeldes wegen der expliziten Darstellung 79 eine allgemeine phänomenologische Mesobarie zwischen $\bar{D}$, $\bar{C}$, $\bar{p}$ und $Q(\bar{\Gamma}, \bar{\mu})$ im makromaren Bereich. Wegen ${}^2\bar{M} = -\ {}^2\bar{M}^{\times}$ umfaßt der entelechische Feldtensor immer $1/2\,(36 - 6) = 15$ voneinander verschiedene Komponenten, weil stets $r\,g\ {}^2\bar{T} = r\,g\ {}^2\bar{M} = 6$ ist. Offenbar kennzeichnet ${}^2\bar{M}$ als einheitlicher Feldtensor die entelechische Struktur des Systems über dem Korrelationsbereich R_4; denn in ${}^2\bar{M}$ werden die phänomenologischen Strukturen der $R_{\pm 4}$, die durch den R_4 in Korrelation stehen, in einem einheitlichen Schema des R_6 beschrieben. Der gravitative, sowie der elektromagnetische

Feldtensor in den $R_{\pm 4}$ hat dagegen jeweils $\binom{4}{2} = 6$ Komponenten, so daß ein einheitlicher Feldtensor mindestens $6 + 6 = 12$ Komponenten aufnehmen muß. Im R_4 gilt aber stets für die Komponentenzahl eines antihermiteschen Tensors 2. Grades $\binom{n}{2}$, woraus folgt, daß mindestens $n = 6$ sein muß, wenn 12 Komponenten im Feldtensor unterzubringen sind. Auf diese Weise wird abermals der R_6 begründet. Die Existenz von ${}^2\bar{M}$ läßt jedoch noch einen anderen Schluß zu. Auf jeden Fall werden 12 der insgesamt 15 Komponenten dieses Tensors durch die $6 + 6 = 12$ Komponenten der raumzeitlichen Feldtensoren in den $R_{\pm 4}$ bestimmt. Wenn im ${}^2\bar{T}_+$ transfinite Wechselbeziehungen $Q \neq o$ auftreten, dann muß Q neben $\bar{p}$, $\bar{D}$ und $\bar{C}$ auch $\bar{\Gamma}$ und $\bar{\mu}$ getrennt enthalten, weil $\bar{\mu}$ als phänomenologisches Mesofeld die Wechselbeziehungen der mesobarischen Dynamik und Metastatik im R_4 verursacht, was $Q \neq o$ im R_6 zur Folge hat. Die 15 Komponenten von ${}^2\bar{M}$ können also in drei phänomenologische Strukturgruppen klassifiziert werden und zwar bestimmt die erste Gruppe ($\gamma = 1$) die elektromagnetischen Komponenten von ${}^2\bar{M}_{(-)} = {}^2\bar{M}_{(-1)} + {}^2\bar{M}_{(-2)}$ (projiziert in den R_{-4}) während die Gruppe $\gamma = 2$ die gravitativen Komponenten ${}^2\bar{M}_{(+)} = {}^2\bar{M}_{(+1)} + {}^2\bar{M}_{(+2)}$ (projiziert in den R_{+4}) umfaßt. Diese beiden Gruppen liefern für ${}^2\bar{M}$ bereits $6 + 6 = 12$ Komponenten. Die restlichen $15 - 12 = 3$ Komponenten von ${}^2\bar{M}$ können dabei nur Korrelations- oder Korrespondenzkomponenten aus $Q \neq o$ (projiziert in den R_4) sein, welche die phänomenologische Strukturgruppe $\gamma = 3$ bilden. Jeder phänomenologischen Struktur aus Feldkomponenten muß aber immer eine metrische Struktur entsprechen, so daß der heuristische Schluß naheliegt, daß es $1 \leqq \gamma \leqq 3$ Partialstrukturen ${}^2\bar{g}_{(\gamma)}$ gibt, welche zu ${}^2\bar{g} = {}^2\bar{g}^{\times}$ des R_6 komponieren, weil die phänomenologischen Strukturgruppen γ ebenfalls im einheitlichen entelechischen Feldtensor enthalten sind. Offenbar werden die durch das Mesofeld in Korrelation stehenden Felder des Materiefeldquants und der begleitenden Gravitation durch die drei Partialstrukturen ${}^2\bar{g}_{(\gamma)}$ beschrieben, deren Korrelation zum eigentlichen Materiefeldquant aus dem Funktionalzusammenhang ${}^2\bar{g}\,({}^2\bar{g}_{(\gamma)})_1^3$ der metrischen Feldkomposition im R_6 hervorgehen muß.

${}^2\bar{g}$ des R_6 muß nach A VII 5 als hermitesches Kompositionsfeld ${}^2\bar{g}\,({}^2\bar{g}_{(\gamma)})_1^{\omega}$ aufgefaßt werden. Da zwischen den Dimensionszahlen der metrischen Struktur n und des metrischen Argumentes ω der

Zusammenhang $n = 2\omega$ besteht, aber $n = 6$ ist, folgt $\omega = 3$, das heißt, im R_6 können maximal gemäß ${}^2\bar{g}\ ({}^2\bar{g}_{(\gamma)})^3_1$ nur drei Partialstrukturen komponieren, woraus folgt, daß es im R_6 keine metrische Partialstruktur gibt, die nicht auch in der Somawelt erscheint. Zwar muß immer ${}^2\bar{g} = {}^2\bar{g}^{\times}$ sein, doch gelten für die Partialstrukturen keine Einschränkungsbedingungen, so daß ${}^2\bar{g}_{(\gamma)} \neq {}^2\bar{g}^{\times}_{(\gamma)}$, also die gleichen metrischen Verhältnisse wie im mesobarischen Korrelationsbereich der Somawelt für diese Partialstrukturen angenommen werden.können. Nach A VII 5 kann für jede Partialstruktur μ ein Transmissionsfeld als Feldkern $\left\{{}^{i}_{k\ l}\right\}_{(\mu\mu)}$ in Analogie zu $\left\{{}^{i}_{k\ l}\right\}$ abgeleitet werden, doch sind auch die binären Transmissionsfelder

$$\left\{{}^{i}_{k\ l}\right\}_{(\mu\gamma)} = \left\{{}^{i}_{k\ l}\right\}^{(\mu)}_{(\gamma)} + Q^{\bar{i}}_{(\mu\gamma)m} \left\{{}^{m}_{k\ l}\right\}^{(\mu)}_{(\gamma)}$$

bei einer derartigen Feldkomposition gegeben, in denen sich bereits erste Wechselbeziehungen der Partialstrukturen als Strukturassoziationen nach 53 A VII 5 ausdrücken. Nach A VII 5 wird das allgemeine Kompositionsgesetz von Partialstrukturen ausgedrückt durch $\left\{{}^{i}_{k\ l}\right\} = \sum_{\mu,\gamma=1}^{\omega} \left\{{}^{i}_{k\ l}\right\}_{(\mu\gamma)}$ als Kurzform von 53 A VII. Hierin ist im Fall der R_6 - Strukturen $\omega = 3$ und $\left\{{}^{i}_{k\ l}\right\} = \left\{{}^{i}_{k\ l}\right\}^{\times}$, aber für die Partialkompositionen $\left\{{}^{i}_{k\ l}\right\}^{\times}_{(\mu\gamma)} \neq \left\{{}^{i}_{k\ l}\right\}_{(\mu\gamma)}$ = $= \left\{{}^{i}_{k\ l}\right\}_{(\mu\gamma)+} + \left\{{}^{i}_{k\ l}\right\}_{(\mu\gamma)-}$. Da außerdem für das Transmissionsfeld immer die Differentialgleichung $\left\{{}^{i}_{k\ l}\right\} = \sum_{\mu\gamma=1}^{3} \left\{{}^{i}_{k\ l}\right\}_{(\mu\gamma)}$ gilt, folgt $o = \left\{{}^{i}_{k\ l}\right\} - \left\{{}^{i}_{k\ l}\right\}^{\times} = \sum_{\mu\gamma=1}^{3} \left(\left\{{}^{i}_{k\ l}\right\}_{(\mu\gamma)} - \left\{{}^{i}_{k\ l}\right\}^{\times}_{(\mu,\gamma)} \right) = 2 \sum_{\mu\gamma=1}^{3} \left\{{}^{i}_{k,l}\right\}_{(\mu\gamma)-}$ und $\left\{{}^{i}_{k,l}\right\} = \sum_{\mu\gamma=1}^{3} \left\{{}^{i}_{k,l}\right\}_{(\mu\gamma)+}$. Also

$${}^2\bar{g}_{(\gamma)} = {}^2\bar{g}_{(\gamma)+} + {}^2\bar{g}_{(\gamma)-}, \quad \left\{{}^{i}_{k,l}\right\} = \left\{{}^{i}_{k,l}\right\}^{\times},$$

$$\left\{{}^{i}_{k,l}\right\} = \sum_{\mu\gamma=1}^{3} \left\{{}^{i}_{k,l}\right\}_{(\mu\gamma)+}, \quad \sum_{\mu\gamma=1}^{3} \left\{{}^{i}_{k,l}\right\}_{(\mu\gamma)-} = o,$$

$$\left\{{}^{i}_{k,l}\right\}_{(\mu\gamma)} = \left\{{}^{i}_{k,l}\right\}^{(\mu)}_{(\gamma)} + Q^{\bar{i}}_{(\mu\gamma)m} \cdot \left\{{}^{m}_{k,l}\right\}^{(\mu)}_{(\gamma)} \quad \ldots\ldots\ldots 95.$$

Dieses allgemeine Gesetz schließt, trotz der Hermitezität ${}^2\bar{g}_{(\gamma)} \neq {}^2\bar{g}_{(\gamma)}^{\times}$ nicht aus; denn $\sum_{\mu\gamma=1}^{3} \left\{ {i \atop k,l} \right\}_{(\mu\gamma)} = o$ bedeutet nicht, daß die Summanden einzeln verschwinden müssen, weil gegenseitige Abhängigkeiten vorkommen können. Für jede Partialkomposition μ , γ muß es eine Wirkungsmatrix $\hat{\underline{\Gamma}}_{(\mu\gamma)}$ geben, deren Elemente beliebige differenzierte Multiplettsignaturen sind; denn für die Signaturtypen sind alle sechs Formen $1 \leq \varepsilon \leq 6$ existent, weil $\left\{ {i \atop k\ l} \right\}_{(\mu\gamma)} \neq \left\{ {i \atop k,l} \right\}^{\times}_{(\mu\gamma)}$, sowohl für die Binär- feld- als auch für die Feldkernelemente im allgemeinen gilt.

Der Existenznachweis von 95 kann indirekt geführt werden. Zwar ist die Komposition 95 heuristisch angenommen aufgrund der Existenz von 93. Gäbe es jedoch das Kompositionsgesetz nicht, dann müßte es immer möglich sein, für 92 ein geodätisches Bezugssystem zu finden, in welchem $\hat{\{\}} = \hat{o}$ ist. In einem solchen Bezugssystem könnten dann die $\bar{\lambda}$ aus 92 nicht mehr erscheinen, so daß es möglich sein müßte durch geeignete Koordinatenwahl alle strukturellen Eigenwerte fortzutransformieren. Da diese metrischen Eigenwerte aber in ihrer R_3 - Projektion als phänomenologische Quantenstufen diskreter Energieterme erscheinen, stünde eine derartige Möglichkeit der Geodäsie im Widerspruch zur Erfahrung. Gilt dagegen 95 , dann muß es den ${}^2\bar{g}_{(\gamma)}$ entsprechend $\omega = 3$ Bezugssysteme C_γ geben, in denen die ${}^2\bar{g}_{(\gamma)} = \text{const.}$ geodätisch sind. Da die Komposition aber immer nur auf ein Koordinatensystem bezogen werden kann, ist nur für eine Partialstruktur die Geodäsie erfüllbar. Ist ${}^2\bar{g}_{(\gamma)} = \text{const.}$ hinsichtlich C_γ , dann können in $\left\{ {i \atop k\ l} \right\} = \sum_{\mu\gamma=1}^{3} \left\{ {i \atop k\ l} \right\}_{(\mu\gamma)}$ niemals alle Summanden verschwinden, sondern nur diejenigen, deren kovariante Indizierung durch ${}^2\bar{g}_{(\gamma)}$ bestimmt wird. Dies bedeutet aber, $\hat{\{\}} \neq \hat{o}$ für alle Bezugssysteme, so daß $\hat{\{\}}$ im Fall der Gültigkeit von 95 den Invarianzcharakter eines gemischtvarianten Tensorfeldes vom 3. Grad hat. Eine derartige Invarianz muß aber für 92 gefordert werden, wenn 92 universell alle phänomenologischen Quantenterme der R_3 - Projektion als diskrete Strukturterme im R_6 durch R_6 - Zustände widerspruchsfrei beschreiben soll. Das Kompositionsgesetz 95 verliert durch diesen indirekten Existenznachweis seinen heuristischen Charakter vollständig, so daß es

seinerseits zur Auffindung anderer heuristischer Wege verwendet werden darf. Zunächst besteht die Möglichkeit, 95 auf 92 anzuwenden. Für $I \to \infty$ wird C ; $\overset{\wedge}{\{\}} \to {}^4\overline{R}$. Andererseits kann nach AVII stets

$$ {}^4\overline{R} = \sum_{\mu,\gamma=1}^{3} ({}^4\overline{R}_{(\mu\gamma)} + {}^4\overline{C}_{(\mu\gamma)}) $$

dargestellt werden, worin für die Partialkompositionen

$$ R^{\underline{i}}_{(\mu\gamma),k,l,m} = \partial/\partial x^{\underline{l}} \left\{ {i \atop k,m} \right\}_{(\mu\gamma)} - \partial/\partial x^{\underline{m}} \left\{ {i \atop k,l} \right\}_{(\mu\gamma)} + \left\{ {i \atop s,l} \right\}_{(\mu\gamma)} \left\{ {s \atop k,m} \right\}_{(\mu\gamma)} - \left\{ {i \atop k,m} \right\}_{(\mu\gamma)} \left\{ {s \atop k,l} \right\}_{(\mu\gamma)} $$

und

$$ C^{\underline{i}}_{(\mu\gamma),k,l,m} = \sum_{\varkappa\lambda=1}^{3} \left(\left\{ {i \atop s,l} \right\}_{(\mu\gamma)} \left\{ {s \atop k,m} \right\}_{(\varkappa\lambda)} - \left\{ {i \atop s,m} \right\}_{(\mu\gamma)} \left\{ {s \atop k,l} \right\}_{(\varkappa\lambda)} \right) \cdot (1 - \delta_{\mu\varkappa} \cdot \delta_{\gamma\lambda}) $$

gilt. Wegen $\left\{ {i \atop k,l} \right\} = \left\{ {l \atop k,l} \right\}^{\times}$ muß ${}^4\overline{R}$ hermitesch sein, während ${}^4\overline{R}_{(\mu\gamma)}$ und ${}^4\overline{C}_{(\mu\gamma)}$ wegen $\left\{ {i \atop k,l} \right\}_{(\mu\gamma)} \neq \left\{ {i \atop k,l} \right\}^{\times}_{(\mu,\gamma)}$ nichthermitesch ausfallen müssen; denn ohne die Summation über μ und γ kompensieren sich die antihermiteschen Anteile nicht. Dies bedeutet aber, daß im Gültigkeitsbereich dieser Tensoren auch die Zahl der Typensignaturen aller Elemente der Wirkungsmatrix nicht mehr auf nur 2 reduziert wird. Vielmehr gelten hier uneingeschränkt alle Theoreme der Γ - Operatoren und zwar

soll $\Gamma^{(s_1),(s_2)}_{(\pm)}(\mu,\gamma)$ angeben, daß der betreffende Γ - Operator zur Partialkomposition μ , γ gehört. Von diesen Tensoren 4. Grades können die Matrizenspektren gebildet werden. Nach A VII 5 folgt, weil 95 als Analogon zu 53 A VII gilt, für diese Tensoren zunächst explizit.

$$ {}^4\overline{R} = \sum_{\mu,\gamma=1}^{3} ({}^4\overline{R}_{(\mu\gamma)} + {}^4\overline{C}_{(\mu,\gamma)}) \, , \quad R^{\underline{i}}_{,k,l,m} = \partial/\partial x^{\underline{l}} \left\{ {i \atop k,m} \right\} - \partial/\partial x^{\underline{m}} \left\{ {i \atop k,l} \right\} + \left\{ {i \atop s,l} \right\} \left\{ {s \atop k\ m} \right\} - \left\{ {i \atop s\ m} \right\} \left\{ {s \atop k,l} \right\} \, , $$

$$ R^{\underline{i}}_{(\mu\gamma),k,l,m} = \partial/\partial x^{\underline{l}} \left\{ {i \atop k,m} \right\}_{(\mu\gamma)} - \partial/\partial x^{\underline{m}} \left\{ {i \atop k,l} \right\}_{(\mu,\gamma)} + \left\{ {i \atop s,l} \right\}_{(\mu\gamma)} \left\{ {s \atop k,m} \right\}_{(\mu,\gamma)} - \left\{ {i \atop s,m} \right\}_{(\mu\gamma)} \left\{ {s \atop k,l} \right\}_{(\mu\gamma)} \, , $$

$$c^{\underline{i}}_{(\mu\gamma),k,l,m} = \sum_{\varkappa\lambda=1}^{3} \left(\left\{ {i \atop s,l} \right\}_{(\mu,\gamma)} \left\{ {s \atop k,m} \right\}_{(\varkappa\lambda)} - \right.$$

$$\left. - \left\{ {i \atop s,m} \right\}_{(\mu,\gamma)} \left\{ {s \atop k\ l} \right\}_{(\varkappa\lambda)} \right) \left(1 - \delta_{\mu\varkappa}\, \delta_{\gamma\lambda} \right) \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 96,$$

wobei die A VII 5 beherrschenden Strukturassoziationen $^{2}\overline{Q}_{(\mu\gamma)}$ wegen der Kürzung $\left\{ {i \atop k,l} \right\}_{(\mu\gamma)}$ in 95 nicht explizit erscheinen können. Für die Matrizenspektren dieser in 96 zusammengefaßten Tensoren ergibt sich zwangsläufig das System

$$\left(s\, p_{i=k}\ {}^{4}\overline{R}_{(\mu\gamma)} \right) = {}^{2}\overline{A}_{(\mu,\gamma)}\ ,\ \left(sp_{i=l}\ {}^{4}\overline{R}_{(\mu\gamma)} \right) =$$

$$= \left(s\, p_{i=m}\ {}^{4}\overline{R}_{(\mu\gamma)} \right) = {}^{2}\overline{R}_{(\mu\gamma)}\ ,\ \left(sp_{i=k}\ {}^{4}\overline{C}_{(\mu\gamma)} \right) =$$

$$= {}^{2}\overline{D}_{(\mu\gamma)}\ \left(sp_{i=l}\ {}^{4}\overline{C}_{(\mu\gamma)} \right) = \left(sp_{i=m}\ {}^{4}\overline{C}_{(\mu\gamma)} \right) = {}^{2}\overline{C}_{(\mu\gamma)}\ ,$$

$${}^{2}\overline{R}_{(\mu\gamma)} = {}^{2}\overline{R}_{(\mu\gamma)+} + {}^{2}\overline{R}_{(\mu\gamma)-} \neq {}^{2}\overline{R}^{\times}_{(\mu,\gamma)}\ ,\ {}^{2}\overline{A}_{(\mu\gamma)} = - {}^{2}\overline{A}^{\times}_{(\mu\gamma)},$$

$${}^{2}\overline{C}_{(\mu\gamma)} = {}^{2}\overline{C}_{(\mu\gamma)+} + {}^{2}\overline{C}_{(\mu\gamma)-} \neq {}^{2}\overline{C}^{\times}_{(\mu\gamma)}\ ,\ {}^{2}\overline{D}_{(\mu\gamma)} = -$$

$$= - {}^{2}\overline{D}^{\times}_{(\mu\gamma)} \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 96\ a$$

oder in Komponentendarstellung

$$R_{(\mu\gamma)k,l} = \partial/\partial x^{\underline{l}} \left\{ {m \atop k,m} \right\}_{(\mu\gamma)} - \partial/\partial x^{\underline{m}} \left\{ {m \atop k,l} \right\}_{(\mu,\gamma)} +$$

$$+ \left\{ {m \atop s\ l} \right\}_{(\mu\gamma)} \left\{ {s \atop k,m} \right\}_{(\mu\gamma)} - \left\{ {m \atop s,m} \right\}_{(\mu\gamma)} \left\{ {s \atop k,l} \right\}_{(\mu\gamma)}\ ,$$

$$A_{(\mu\gamma)l,m} = \partial/\partial x^{\underline{l}} \left\{ {k \atop k,m} \right\}_{(\mu\gamma)} - \partial/\partial x^{\underline{km}} \left\{ {k \atop k,l} \right\}_{(\mu\gamma)} +$$

$$+ \left\{ {k \atop s\ l} \right\}_{(\mu\gamma)} \left\{ {s \atop k,m} \right\}_{(\mu\gamma)} - \left\{ {k \atop s,m} \right\}_{(\mu\gamma)} \left\{ {s \atop k,l} \right\}_{(\mu\gamma)}\ ,$$

$$C_{(\mu\gamma)k,l} = \sum_{\varkappa\lambda=1}^{3} \left(\left\{ {m \atop s,l} \right\}_{(\mu\gamma)} \left\{ {s \atop k,m} \right\}_{(\varkappa\lambda)} - \right.$$

$$\left. - \left\{ {m \atop s,m} \right\}_{(\mu\gamma)} \left\{ {s \atop k,l} \right\}_{(\varkappa\lambda)} \right) \left(1 - \delta_{\mu\varkappa}\, \delta_{\gamma\lambda} \right),$$

$$D_{(\mu\gamma)l,m} = \sum_{\varkappa\lambda=1}^{3} \left(\left\{ {k \atop s,l} \right\}_{(\mu\gamma)} \left\{ {s \atop k,m} \right\}_{(\varkappa\lambda)} - \right.$$

$$\left. - \left\{ {k \atop s\ m} \right\}_{(\mu\gamma)} \left\{ {s \atop k,l} \right\}_{(\varkappa\lambda)} \right) \left(1 - \delta_{\mu\varkappa}\, \delta_{\gamma\lambda} \right) \ldots\ldots\ldots$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 96\ b$$

ergibt. Wegen ${}^2\overline{A}_{(\mu\gamma)} = - {}^2\overline{A}^{\times}_{(\mu\gamma)}$ und ${}^2\overline{D}_{(\mu\gamma)} = - {}^2\overline{D}^{\times}_{(\mu\gamma)}$ ist stets $s\,p\ {}^2\overline{A}_{(\mu\gamma)} = s\,p\ {}^2\overline{D}_{(\mu\gamma)} = o$ und desgleichen $sp\ {}^2\overline{R}_{(\mu\gamma)-} = s\,p\ {}^2\overline{C}_{(\mu\gamma)-} = o$, doch können $s\,p\ {}^2\overline{R}$ sowie $s\,p\ {}^2\overline{R}_{(\mu\gamma)} = s\,p\ {}^2\overline{R}_{(\mu\gamma)+}$ und $s\,p\ {}^2\overline{C}_{(\mu\gamma)} = s\,p\ {}^2\overline{C}_{(\mu\gamma)+}$ gebildet werden. Für $s\,p\ {}^2\overline{R} = R$ gilt $R = g^{\underline{k},\underline{l}}\ R_{k,l} = R^{\underline{k}}_{\underline{k}}$ - und diese Skalargröße liegt eindeutig fest, was aber nicht für die beiden übrigen Matrizenspektren gilt. Zwar kann $\left\{{}^{1}_{j\ i}\right\}$ eindeutig gemäß $g^{\underline{k}\underline{j}}\ \left\{{}^{1}_{j\ i}\right\} = \left\{{}^{k,1}_{i}\right\}$ in die andere Varianzstufe gebracht werden, nicht aber $\left\{{}^{i}_{k,l}\right\}_{(\mu\gamma)}$; denn hier können mit weiteren Strukturkorrelationen die Binärfeld- und Feldkernelemente mit weiteren komtravarianten Partialstrukturen ${}^2\overline{g}^{-1}_{(\varepsilon)}$ komponieren; denn, wenn es die $\left\{{}^{i}_{k,l}\right\}_{(\mu\gamma)}$ gibt, dann muß es auch weitere nichthermitesch kontravariante Formen $g^{\underline{k},\underline{j}}_{(\varepsilon)}\ \left\{{}^{1}_{j\ i}\right\}_{(\mu\gamma)} = \left\{{}^{k,1}_{i}\right\}_{(\varepsilon,\mu,\gamma)}$, als ternäre Formen geben, wobei $\varepsilon \neq \mu$ und $\varepsilon \neq \gamma$ sein kann. Mit diesen Ternärfeldkomponenten wird dann $s\,p\ {}^2\overline{R}_{(\mu\gamma)} =$

$= g^{\underline{k},\underline{l}}_{(\varepsilon)}\ R_{(\mu\gamma)+kl} = R_{(\varepsilon,\mu,\gamma)}$ und $s\,p\ {}^2\overline{C}_{(\mu,\gamma)} =$

$g^{\underline{k},\underline{l}}_{(\varepsilon)}\ C_{(\mu\gamma)+kl} = C_{(\varepsilon,\mu,\gamma)}$, das heißt, für die Bildung der Skalargrößen gilt

$$R_{(\varepsilon,\mu,\gamma)} = s\,p\ {}^2\overline{R}_{(\mu\gamma)+}\ ,\quad C_{(\varepsilon,\mu,\gamma)} = s\,p\ {}^2\overline{C}_{(\mu\gamma)+}\ ,$$

$$g^{\underline{k},\underline{j}}\ \left\{{}^{1}_{j,i}\right\} = \left\{{}^{k,1}_{i}\right\}\ ,\quad g^{\underline{k},\underline{j}}_{(\varepsilon)}\ \left\{{}^{1}_{j,i}\right\}_{(\mu\gamma)} =$$

$= \left\{{}^{k,1}_{i}\right\}_{(\varepsilon,\mu,\gamma)}$ c,..... 96

wodurch die geometrischen Strukturaussagen über den R_6 ergänzt werden. Die Tensoren ${}^4\overline{R}_{(\mu\gamma)}$ können auch durch die Γ - Operatoren dargestellt werden.

Da ${}^2\overline{g}_{(\gamma)} \neq {}^2\overline{g}^{\times}_{(\gamma)}$ ist, sind für die Γ - Operatoren alle Typensignaturen nichthermitescher Strukturen aus A VII 4 möglich.

Es gilt $R^{\underline{i}}_{(\mu\gamma)klm} = \partial/\partial\, x^{\underline{l}}\ \left\{{}^{i}_{k,m}\right\}_{(\mu\gamma)} - \partial/\partial\, x^{\underline{m}}\ \left\{{}^{i}_{k,l}\right\}^{+}_{(\mu\gamma)}$

$+ \left\{ {i \atop s,l} \right\}_{(\mu\gamma)} \left\{ {s \atop k,m} \right\}_{(\mu\gamma)} - \left\{ {i \atop s,m} \right\}_{(\mu\gamma)} \left\{ {s \atop k,l} \right\}_{(\mu\gamma)} =$

$= \Gamma^{(1,6)}_{(-)1} (\mu\gamma) ; \delta (\underline{+} , m) ; \left\{ {i \atop k,l} \right\}_{(\mu\gamma)} - \Gamma^{(1,6)}_{(-)m} (\mu,\gamma) ;$

$; \left\{ {i \atop k,l} \right\}_{(\mu\gamma)} = (\Gamma^{(1,6)}_{(-)1} (\mu\gamma) ; \delta (\underline{+} , m) - \Gamma^{(1,6)}_{(-)m} (\mu,\gamma)) ;$

$; \left\{ {i \atop k,l} \right\}_{(\mu\gamma)} = C_m (\mu,\gamma) ; \left\{ {i \atop k,l} \right\}_{(\mu\gamma)}$ oder mit $(\left\{ {i \atop k,l} \right\}_{(\mu\gamma)})_6$ -

$= \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} \neq \hat{\{\}}^{\times}_{(\mu\gamma)}$ als Tensorschema ${}^4\overline{R}_{(\mu\gamma)} = C(\mu\gamma) ;$

$; \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)}$. Der gemischtvariante Koppelungstensor ${}^4\overline{C}_{(\mu\gamma)}$ der Partialkompositionen ${}^4\overline{R}_{(\mu\gamma)}$ zu ${}^4\overline{R}$ kann dagegen nicht durch entsprechende Γ - Operatoren dargestellt werden. Für die Operatordarstellungen gilt zusammengefaßt

${}^4\overline{R}_{(\mu\gamma)} = C (\mu\gamma) ; \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} , \hat{\{\}}_{()} = (\left\{ {i \atop k,l} \right\}_{()})_6 ,$

$C_m (\mu\gamma) = \Gamma^{(1,6)}_{(-)1} (\mu\gamma) ; \delta (\underline{+} , m) - \Gamma^{(1,6)}_{(-)m} (\mu\gamma) ,$

$\delta (\underline{+},m) ; \left\{ {i \atop k,l} \right\} = \left\{ {i \atop k,m} \right\}$ ..... 97.

Für ${}^4\overline{R}_{(\mu\gamma)}$ ist die Bildung des Matrizenspektrums wegen der nichthermiteschen Eigenschaften zweideutig. Es gilt $(s p_{i=k} {}^4\overline{R}_{(\mu\gamma)})_{l,m} =$

$= A_{(\mu\gamma)lm} = C_m (\mu\gamma) ; \left\{ {k \atop k,l} \right\}_{(\mu\gamma)} = (C (\mu\gamma) ; sp \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)})_{lm}$

also ${}^2\overline{A}_{(\mu\gamma)} = C (\mu\gamma) ; sp \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)}$. Weil ${}^2\overline{A}_{(\mu\gamma)} = -$

$= - {}^2\overline{A}^{\times}_{(\mu\gamma)}$, ist , gilt $s p {}^2\overline{A}_{(\mu\gamma)} = o$, so daß also das Theorem $s p C (\mu\gamma) ; s p \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} = o$ gilt. Entsprechend liefern die Matrizenspektren $(s p_{i=l} {}^4\overline{R}_{(\mu\gamma)})_{k,m}$, sowie $(s p_{i=m} {}^4\overline{R}_{(\mu\gamma)})_{kl}$, den Tensor $R_{(\mu\gamma)kl} = C_m (\mu\gamma) ; \left\{ {m \atop k,l} \right\}_{(\mu\gamma)} = (sp C (\mu\gamma) ;$

$; \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)})_{kl}$ oder ${}^2\overline{R}_{(\mu\gamma)} = s p C (\mu\gamma) ; \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)}$.

Alle diese Matrizenspektren werden demnach in

${}^2\overline{R}_{(\mu\gamma)} = s p C (\mu\gamma) ; \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} ,$

$sp C (\mu\gamma) ; s p \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} = o$ ..... 97 a

zusammengefaßt.

Es bleibt noch übrig, die binären Partialkompositionen zu untersuchen, weil auch ihre metrischen Größen durch Operatoren ausdrückbar sind. Hierbei kann nicht der gleiche Weg gegangen werden, wie der, der zu Gleichung 92 führt; denn Energiedichtetensoren der Form ${}^2\overline{T}_{(\mu\gamma)}$ sind phänomenologisch nicht bekannt und die Bildung eines skalaren Matrizenspektrums aus der kovarianten Form ${}^2\overline{R}_{(\mu\gamma)}$ muß zu Ternärfeldkomponenten führen, so daß kein eindeutiger Tensor definierbar ist, der mit einem eventuellen phänomenologischen Tensor ${}^2\overline{T}_{(\mu\gamma)}$ proportional gesetzt werden könnte. Vielmehr muß von der Koppelung der Partialkompositionen, also von dem Theorem ${}^4\overline{R} = \sum_{\mu\gamma=1}^{3} ({}^4\overline{R}_{(\mu\gamma)} + {}^4\overline{C}_{(\mu\gamma)})$ unter Verwendung von ${}^4\overline{R} = C ; \hat{\{\}}$ und ${}^4\overline{R}_{(\mu\gamma)} = C\ (\mu\ \gamma) ; \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)}$ ausgegangen werden. Mit Gleichung 92 wird dann $\bar{\lambda} \times \hat{\{\}} = \sum_{\mu\gamma=1}^{3} (C\ (\mu\gamma); ; \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} + {}^4\overline{C}_{(\mu\gamma)})$. Eine weitere Untersuchung wird erst dann möglich, wenn es gelingt, auch ${}^4\overline{C}_{(\mu\gamma)}$ durch einen Operator auszudrücken. Eine Darstellung dieses quadratischen, aber nicht hermiteschen Koppelungstensors der Partialkompositionen durch Γ - Operatoren war nicht möglich. Dies mußte aber mit Hilfe eines Multiplikations- und Summationsoperators möglich sein. Für die Komponenten von ${}^4\overline{C}_{(\mu\gamma)}$ gilt $C^{\underline{i}}_{(\mu\gamma)klm} = \sum_{\varkappa\lambda=1}^{3} (1 - \delta_{\mu\varkappa}\ \delta_{\gamma\lambda}$.

$$\cdot \left(\begin{Bmatrix} i \\ s,l \end{Bmatrix}_{(\mu\gamma)} \begin{Bmatrix} s \\ k,m \end{Bmatrix}_{(\varkappa\lambda)} - \begin{Bmatrix} i \\ s,m \end{Bmatrix}_{(\mu\gamma)} \begin{Bmatrix} s \\ k,l \end{Bmatrix}_{(\varkappa\lambda)} \right) =$$

$$= \sum_{\varkappa\lambda=1}^{3} (1 - \delta_{\mu\varkappa}\ \delta_{\gamma\lambda}) \begin{Bmatrix} s \\ k,m \end{Bmatrix}_{(\varkappa\lambda)} \delta\ (\underline{k},s) ; \begin{Bmatrix} i \\ k,l \end{Bmatrix}_{(\mu\gamma)}$$

$$- \begin{Bmatrix} s \\ k,l \end{Bmatrix}_{(\varkappa\lambda)} \delta\ (\underline{k}, m) ; \begin{Bmatrix} i \\ k,m \end{Bmatrix}_{(\mu\gamma)}) = \sum_{\varkappa\lambda=1}^{3} (1 - \delta_{\mu\varkappa}\ \delta_{\gamma\lambda}) \cdot$$

$$\cdot \left(\begin{Bmatrix} s \\ k,m \end{Bmatrix}_{(\varkappa\lambda)} - \begin{Bmatrix} s \\ k,l \end{Bmatrix}_{(\varkappa\lambda)} \delta\ (\underline{l}\ m) \right) ; \delta\ (\underline{k}\ ,\ s)\ , \begin{Bmatrix} i \\ k,l \end{Bmatrix}_{(\mu\gamma)}$$

weil $(\delta\ (\underline{l},m) \times \delta\ (\underline{k},s))_- = o$ ist. Mit dem Operator

$$\sum_{\varkappa\lambda=1}^{3} (1 - \delta_{\mu\varkappa}\ \delta_{\gamma\lambda}) \cdot \left(\begin{Bmatrix} s \\ k,m \end{Bmatrix}_{(\varkappa\lambda)} - \begin{Bmatrix} s \\ k,l \end{Bmatrix}_{(\varkappa\lambda)} \delta\ (\underline{l},m) \right);$$

; $\delta\ (\underline{k},s) = D_m\ (\mu\ \gamma)$ wird also $C^{\underline{i}}_{(\mu\gamma)k,l,m} = D_m\ (\mu\gamma)$;

; $\begin{Bmatrix} i \\ k,l \end{Bmatrix}_{(\mu\gamma)}$ beziehungsweise ${}^4\overline{C}_{(\mu\gamma)} = D\ (\mu,\gamma)$; $\hat{\{\}}_{(\mu\gamma)}$.

Dies wird zusammengefaßt in

$$^4\bar{o}_{(\mu\gamma)} = D\ (\mu\ \gamma)\ ;\quad \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)}\ ,\quad D_m\ (\mu\gamma) =$$

$$= \sum_{\varkappa\lambda=1}^{3} (1 - \delta_{\mu\gamma}\ \delta_{\gamma\lambda})\ \left(\left\{ {s \atop k\ m} \right\}_{(\varkappa\lambda)} - \right.$$

$$\left. - \left\{ {s \atop k\ l} \right\}_{(\varkappa\lambda)}\ \delta\ (\underline{l}\ ,\ m)\ )\ ;\ \delta\ (\underline{k}\ ,\ s) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ 97\ b$$

und damit wird $\bar{\lambda} \times \hat{\{\}} = \sum_{\mu\gamma=1}^{3} (C (\mu,\gamma) + D (\mu, \gamma))$;

; $\hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} = \sum_{\mu\gamma=1}^{3} \wedge\ (\mu, \gamma)$; $\hat{\{\}}_{(\mu\gamma)}$, wenn der

Operator

$$\wedge\ (\mu\ \gamma\ ) = C\ (\mu\ \gamma) + D\ (\mu\ \gamma\ ) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ 97\ c$$

zur Kürzung eingeführt wird. Für $\left\{ {i \atop k\ l} \right\}$ gilt das Kompositionsgesetz ,

$$\left\{ {i \atop k\ l} \right\} = \sum_{\mu\gamma=1}^{3} \left\{ {i \atop k\ l} \right\}_{(\mu\gamma)+}$$ und dieses Gestz muß dann auch

für die Zusammenfassung $\hat{\{\}} = \sum_{\mu\gamma=1}^{3} \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)+} = \sum_{\gamma\mu=1}^{3} \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)}$

gelten. Einsetzen liefert $\bar{\lambda}\ \hat{\{\}} = \sum_{\mu\gamma=1}^{3} \bar{\lambda}\ \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} =$

$= \sum_{\mu\gamma=1}^{3} \bar{\lambda}\ (\mu\ \gamma)\ \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)}$; denn es ist evident, daß zu

jeder hermiteschen Partialkomposition $\hat{\{\}}_{(\mu\gamma)+}$ des Transmissions

feldes ein besonderes Eigenwertspektrum $\bar{\lambda}\ (\mu\gamma)$ gehören muß, deren

Gesamtheit zu $\bar{\lambda}$ superponiert. Damit nimmt das Eigenwerproblem

$\bar{\lambda} \times \hat{\{\}} = \sum_{\mu\gamma=1}^{3} \wedge\ (\mu\gamma)$; $\hat{\{\}}_{(\mu\gamma)}$ nach Bildung des Matri-

zenspektrums die Form an $^2\bar{o} = \sum_{\mu\gamma=1}^{3} s\ p\ \wedge\ (\mu\gamma)$; $\hat{\{\}}_{(\mu\gamma)}$-

$$- \bar{\lambda}\ \hat{\{\}} = \sum_{\mu\gamma=1}^{3} (s\ p\ \wedge\ (\mu\ \gamma\ )\ ;\ \hat{\{\}}_{(\mu\ \gamma)} -$$

$$- \bar{\lambda}\ (\mu\ \gamma)\ \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)}\ ) \text{ , doch dies kann nur dann gelten, wenn}$$

die Summanden einzeln verschwinden, das heißt, wenn die Gleichungen

$sp \bigwedge (\mu\gamma)$; $\hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} = \bar{\lambda}\ (\mu\gamma)\ \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)}$ existieren. Wenn $\bar{\lambda} = \bar{\lambda}^{x}$ ist, dann müssen auch die Einzelanteile $\bar{\lambda}\ (\mu\gamma) = \bar{\lambda}^{x}\ (\mu\gamma)$ reell, also $Im\ \bar{\lambda}\ (\mu\gamma) = \bar{o}$ sein. Ganz ähnlich folgt aus der Konvergenz $I < \infty$ von $\hat{\{\}}$ wegen $\hat{\{\}} =$

$$= \sum_{\mu\gamma=1}^{3} \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)+} \text{ , daß auch } I_{+}\ (\mu\gamma) = \int_{R_6} \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)+} \cdot \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)+}\ d\Omega < \infty \text{ und } I\ (\mu\gamma) = \int_{R_6} \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)}\ \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} \cdot d\Omega < \infty$$

konvergieren müssen, weil zugleich $\sum_{\mu\gamma=1}^{3} \left\{ {i \atop k\ l} \right\}_{(\mu\gamma)-} =$ $= o$ gefordert wird. Mit dieser Konsequenz und $Im\ \bar{\lambda}\ (\mu\gamma) = \bar{o}$ folgt

$$\int_{R_6} (\hat{\{\}}^{x}_{(\mu\gamma)}\ sp \bigwedge (\mu\gamma) ; \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} - \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} \cdot (sp \bigwedge (\mu\gamma) ; \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)})^{x})\ d\Omega = (\bar{\lambda}\ (\mu\gamma) - \bar{\lambda}^{x}\ (\mu\gamma))\ \int_{R_6} \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} \cdot \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)}\ d\Omega = (\bar{\lambda}\ (\mu\gamma) - \bar{\lambda}^{x}\ (\mu\gamma))\ I\ (\mu\gamma) \text{ , also}$$

$$\int_{R_6} (\hat{\{\}}^{x}_{(\mu\gamma)}\ sp \bigwedge (\mu\gamma) ; \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} - \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} (sp \bigwedge (\mu\gamma) ; \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)})^{x})\ d\Omega = o,$$

weil $Im\ \bar{\lambda}\ (\mu\gamma) = \bar{o}$ und $I\ (\mu\gamma) < \infty$ ist. Hieraus geht unmittelbar hervor, daß $sp \bigwedge (\mu\gamma)$ auf jeden Fall ein hermitescher Zustandsoperator sein muß, weil die $\bar{\lambda}\ (\mu\gamma)$ reell sind. Das Eigenwertproblem $sp \bigwedge (\mu\gamma) ; \hat{\{\}}\ (\mu\gamma) = \bar{\lambda}\ (\mu\gamma)\ \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)}$, für welches wegen der Konvergenz und der Hermitezität des Zustandsoperators ein abstrakter Funktionenraum existieren muß, derart, daß die Eigenwerte diskrete Punktspektren bilden, ist das Matrizenspektrum eines übergeordneten Eigenwertgesetzes, das sich in völliger Analogie zu Gleichung 92 in der Form $\bigwedge\ (\mu\gamma) ; \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} = \bar{\lambda}\ (\mu\gamma)\ x\ x\ \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)}$ darstellen läßt. Da die Konvergenz von $\hat{\{\}}_{(\mu\gamma)}$ und

Im $\bar{\lambda}(\mu\gamma) = \bar{o}$ bereits evident sind, folgt $\int_{R_6}$ ($\hat{\{\}}^{x}_{(\mu\gamma)} \wedge$.

. $(\mu\gamma)$; $\hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} - \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)}$ ($\wedge(\mu\gamma)$; $\hat{\{\}}_{(\mu\gamma)^x}$) $d\Omega$ =

= $\int_{R_6}$ ($\hat{\{\}}^{x}_{(\mu\gamma)}$ $\bar{\lambda}(\mu\gamma) \times \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} - \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)}$ ($\bar{\lambda}(\mu\gamma) \times$

$\times \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)^x}$) d Ω mit $\hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} = \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)+} + \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)-}$

und ($\bar{\lambda}(\mu\gamma) \times \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)}$)^x = $\bar{\lambda}(\mu\gamma) \times \hat{\{\}}^{x}_{(\mu\gamma)}$. Wegen

Im $\bar{\lambda}(\mu\gamma) = \bar{o}$ wird aus dem Integranden $\hat{\{\}}^{x}_{(\mu\gamma)} \cdot \bar{\lambda}(\mu\gamma) \times$

$\times \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} - \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} \cdot \bar{\lambda}^{x}(\mu\gamma) \times \hat{\{\}}^{x}_{(\mu\gamma)} = \bar{\lambda}(\mu\gamma) \times$

$\times \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} \cdot \hat{\{\}}^{x}_{(\mu\gamma)} - \bar{\lambda}(\mu\gamma) \times \hat{\{\}}^{x}_{(\mu\gamma)} \cdot \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)}$, also

$\int_{R_6}$ ($\hat{\{\}}^{x}_{(\mu\gamma)} \cdot \wedge(\mu\gamma)$; $\hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} - \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} \cdot$ ($\wedge(\mu\gamma)$;

; $\hat{\{\}}_{(\mu\gamma)^x}$) d Ω = $\bar{o}$, weil $\bar{a} \times \int_{R_6} \hat{\{\}}^{x}_{(\mu\gamma)} \cdot \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)}$.

. d Ω = $\bar{a} \times \int_{R_6} \cdot \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} \cdot \hat{\{\}}^{x}_{(\mu\gamma)}$. d Ω wegen

$I(\mu\gamma) < \infty$ ist. Dies bedeutet aber, daß als Folge von $\bar{\lambda}(\mu\gamma) =$

$= \bar{\lambda}^{x}(\mu\gamma)$ der Operator $\wedge(\mu\gamma)$ hermitesch ist. Wegen dieser Hermitezität und der Konvergenz $I(\mu\gamma) < \infty$ liegen auch die $\bar{\lambda}(\mu\gamma)$ aller Partialkompositionen des Binärfeldes und des Felkerns in einem diskreten Punktspektrum. Gleichung 95 gestattet also eine Aufspaltung von 92 in ein System von Partialstrukturen, welche mit 97 c durch die diskreten Strukturterme

$$\wedge(\mu\gamma) \; ; \; \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} = \bar{\lambda}(\mu\gamma) \times \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} \; ,$$

$$\bar{\lambda}(\mu\gamma) = \bar{\lambda}^{x}(\mu\gamma) \; , \; I(\mu\gamma) =$$

$$= \int_{R_6} \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} \cdot \hat{\{\}}^{x}_{(\mu\gamma)} \cdot d\Omega < \infty \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 98$$

beschrieben werden.

Alle diese metrischen Quantenstufen des Binärfeldes superponieren zum Spektrum $\bar{\lambda}$, was die Synthese $\sum_{\mu\gamma=1}^{3}$ s p $\wedge$ $(\mu\gamma)$;

; $\hat{\{\}}(\mu\gamma) = \sum_{\mu\gamma=1}^{3} \bar{\lambda}\ (\mu\gamma)$. $\hat{\{\}}(\mu\gamma)$ = ,

$= \bar{\lambda} \sum_{\mu\gamma=1}^{3} \hat{\{\}}(\mu\gamma) = \bar{\lambda}\ \hat{\{\}}$ wegen $\sum_{\mu\gamma=1}^{3} \hat{\{\}}(\mu\gamma) - = \hat{o}$ a

oder nach Rückbildung der Matrizenspur $\sum_{\mu\gamma=1}^{3} \wedge\ (\mu\gamma)$; $\hat{\{\}}(\mu\gamma) =$.'

$= \bar{\lambda} \times \hat{\{\}}$ möglich macht. Von dieser Beziehung wiederum kann das Matrizenspektrum in anderer Richtung, nämlich $\sum_{\mu\gamma=1}^{3} \wedge\ (\mu\gamma)$;

; s p $\hat{\{\}}(\mu\gamma) = \bar{\lambda} \times$ s p $\hat{\{\}} = \bar{\lambda} \times \text{grad}_6\ \varphi = {}^2\bar{o}$ 3

gebildet werden. Wenn $\sum_{\mu\gamma=1}^{3} \wedge\ (\mu\gamma)$; s p $\hat{\{\}}(\mu\gamma) = {}^2\bar{o}$ ist, -

dann kann dies nur möglich sein, wenn die Summanden einzeln verschwin

den, wenn also die Gleichungen $\wedge\ (\mu\gamma)$; s p $\hat{\{\}}(\mu\gamma) = {}^2\bar{o}$; -

oder D $(\mu\gamma)$; s p $\hat{\{\}}(\mu\gamma) = - C\ (\mu\gamma)$; s p $\hat{\{\}}(\mu\gamma) =$ - :t

$= - {}^2\bar{A}_{(\mu\gamma)} = {}^2\bar{A}^{\times}_{(\mu\gamma)}$ gelten. Nun ist ${}^2\bar{A}_{(\mu\gamma)} \neq {}^2\bar{o}$ und

D $(\mu\gamma)$ ist kein Nulloperator, weil sonst wegen D $(\mu\gamma)$; $\hat{\{\}}(\mu\gamma) =$

$= {}^4\bar{C}_{(\mu\gamma)} = {}^4\bar{o}$ würde, so daß keine Koppelung der Partialkompo-

sitionen in ${}^4\bar{R} = \sum_{\mu\gamma=1}^{3} ({}^4\bar{R}_{(\mu\gamma)} + {}^4\bar{C}_{(\mu\gamma)})$ vorhanden wäre, 1

was aber mit dem quadratischen Charakter von ${}^4\bar{R}$ und ${}^4\bar{R}_{(\mu\gamma)}$ im

Widerspruch stünde. Wenn dies so ist, dann muß aber auch s p $\hat{\{\}}(\mu\gamma) =$

$\neq \bar{o}$ bleiben. Andererseits ist, wegen ${}^2\bar{A}_{(\mu\gamma)} = - {}^2\bar{A}^{\times}_{(\mu\gamma)}$ stets ,

s p ${}^2\bar{A}_{(\mu\gamma)} = o$, also s p D $(\mu\gamma)$; s p $\hat{\{\}}(\mu\gamma) = o.$

Wenn Gleichung 98 gilt, dann muß auch das Matrizenspektrum $\wedge\ (\mu\gamma)$;

; s p $\hat{\{\}}(\mu\gamma) = \bar{\lambda}\ (\mu\gamma) \times$ sp $\hat{\{\}}(\mu\gamma)$ richtig sein und

hierin ist nach dem Vorangegangenen $\wedge\ (\mu\gamma)\ ;\ s\ p\ \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} = {}^2\bar{o}$, also $\bar{\lambda}\ (\mu\gamma)\ \times\ s\ p\ \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} = {}^2\bar{o}$. Da $s\ p\ \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} \neq \bar{o}$ nachgewiesen wurde und auch $\bar{\lambda}\ (\mu\ \gamma) \neq \bar{o}$ ist, kann dies nur durch $\bar{\lambda}\ (\mu\gamma)\ /\!/\ s\ p\ \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)}$ erfüllt werden.

Mithin ist Gleichung 98 , also das Eigenwertproblem metrischer Quantenstufen der binären Partialkompositionen durch die Zusatzbildungen

$$s\ p\ D\ (\mu\ \gamma)\ ;\ sp\ \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} = o\ ,$$

$$\bar{\lambda}\ (\mu\ \gamma)\ /\!/\ s\ p\ \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} \qquad \text{98 a}$$

zu ergänzen. Alle Vorgänge im R_4 , sowie die gesamte Weltstruktur des R_6 werden mithin durch die Gleichung 92 , 98 und 98 a umfassend beschrieben.

Zwar ist $\hat{\{\}}$ aus 92 wegen 95 ein invariantes Tensorfeld, nicht aber $\hat{\{\}}_{(\mu\gamma)}$ aus 98 ; denn es kann immer ein Bezugssystem C_γ gefunden werden, in welchem die covariant wirkende Partialstruktur ${}^2\bar{g}_{(\gamma)} = \text{const.}$ geodätisch ist und die $1 \leqq \mu \leqq 3$ Zustandsfunktionen $\hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} = \hat{o}$ werden. Dies bedeutet, daß durch geeignete Koordinatenwahl die Zustandsfunktionen einzelner Partialstrukturen forttransformiert werden können, niemals aber ihre Komposition. Nur gegen reguläre Affinitäten $\hat{A} \cdot \hat{A}^{\times} = \hat{E}$ verhalten sich die $\hat{\{\}}_{(\mu\gamma)}$ wie gemischtvariante Tensoren 3. Grades. Unabhängig von diesen Varianzeigenschaften sind C und $\wedge\ (\mu\gamma)$ Zustandsoperatoren für welche wegen der Hermitezität und Konvergenz abstrakte Funktionenräume existieren, die den R_6 als gemeinsamen Trägerraum haben. Die von diesen Operatoren beschriebenen Zustände sind metrische Zustände des R_6 , welche als Eigenwerte von Strukturtermen erscheinen, die stets in diskreten Punktspektren liegen. Da 92 und 98 alle im R_6 überhaupt möglichen Zustände beschreiben und nur diskrete

Strukturterme liefern, muß geschlossen werden , daß alle im R_6 möglichen Strukturen mikro- und makromarer Art stets korrelierende oder korrespondierende Systeme diskreter Strukturterme sind. Andererseits wird die dimensionelle Beziehung $n = 2\omega$ der Strukturkaskade durch $\omega = 3$ und $n = 6$ erfüllt, was aber die dimensionelle Voraussetzung metronischer Kondensationsstufen nach A VIII ist. Aus diesem Grunde liegt der heuristische Schluß nahe, die Strukturterme aus 92 und 98 durch solche Kondensationsstufen zu interpretieren, was jedoch die Existenz eines linearen flächenhaften räumlichen oder sechsdimensionalen Metrons nach A VIII voraussetzt. Zur Analyse dieser heuristischen Interpretation muß also nach der Existenz eines Weltmetrons und im Anschluß an seine Verifikation nach seiner dimensionellen Art gesucht werden. Da dieser Weg ein heuristisches Novum ist, können zur Auffindung eines eventuellen Metrons nur phänomenologische Beziehungen verwendet werden, welche die Definition von geeigneten Extremalprinzipien gestatten.

Neben dieser Heuristik wird aus der Existenz des R_6 noch ein anderer Sachverhalt evident. Nach C I 6 wird eine syntrometrische Metroplexbeschreibung der Organismen nur dann möglich, wenn ein R_{p+4} mit $p > o$ als Existenztensorium vorliegt. Nun ist $x_5 = i\,\varepsilon$ eine entelechale Weltdimension des R_6 , während nach C I 6 die Entelechie als fundamentales Prinzip eines jeden Lebensprozesses erscheint. Aus diesem Grunde muß $R_{p+4} = R_6$ oder $p + 4 = 6$ sein, so daß in der äonischen Welt wegen $p = 2 > o$ tatsächlich eine Metroplextheorie des Lebensprozesses und der Organismen möglich ist.

Kapitel VI

DAS WELTMETRON

1) Raumprojektion gravitativer Feldstrukturen

Das statisch stabile Materiefeldquant wird im R_6 beschrieben durch C ; $\hat{\{\}} = \bar{\lambda}\,\chi\,\hat{\{\}}$ nach 92, also allein durch die stationären Mesofeldzustände χ (in dem R_3 projiziert) für die, wegen ihres Quantencharakters, auch der Dualismus zwischen dem Korpuskular - und Wellenfeld gelten muß. Im statischen Fall hatte andererseits im R_3 die Existenz des räumlichen Mesofeldes $\bar{\mu}$ im Gravitationsgesetz $\bar{F} = \text{grad}\ \varphi$ mit $\varphi = \gamma\, m/r$ die Korrektur $m\,(r)$ zur Folge. Zugleich bestimmt aber raumzeitlich das Mesofeld $\hat{\{\}}$ jedes Materiefeld durch seine Eigenwerte $\bar{\lambda}$, so daß an m noch ein Nahwirkungsfaktor $f\,(r)$ anzubringen ist, für den $f \to 1$ für $r \gg r_o$ des Feldquants und $f = 1$ für $r = r_o$, aber $f = o$ für $r = o$ gelten muß. f muß also eine e - Funktion $f = e^{\psi}$ sein und ψ wiederum muß den Bedingungen $\psi \to o$ für $r \gg r_o$, sowie $\psi = o$ für $r = r_o$, aber $\psi \to -\infty$ für $r = o$ gelten. Da es sich bei den gravitativen Feldquellen aber stets um Materiefeldquanten handelt, kann immer $r_o = \lambda$ gesetzt werden, wenn $\lambda = h/2m_oc$ die halbe Wellenlänge h/m_oc ist. Die einzige Funktion ψ , die diesen Bedingungen genügt, ist $\psi = (\lambda/r \,.\, r-\lambda/r+\lambda)^n$, wenn $n = \text{const} > o$ ein noch zu bestimmender reeller Exponent der sogenannten Mesofeldexponent ist; denn in $M = m\,(r)\,e^{\psi}$ kann die Abhängigkeit $m\,(r)$, sowie e^{ψ} nur auf die Wirkung des Mesofeldes zurückgehen. Diese Einbeziehung des Mesofeldes $\bar{\mu}$ in die das gravitative Feldniveau φ bestimmende Feldquelle M erscheint gerechtfertigt, weil in $^2\bar{T}$ nach Gleichung

79 die beiden gravitativen Vektoren $\bar{\Gamma}$ und $\bar{\mu}$ nichtmehr getrennt, sondern nur in Form eines einheitlichen gravitativen Feldvektors $\bar{p}$ im R_3 erscheinen, wenn das elektromagnetisch- gravitative System im Zustand der statischen Stabilität ist. Nur dann, wenn es sich um einen Prozeß handelt, der nicht, sowohl im R_{-4} als auch im R_{+4} abläuft, sondern nur im R_{+4}, das heißt, wenn es sich um eine von materiellen Systemen losgelöste gravitative Feldstörung handelt, gilt ${}^2\bar{T}$ im R_{+4} der $Q \neq o$ des R_6 in 79 läßt, wo $\bar{\Gamma}$ und $\bar{\mu}$ getrennt voneinander auftreten. Im statisch stabilen Fall ist dagegen immer $\bar{p}$ der einheitliche Gravitationsfeldvektor der im Beschleunigungsmaß die Form $\bar{q} = \bar{p}/\sqrt{\varkappa} = \bar{\Gamma} + 2 R_+ \bar{\mu}$ annimmt. Der Feldtensor dieses Vektors muß ebenso wie ${}^2\bar{\Gamma}$ oder ${}^2\bar{g}$ im statisch stabilen Fall der Symmetrie ${}^2\bar{q} = {}^2\bar{q}^{\chi}$ genügen, das heißt, $\bar{q}$ =grad ϕ muß ein räumliches Gradientenfeld bleiben. Das Niveau ϕ wird dabei so von M bestimmt, daß sich $\gamma\!\!\!/ \cdot m_o/r_o$ im Limes daraus ergibt. Ein Niveau ϕ kann immer nur als eine Niveaudifferenz aufgefaßt werden; nämlich $\underline{\phi} = \gamma\!\!\!/ M/r - \phi'$, wobei $\phi' = o$ ist, wenn die Grenze des Niveaus ϕ' im Unendlichen liegt. Tatsächlich ist $\lim_{r \to \infty} e^{\psi} = 1$ und $\lim_{r \to \infty} m < \infty$, also auch $\lim_{r \to \infty} M < \infty$, was $\phi' = \gamma\!\!\!/ \lim_{r \to \infty} M/r = o$ bedeuten würde. Wenn aber das Materiefeldquant als stehende Welle der Länge $h/m_o c$ aufgefaßt werden muß, die durch die stationären Mesofeldzustände C; $\hat{\{\}} = \bar{\lambda} \times \hat{\{\}}$ bestimmt wird welches aus dem R_6 in den R_3 projiziert werden, dann muß auch die zum Mesofeld inverse Struktur, nämlich das von m_o erregte Gravitationsfeld im statischen Fall einer stehenden gravitativen Welle der Wellenlänge λ' entsprechen und auf diese Weise wäre der Fernwirkung des Gravitationsfeldes eine obere Schranke im Abstand $\rho = \lambda'/2$ vom Symmetriezentrum gesetzt. Diese obere Begrenzung kann sich dabei aber nicht auf M in ϕ' beziehen, sondern nur auf den Fernwirkungsanteil $1/r = 1/\rho = \text{const.}$ mit $\rho = \lambda'/2$. Einsetzen liefert dann, wenn im Folgenden zur Kürzung $b = 2/\lambda'$ verwendet wird, $\phi' = b\, \gamma\!\!\!/\, M$ oder $\underline{\phi} = \gamma\!\!\!/\, M/r\,(1 - b\,r)$. Ist $R > 1/b$ irgend ein Abstand jenseits $\rho = 1/b$, dann wird $M \leqq o$ bleiben, denn $M \geqq o$ wäre nicht einzusehen, zumal $e^{\psi} > o$ für $R < \infty$.

bleibt. Dagegen würde sich wegen $1 - b R < o$ das Vorzeichen von $\underline{\phi} > o$ in $\underline{\phi} < o$ umkehren. Nun beschreibt aber $\underline{\phi}$ immer das Quadrat einer Geschwindigkeit, die reell bleiben muß, was aber im Widerspruch zu $\phi < o$ stehen würde; denn die wahre Feldfunktion muß, aufgrund dieser Realitätsforderung $\phi \geq o$ für alle r gelten. Diese Forderung reeller Geschwindigkeit zeigt, daß $\underline{\phi} = \gamma M/r \cdot (1 - b r)$ wiederum nur als Glied einer Niveaudifferenz aufzufassen ist, in welcher $(1 - b r)$ als Korrekturfaktor des Verlaufes $\gamma M/r$, beziehungsweise $\gamma M/\varrho = \gamma M b$ erscheint. Es existiert demnach eine weitere Niveaugrenze $\phi_b = \gamma M/\varrho \cdot (1 - b r)$, so daß für die gesamte Niveaudifferenz $\phi = \underline{\phi} - \phi_b = \gamma M/r (1 - b r) - \gamma M/\varrho (1 - b r) =$ $= (\gamma M/r - \gamma M/\varrho) \cdot (1 - b r) = \gamma M/r (1 - b r)^2$ ergibt, weil $b \varrho = 1$ ist. Die Notwendigkeit von ϕ_b geht dabei auf die Verwendung von M (r) in ϕ' zurück. Damit kann $\bar{q} = \text{grad } \phi$ gebildet werden. Der Vereinheitlichung von $\bar{\Gamma}$ und $\bar{\mu}$ zu $\bar{p}$ nach Gleichung 79 im statisch stabilen Fall $Q = o$ wird damnach Rechnung getragen durch

$$\bar{q} = \bar{p}/\sqrt{\alpha} = \text{grad } \phi \;,\; \phi = \gamma m/r \; e^{\psi} \; (1 - b r)^2 \;,$$

$$m = m (r) \;,\; M = m \; e^{\psi} \;,\; \psi = \left(\frac{\lambda/r \quad r - \lambda}{r + \lambda} \right)^n \;,$$

$$n = \text{const.} > o \;,\; \lambda = \frac{h}{2 m_o c} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 99,$$

was die phänomenologische Konsequenz von 92 für $Q = o$ in ${}^2\bar{T}_+$ des R_6 darstellt.

Das bei der Beschreibung gravitativer Feldstörungen approximativ verwendete Energieprinzip $m c^2 + \alpha/2 \int \bar{\Gamma}^2 \, d V = \text{const.}$, kann nunmehr mit der aus 92 gewonnenen Beziehung Gleichung 99 zu $M c^2 + \alpha/2 \int \bar{q}^2 \, d V$ erweitert werden, doch ist bei dieser Erweiterung zu berücksichtigen, daß im Fall freier Gravitationswellen $\partial/\partial t \, (\alpha \bar{\Gamma}^2 - \beta \bar{\mu}^2) = - 2 \, \text{div} \, \bar{\Gamma} \times \bar{\mu}$ gilt. Wenn es nun zu keiner Gravitationswellenemission kommt, dann ist $\text{div} \, \bar{\Gamma} \times \bar{\mu} = o$, also $\alpha/2 \int \bar{\Gamma}^2 \, d V - \beta/2 \int \bar{\mu}^2 \, d V = \text{const}$ oder nach der Korrektur durch Gleichung 99 auch $\alpha/2 \int \bar{q}^2 \, d V - \beta/2 \int \bar{\mu}^2 \, d V = \text{const.}$ und dies bedeutet, daß im Fall des statisch stabilen Materiefeldquants neben der Ruheenergie $E = M c^2$ und der gravitativen Feldenergie $E_g = \alpha/2 \int \bar{q}^2 \, d V$ noch ein

Term von Mesofeldenergie $E_m = - \beta/2 \int \mu^2 \, d\,V$ existieren muß. Nach 92 bestimmen die statischen Mesofeldzustämde als R_3 - Projektion die Mikrostruktur , so daß auch im freien Raum dem statischen Gravitationsfeldvektor $\bar{\Gamma}$ ein statisches Mesofeld $\bar{\mu}$ überlagert ist, derart, daß wegen des diskontinuierlichen Charakters des Eigenwertspektrums $\bar{\lambda}$ die gravitativen Energiestufen mit zu ihnen orthogonalen Mesofeldstufen abwechseln, die ihrerseits die gravitative Struktur ebenso betimmen wie die Feinstruktur der quantenhaften Feldquelle. Beim approximativen Uebergang zum makromaren Feldkontinuum ist also das verwendete Energieprinzip $M\,c^2 + \alpha/2 \int \bar{q}^2 \, d\,V = const.$ tatsächlich zu ergänzen durch $E_m = - \beta/2 \int \bar{\mu}^2 \, d\,V$, so daß in exakter Form für das Energieprinzip eines Materiefeldquants $E_o + E_m + E_g = const.$ geschrieben werden muß, wobei die drei Feldtypen voraussetzungsgemäß in einer zeitlich stabilen Korrelation zueinander stehen. Wenn es gelingt, E_m explizit wie E_g oder E_o zu ermitteln, dann kann aus dem Energieprinzip eine Differentialgleichung ermittelt werden, welche den Verlauf $\phi\,(r)$ und damit von $M\,(r)$ und $m(r)$ im Fall der zeitlichen Stabilität exakt wiedergibt. Mit dem Ergebnis $\varsigma = \varkappa^2/2$ aus der Raumprojektion von C ; $\hat{\{\}} = \bar{\lambda} \times \hat{\{\}}$ folgt aber, daß es eine Fläche $F_\varsigma = 4\,\pi \cdot \varsigma^2$ als singuläre Niveaufläche des Verlaufes $\phi\,(r)$ geben muß. Da weiter die Raumdichte der Mesofeldenergie $\eta_m = - \beta/2 \, \bar{\mu}^2 < o$ ist, und $div\,\bar{\mu} = \omega\,(\sigma - \sigma_o)$ oder $\omega \int \cdot\,(\sigma - \sigma_o) \, d\,V = \int div\,\bar{\mu} \, d\,V = \oint \bar{\mu} \, d\,\bar{F}$ gilt, muß $F_\varsigma \cdot \eta_m \sim - dM/dr$ sein. Nach dem allgemeinen Äquivalent $E = m\,c^2$ kann aber der Proportionalitätsfaktor nur c^2 sein, so daß $\eta_m = - c^2/F_\varsigma \cdot dM/dr$, oder integriert $E_m = - c^2/F_\varsigma \int dM/dr \, d\,V$ explizit folgt. Wird dieser Ausdruck zusammen mit $E_g = \alpha/2 \int \bar{q}^2 \, d\,V$ und $E_o = M\,c^2$ in $E_o + E_m + E_g = const$ eingesetzt, dann nimmt dieses Energieprinzip die Form an $M\,c^2 + \alpha/2 \int \bar{q}^2 \, d\,V - c^2/F_\varsigma \int dM/dr \, d\,V = const.$ Da die statische Stabilität und die Störungsfreiheit vorausgesetzt wird, sind M und ϕ , also auch $\bar{q}$ nur von r abhängig, so daß in Polarkoordinaten transformiert werden kann. Wegen der sphärischen Symmetrie ist dann $d\,V = 4\,\pi\,r^2\,d\,r$ und $\bar{q} = grad\,\phi = \bar{r}_o \, d\phi/dr$. Nach dieser Transformation kann das Energieprinzip nach r differenziert werden, was nach einer Division durch c^2 mit $F_\varsigma = 4\,\pi\,\varsigma^2$ die Differentialgleichung

$\frac{2\pi\alpha}{c^2}$ r^2 $(d\phi/dr)^2$ + dM/dr $(1 - b^2 r^2) = o$ liefert. Mit der Kürzung $b r = x$ und $p = (1-x)^{-2}$ wird $M = 1/\gamma$ $r p \phi$ nach Gleichung 99, also γ $dM/dr = r p \, d\phi/dr + (p + r \, dp/dr) \phi$. Da außerdem $2 \pi \alpha \gamma/c^2 = 3/32c^2$ folgt $r^2 (d\phi/dr)^2$ + + $32/3 \, c^2 (1-x^2) \cdot p (r \, d\phi/dr + (1 + r/p \, dp/dr) \phi) = o$. Es ist $dp/dr = 2 b (1-x)^{-3} + 2 x (1 - x)^{-1} = 1+x/1-x$, also $1 + r/p \, dp/dr = 1 +$ tion aus dem Faktor $(1-x^2) p = 1+x/1-x$, sodaß es zweckmäßig erscheint $F = 1+x/1-x$ als Hilfsfunktion zu verwenden. Damit wird aus der nichtlinearen Differenzialgleichung $r^2 (d\phi/dr)^2$ + + $32/3 \, c^2 F \cdot (r \, d\phi/dr + F \phi) = o$. Wird in dieser Fassung das neue Argument $ln r$ verwendet, dann entspricht die mit $\xi = 3\phi/8c^2$ und $\xi' = d\xi/d\ln r$ durchgeführte Transformation einer Homogenisierung $\xi'^2 + 4 F (\xi' + F \xi) = o$ in Form einer quadratischen Beziehung für deren Lösungen $\xi' = -2 F (1 \pm \sqrt{1-\xi})$ folgt. Dieser Ausdruck kann mit der Transformation $\underline{q} = 1 \pm \sqrt{1-\xi}$ in eine integrierbare Fassung gebracht werden; denn es ist $\xi = 1 - (\underline{q} - 1)^2$ und daher $-2F \, d\ln r = (1 \pm \sqrt{1-\xi})^{-1} \, d\xi = -2 (\underline{q} - 1) \, d\underline{q}/\underline{q} = 2 \, d(\ln \underline{q} - \underline{q}) = 2 \, d \ln \underline{q} \, e^{-\underline{q}}$. Auf der anderen Seite kann aber mit b erweitert werden, so daß $d\ln r = dr/r = dx/x$ und $d \ln \underline{q} \, e^{-\underline{q}} = t$

$= - F \, dx/x = - 1+x/1-x \, dx/x = dx/x^2-x + dx/x-1 =$

$= d \ln (x-1) + dx/x^2-x = d \ln (x-1) - 2 d \, ARTG (2x-1) =$

$= d (\ln (x-1) + \ln (1-x) - \ln x) = d \ln -1/x (1-x)^2$. Diese Beziehung ist ohne weiteres integrierbar. Ist B eine Integrationskonstante, dann folgt nach der Potenzierung $\underline{q} \, e^{-\underline{q}} = - B/x (1-x)^2$, was mit $x = b r$ und der neuen Konstante $A = - B/b$ die zweideutige Lösung $r \underline{q} \cdot e^{-\underline{q}} = A (1-br)^2$ liefert, wobei die Zweideutigkeit in $\underline{q} = 1 \pm \sqrt{1-\xi}$ mit $\xi = 3\phi/8c^2$ ihren Ausdruck findet. Für den Abstend $r = \rho = 1/b$ wird, weil $\rho = \lambda'/2 \neq o$ nur bleibt, $\underline{q} \, e^{-\underline{q}} = o$, was durch $\underline{q} \to \infty$ oder $\underline{q} = o$ erreichbar ist. $\underline{q} \to \infty$ bedingt aber $\phi (\rho) \to \infty$ und fällt somit wegen

$\phi \geq o$ für alle $r > o$ als physikalische Lösung aus, so daß nur noch $q = o$ übrig bleibt. Für beide Zweige ergibt sich aber $\phi(\rho) = o$, wenn $q = o$ ist, doch bedingt dies wiederum den negativen Zweig $q = q = 1 - \sqrt{1-\xi}$, wodurch die Eindeutigkeit erreicht ist. Als eindeutige Lösung kann demnach

$$r\, q\, e^{-q} = A\,(1 - \frac{r}{\rho})^2 \,, \quad A = \text{const} > o \,,$$

$$q = 1 - \sqrt{1 - \frac{3\phi}{8c^2}} \qquad \ldots\ldots\ldots\

werden darf. Man hat demnach $- A/r^2 = \frac{3g_n}{16c^2} = - \frac{3 \varkappa M_o}{16c^2 r^2}$,

also $A = \frac{3 \varkappa L m_o}{16 c^2}$, wenn $M_o = L m_o$ aus $L \geq 1$ atomaren Massen m_o aufgebaut ist. Die Raumprojektion Gleichung 100 kann also durch den Ausdruck

$$A \approx \frac{3 \varkappa L m_o}{16 c^2} \quad , \quad g = - \frac{\varkappa L m_o}{r^2} \left(1 - r^2/\rho^2\right) \ldots\ldots\ldots\ldots$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 100\,a$$

ergänzt werden, welcher die gravitative Beschleunigung beschreibt. Aus 100 und 100 a kann eindeutig das Wesen von $\rho = \lambda'/2$ abgelesen werden. ρ = const. kennzeichnet im R_3 eine Kugelfläche in deren Mittelpunkt sich die Feldquelle befindet. Da $r > o$ stets positiv reell bleibt, ist $q\, e^{-q} > o$ für $r < \rho$ und $r > \rho$, doch wird $q\, e^{-q} = o$ für $r = \rho$. Diese Ungleichungen bedingen aber, weil immer $e^{-q} > o$ ist, $\phi\,(r) > o$ für $r \neq \rho$, aber $\phi\,(\rho) = o$. Die Kugelfläche $r = \rho$ hat demnach für ϕ den Charakter einer Nullstelle , deren Bedeutung für die Feldstruktur aus 100 a hervorgeht. Auch g hat in $r = \rho$ wegen $g\,(\rho) = o$ die Nullstelle, doch wird durch ρ der R_3 in zwei verschiedene Feldstrukturen geteilt. Für $r < \rho$ ist $g < o$ die Beschleunigung eines gravitativen Attraktionsfeldes, dessen Grenze bei $g\,(\rho)$ liegt, was auch zu erwarten ist, weil für ρ die Definition $\rho = \lambda'/2$ gilt. Jenseits der Gravitationsgrenze $r > \rho$ ändert sich aber das Vorzeichen, so daß hier $g > o$ zur Beschleunigung eines Abstoßugs feldes wird. Dieses Abstoßungsfeld beschrieben durch $g = \varkappa M_o/\rho^2 - \varkappa M_o/r^2$ für $r > \rho$, würde $\varkappa M_o/\rho^2 = \text{const.}$ mit $r \to \infty$ annähern, doch ist dies nicht möglich, weil auch ϕ jenseits ρ wieder ansteigt. Dieser Anstieg kann aber nicht unbegrenzt weitergehen , weil in 100 grundsätzlich Im $A/r\,(1 - r/\rho)^2 = o$ und somit auch q reell bleiben muß. Neben ρ existiert also noch eine solche extremale Grenze der Raumprojektion einer gravitativen Feldstruktur, welche noch zu analysieren ist.

2) Die metrischen Extrema der Projektion.

In Gleichung 100 ist A $(1 - r/\varrho)^2$ für alle r eine positive reelle Zahl und auch r ist als Distanz im reellen R_3 selbst positiv und reell. Diese Realität bedeutet aber, daß auch $q\ e^{-q}$ für alle r reell bleibt, so daß ϕ (r) nicht mehr für alle r definiert sein kann; denn Im $q\ e^{-q}$ = o oder Im q = o fordert die Schranke $1 - 3\phi/8c^2 \geq o$. Das Extremum für ϕ liegt demnach bei $1 - 3\phi/8c^2 = o$, so daß auch im Fall der Gleichungen 99 und 100 die gleichen Extremalverhältnisse herrschen wie bei der approximativen Beschreibung gravitativer Feldstörungen. Für die Ausbreitungsgeschwindigkeit solcher Feldstörungen gilt daher auch der gleiche Ansatz, was ohne Korrektur wiederum zu $c' = i\,\omega$ mit $\omega = 4/3\ c$ führt. Andererseits kann aus dem Extremum $\phi_{ext} = 8/3\ c^2 = 2\,\omega\ c$ auf den Abstand R geschlossen werden, jenseits dessen weder eine gravitative Anziehung, noch eine Abstoßung definiert ist; denn es gilt $\phi_{ext} = \phi$ (R). Mit Gleichung 99 wird daher $M/R\ (1-R/\varrho)^2 = 2\,\omega\ c/\varkappa$ oder mit $x = R/\varrho$ auch $1/x\ (1-x)^2 = \frac{2\omega c\varrho}{\varkappa M} = 2\,\alpha$. Für die Lösungen dieser quadratischen Gleichung folgt dann $\underline{x} = (1+\alpha)\,(1 \pm \sqrt{1-(1+\alpha)^{-2}})$ mit $\alpha = \frac{\omega c \varrho}{\varkappa M}$. Explizit kann dieses doppelte Extremum $\underline{x}$ erst dann untersucht werden, wenn ϱ vorgegeben werden kann. Zur Beschreibung von ϱ wird $\varrho = \lambda'/2$ verwendet; denn wenn aus Gleichung 100 die Feldmasse des bis ϱ reichenden attraktiven Gravitationsfeldes ermitteln und über ein Energiematerieäquivalent eine Quantisierung der Feldenergie durchgeführt werden kann, dann muß es möglich sein λ' und damit ϱ explizit zu bestimmen. Für alle $r/\varrho \notin \underline{x}$ sowohl im Bereich $r > \varrho$ als auch $r < \varrho$ ist $\phi \ll c^2$ erfüllt, so daß $(3\phi/8c^2)^{\gamma} \approx o$ für alle ganzen Zahlen $\gamma > 2$ erfüllt ist. Dies ermöglicht aber die Reihenentwicklungen für q und e^{-q} und diese Reihenentwicklungen ergeben $3/16\ \ r/c^2\ \ \phi\,(1-3/16 \cdot \phi/c^2) = A \cdot (1-r/\varrho)^2$, was für alle $r \geq \lambda/2 = h/2m_o c$ gilt. Für $r = \lambda/2$ folgt eine weitere Näherung für A, wenn L=1 ist, Es ist $A \approx 3\varkappa/16c^2 \cdot m_o\,(1 - 3\varkappa/16c^2\ \ 2m_o/\lambda \cdot (1 - \lambda/2\varrho)^2)$ oder

$3\ \omega^2 A \approx \gamma m_o \left(1 - \frac{2\gamma m_o}{3\omega^2\lambda}(1-\lambda/2\varrho)^2\right)$ mit $\omega = 4/3\ c$.

Aus der Approximation folgt dann, wenn zur Kürzung $f = 1/r\,(1-\frac{r}{\varrho})^2$ verwendet wird, $3\ \omega^2\ A/\gamma = M\,(1-\gamma/3\omega^2\ M\ f) = -\gamma f/3\omega^2 \cdot (M^2 - 3\omega^2/\gamma f\ M)$ oder $M(r) = 3\omega^2/2\gamma f \cdot (1 \pm \sqrt{1-4Af})$, wovon aber nur der negative Zweig für $r \to \varrho$ zu einem nicht divergierenden Selbstenergieterm führt. Die Feldmasse des attraktiven Gravitationsfeldes ist demnach durch den Limes $\mu_g = \lim_{r\to\varrho} (M-m_o)$ gegeben. Aus dem negativen Zweig folgt nach einer Reihenentwicklung für diesen Limes $\mu_g = \frac{3\omega^2}{\gamma} A - m_o = -\frac{\gamma m_o^2}{2\omega c\lambda}(1-\lambda/2\varrho)^2 < 0$. Diese negative Feldmasse muß ihr positives Gegenstück in der positiven Mesofeldmasse $\mu_m = -\mu_g > o$ haben, so daß auch im Fall der Gleichung 100 die Feldkomplementarität $\mu_g + \mu_m = o$ gilt. Die Gravitationsfeldmasse μ_g muß nun noch durch $\lambda' = 2\varrho$ ausgedrückt werden. An der räumlichen Interpretation von $\bar{\bar{\mu}}$ durch die Quellendarstellung $\overline{div}\ \bar{\bar{\mu}} \sim \sigma_o - \sigma$ und $\mu_m \ll m_o$ ändert sich nichts und $\lambda' = 2\varrho$ ist offenbar nur als Projektion aus dem R_{+4} definiert, so daß $\hat{A}_+$ oder $\hat{\underline{A}}_+$ zur Anwendung kommen müssen. Mit $x_{+4} = \omega t$ wird dann $-\dot{\bar{S}}/\omega^2 + \overline{div}\ {}^2\bar{p} = \bar{\varphi}_{\xi(3)}$ im R_3 mit $\bar{S} = \bar{r} \times \bar{\mu}$ und $\bar{\varphi}_{\xi(3)} = \partial\bar{g}/\partial t$, worin $\bar{g} = d\bar{G}/dV$ die Dichte eines Impulses $\bar{G}$ im R_3 ist. $\bar{S} = \bar{r}\times\bar{\mu}$ wäre einer gravitativen Energieströmung äquivalent, für welche die Kontinuitätsgleichung $\dot{\bar{S}} + \overline{div}\ {}^2\bar{\eta} = \bar{o}$ gelten muß. Gibt es keine äußeren Kräfte, ist also immer $\bar{\varphi}_{\xi(3)} = \bar{o}$, so gilt die Divergenzfreiheit $\overline{div}\ ({}^2\bar{\eta}/\omega^2 + {}^2\bar{p}) = \bar{o}$, worin $\bar{p}$ wegen $\bar{\varphi}_{\xi(3)} = d\bar{g}/dt$ als Impulsströmung dargestellt werden kann. Aus ${}^2\bar{\eta} + {}^2\bar{p}\cdot\omega^2 = {}^2\bar{o}$ folgt schließlich weiter, da für jeden Impuls $p_{ik} = \sigma_{ik}\cdot v$ und immer $\eta_{ik} = \varepsilon_{ik}\ v$ gesetzt werden kann, in der Skalarform $\eta + \sigma_g\cdot\omega^2 = o$ mit $\eta = dE/dV$ und $\sigma_g = d\mu_g/dV$, also das Äquivalent $E = -\mu_g\ \omega^2$, das aber nur im R_{+4} gilt und sich nur auf gravitative Energien beziehen kann. Das Energiematerieäquivalent $E = m c^2$ dagegen ist nicht nur im R_{-4}, sondern auch im Korrelationsbereich R_4, also im Wirkungsbereich von $\hat{\underline{B}}$ gültig. Auch $E = -\mu_g\ \omega^2$ muß dem Quantenprinzip $E = h\gamma$ unterworfen sein, doch muß hier, da es sich um

Prozesse im R_{+4} handelt, $\gamma = \omega/\lambda'$ gesetzt werden, Es gelten also im R_{+4} die Theoreme

$E_g = -\mu_g \omega^2$, $E_g = h \omega/\lambda'$, $\omega = 4/3\ c$ .... 100 b,

die auf $\mu_g = -\frac{\varkappa m_o^2}{2\omega c \lambda}(1-\lambda/2\varrho)^2$ angewendet werden kann. Da $\lambda = h/m_o c$ ist, folgt $E_g = \frac{\varkappa \omega m_o^2}{2c}(1-\lambda/2\varrho)^2 =$

$= \left| \frac{\varkappa \omega m_o^3}{2h}\right. (1-\frac{h}{2 m_o c \varrho})^2 = h\ \omega/\lambda' = h\,\omega/2\varrho$

oder $\varrho(1-\frac{h}{2 m_o c \varrho})^2 = \frac{h^2}{\varkappa m_o^3}$. Die gravitative Feldmasse und die Gravitationsgrenze wird also beschrieben durch

$\mu_g + \mu_m = o$, $\mu_g = -\frac{\varkappa m_o^3}{2\omega h}(1-\frac{h}{2 m_o c \varrho})^2$,

$3\omega^2 A_{L=1} = \varkappa(m_o + \mu_g)$,

$\varrho \cdot (1-\frac{h}{2 m_o c \varrho})^2 = \frac{h^2}{\varkappa m_o^3}$ ..... 101.

In dieser Beziehung für ϱ ist m_o stets die Masse eines Materiefeldquants und die Gleichung 101 ist für ϱ wiederum so beschaffen, daß für alle aus Teil B empirisch bekannten Materiefeldquanten in sehr guter Näherung $\varrho = \frac{h^2}{\varkappa m_o^3}$ gesetzt werden kann.

Wird hierin $m_o = N m_p$ auf die Protonenmasse bezogen, dann folgt $N^3 \cdot \varrho = \frac{h^2}{\varkappa m_p^3} \approx 46$ [M P C] . Mit dieser stark approximierten Formel

$m_o = N m_p$, $N^3 \varrho \approx 46$ [M P C] .....101 a

können also die Gravitationsgrenzen makromarer Strukturen abgeschätzt werden, wenn ihr mittleres Atomgewicht N bekannt ist. Es ist auch die Möglichkeit gegeben nunmehr die beiden anderen Grenzen $\underline{x} = (1+\alpha) \cdot (1 \pm \sqrt{1-(1+\alpha)^{-2}})$ der Realitätsforderung zu bestimmen, welche durch ein Materiefeldquant gesetzt werden. Da in α die Masse $M(\underline{x})$ enthalten ist, erscheint es zweckmäßig $\underline{x}$ mit $\phi(\underline{x}) = 2\omega c$ aus $r q e^{-q} = A(1-r/\varrho)^2$ zu ermitteln; denn Einsetzen von $\phi(\underline{x})$ liefert $q = 1$ und daher $1/x\,(1-\underline{x})^2 = 2\beta$ oder

$\underline{x} = (1+\beta) \cdot (1 \pm \sqrt{1-(1+\beta)^{-2}})$ mit $\beta = \varsigma/2eA$ in Analogie zu α. In dieser Beziehung

$$(R , s) = \varsigma (1 + \beta) (1 \pm \sqrt{1-(1+\beta)^{-2}}) , \quad 2 e A \beta = \varsigma \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 102$$

erscheint nicht mehr $M(\underline{x})$, sondern nur noch der aus 101 a bekannte Wert ς und A. Da stets $A \ll \varsigma$ bleibt, ist immer $\beta \gg 1$, so daß sich für die beiden Distanzextrema R und s Abschätzungen ergeben. Es ist in sehr guter Näherung $R \approx 2 \beta \varsigma = \varsigma^2/eA$ und $s \approx \varsigma/2\beta = e A$, so daß nach 101 die beiden Extrema nur noch durch m_o und die Feldmassen μ_g beziehungsweise μ_m ausgedrückt werden. Im Produkt $R\ s$ kompensieren sich die Approximationsfehler von R und s; denn wird $1/\varsigma \cdot (R\ s) = (1 \pm \sqrt{1-(1+\beta)^{-2}})$ exakt in das Produkt eingesetzt, dann folgt $1/\varsigma^2\ R\ s =$

$= (1+\beta)^2 (1+\sqrt{1-(1+\beta)^{-2}}) (1 - \sqrt{1-(1+\beta)^{-2}}) = (1+\beta)^2 (1+\beta)^{-2} = 1$

also $R \cdot s = \varsigma^2$ exakt. In Analogie zu Gleichung 101 ergibt sich demnach

$$R\ s = \varsigma^2 , \quad s \approx e A \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 102a$$

mit deren Hilfe der Verlauf der Feldmasse in $r \geq \varsigma$, sowie $M(s)$ ermittelt werden kann. Aus $\phi(\underline{x}) = 2 \omega c$ folgt unmittelbar

$M(R) = \frac{2 \omega c}{\varkappa} \cdot R (R/\varsigma - 1)^{-2} \approx \frac{2 \omega c}{\varkappa} \cdot \varsigma^2/R \approx$

$\approx \frac{2 \omega c}{\varkappa} \cdot e A = e/2 (m_o + \mu_g)$ und $M(s) = \frac{2 \omega c}{\varkappa} s \cdot$

$\cdot (1 - s/\varsigma)^{-2} \approx \frac{2 \omega c}{\varkappa} \cdot e A = M(R)$ wegen $s \ll \varsigma$.

Hieraus folgt also, daß die in $r \leq s$ maximal mögliche Masse ungefähr ebenso groß ist, wie die gesamte Masse in $r \leq R$, so daß durch $r = s$ zugleich eine obere Grenze der Massendichte gesetzt worden ist. Für die zu R und s gehörenden Feldmassen gilt also

$$M(R) \approx M(s) \approx e/2 (m_o + \mu_g) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 102b.$$

Aus dieser Beziehung folgt wiederum $M(R) - m_o \approx (e/2 - 1) \cdot$

$\cdot m_o + \mu_g \cdot e/2$ und dies bedeutet, daß für $(e/2 - 1)\ m_o \geq \mu_m\ e/2$ immer $M(R) - m_o = o$ bleibt. Da aber $M(\varsigma) - m_o < o$ ist, kann für $(e/2 - 1)\ m_o \geq \mu_m\ e/2$ die Beziehung $M(R) - m_o \geq o$ nur erfüllt werden, wenn $M(R) - M(\varsigma) > o$ ist. Im Bereich $r_o = \lambda/2 \leq r \leq \varsigma$ ist also der Verlauf der Feldmasse negativ, aber im Bereich gravitativer Abstoßung $\varsigma < r \leq R$

positiv, solange $(e/2 - 1)\, m_o \geq \mu_m\, e/2$ ist. Würde dagegen $(e/2 - 1)\, m_o < e/2\, \mu_m$, dann müßte sich $M(R) - m_o < o$ und somit $M(R) - M(\varrho) < m_o - M(\varrho)$ ergeben, so daß bei $(e/2 - 1)m_o = e/2\, \mu_m$ offensichtlich eine kritische Grenze im Spektrum der Materiefeldquanten liegt. Die explizite Bestimmung dieser kritischen Grenzmasse m_o mit $\mu_m(m_o)$ nach 101 kann mit dieser Beziehung nicht durchgeführt werden, weil μ_g eine Approximation ist, welche nur unter der Voraussetzung $(3\phi/8c^2)^n \to o$ für $n > 2$ ist. Diese Approximationsbedingung ist aber für $r = \lambda/2$ bei $(e/2 - 1)m_o = e/2\, \mu_m$ wegen des hohen Wertes der Mesofeldmasse nicht erfüllt.

3) Die Existenz des Weltmetrons

Das aufgrund der Struktur von $^2\bar{T}$ nach Gleichung 79 gewonnene Prinzip Gleichung 100, welches auf die einheitliche Darstellung von $\bar{\Gamma}$ und $\bar{\mu}$ als $\bar{p}$ zurückgeht, muß als eine Ergänzung von $r\, q\, e^{-q} = \text{const}$ mit $q = 1 - \sqrt{1 - 4a\frac{m}{r}}$ aufgefaßt werden. Andererseits bildet das vollständige Prinzip Gleichung 100 ein weiteres Relativitätsprinzip gravitativer Feldquellen, welches aber kein Relativitätsprinzip von Gleichberechtigten mit $v = \text{const}$ im R_3 bewegten Inertialsystemen ist. Vielmehr kennzeichnet Gleichung 100 ein Relativitätsprinzip von relativ zur gravitativen Trägheitsquelle m_o ruhenden Bezugssystemen derart, daß der Trägheitswert $m(r)$ der gravitativen Feldquelle m_o vom jeweiligen Abstand r des Bezugspunktes vom Symmetriezentrum von m_o abhängt. Diese Relativität $m(r)$ geht aber auf die vom Mesofeld verursachte gravitative Struktur des R_3 zurück, so daß Gleichung 100 als das Relativitätsprinzip gravitativer Raumstrukturen bezeichnet werden kann.

Mit Gleichung 101 und 100 a ist 100 vollständig bestimmt und auch in der Realitätsforderung $1 - 3/8\, \phi/c^2 \geq o$ kann b substituiert werden. Ist $1 - 3/8\, \phi/c^2 \geq o$, dann folgt für den Extremalwert $\phi_{ext} = 8/3\, c^2 = 2\omega c$, wobei $\phi_{ext} = \phi_{max}$ sein muß. Verwendung von 99 liefert dann $2\omega c = \frac{\varkappa m_k}{r_k}(1 - r_k/\varrho)^2$,

wobei sich die Indizierung k auf das Maximum bezieht. Da ein solches Maximum für ϕ vorliegt und dm/dr nach 100 nur wenig von o abweicht, muß r_k (wofür die gleiche Entwicklung gilt, die zu 102

führt) der Minimalwert gelten, so daß nach 1o2 der Zweig $r_k = s$ zu wählen ist. Andererseits gilt nach dem Quantendualismus für m_k die Wellenlänge $c\,\lambda_k\,m_k = n\,h$, so daß für das Maximum im Sinne der Realitätsforderung $2\,\omega\,c^2\,\lambda_k\,s = n\,\mathcal{H}\,h\,(1 - s/\varrho)^2$ gilt. Hier wurde allgemein angenommen, daß sich m_k aus n Quanten der Wellenlänge λ_k zusammengetzt, Nach 101 und 1ß2 a gelten offensichtlich die Limesrelationen $\lim_{\lambda_k \to \infty} s = o$ (in erster Ordnung)

und $\lim_{\lambda_k \to \infty} 1/\varrho = o$ (in 3. Ordnung), so daß auch $\lim_{\lambda_k \to \infty} s/\varrho = o$

oder $\lim_{\lambda_k \to \infty} (1 - s/\varrho)^2 = 1$ richtig ist. Wegen $s \to o$ für

$\lambda_k \to \infty$ liefert aber $\lim_{\lambda_k \to \infty} \lambda_k \cdot s = F_n$ einen uneigentlichen Ausdruck, der , wenn er existiert, eine Fläche F_n im leeren R_3 sein muß, weil $\lambda_k \to \infty$ der Übergang zum leeren Raum $m_k \to o$ ist. Auch für die nicht verschwindenden ganzen Quantenzahlen $n \geq 1$; wird $m_k = o$ für $\lambda_k \to \infty$ erreicht, so lange $n < \infty$ bleibt.

Damit kann aber in $2\,\omega\,c^2\,\lambda_k \cdot s = n\,\mathcal{H}\,h \cdot (1-s/\varrho)^2$ der Grenzübergang zum Leerraum ($\lambda_k \to \infty$) durchgeführt werden.

Man erhält $2\,\omega\,c^2\,F_n = 2\,\omega\,c^2 \lim_{\lambda_k \to \infty} \lambda_k \cdot s = n\,\mathcal{H}\,h \cdot$

$\cdot \lim_{\lambda_k \to \infty} (1-s/\varrho)^2 = n\,\mathcal{H}\,h$. Aus dieser Relation $2\,\omega c^2\,F_n = n\,\mathcal{H}\,h$ folgt zunächst, daß der Limes $F_n \geq o$ als uneigentlicher Grenzübergang real existiert. Weiterhin ist F_n eine Fläche im R_3 , doch kann $-F_n$ oder $i\,F_n$ auch von den imaginären Dimensionen des R_6 aufgespannt werden , so daß F_n jede zweidimensionale Mannigfaltigkeit innerhalb des R_6 beschreiben kann; denn der $R_4 = R_{-4}$ wegen $x_4 = i\,c\,t$ ist eine raumzeitliche Projektion des R_6 , während der R_3 wiederum als Projektion des R_{-4} beziehungsweise des R_4 aufgefaßt werden kann. Da der R_3 aber auch als Projektion des R_{+4} gedeutet werden kann, muß untersucht werden, ob $2\,\omega\,c^2\,F_4 = n\,\mathcal{H}\,h$ auch als uneigentliche Limesrelation aus einer Analyse von R_{+4} - Strukturen hervorgeht.

Zur Kürzung kann für $n = 1$ die Fläche $F_1 = \tau$ gesetzt werden, woraus hervorgeht, daß τ gemäß $2\,\omega\,c^2\,\tau = \mathcal{H}\,h$ selbst eine Naturkonstante ist. Damit wird aber $F_n = n\,\tau$, dessen Universalität nachzuweisen ist (in Bezug auf den R_{+4}) . Dieser

Limes ergab sich aus den Relativitätsprinzip Gleichung 100 und dieses wiederum gilt für Massen $m(r)$, die als stationäre Mesofeldzustände $C\,;\ \hat{\{\}} = \bar{\lambda} \times \hat{\{\}}$ im R_3 (gegen $\hat{\underline{A}}_-$ invariant) existieren, während das zu m gehörige Gravitationsfeld im R_{+4} definiert ist. Im Allgemeinen ist immer $\cos(\bar{\mu}, \dot{\bar{\Gamma}}) = o$, also $\operatorname{div} \bar{\Gamma} \times \bar{\mu} = o$, so daß nach Gleichung 79 in ${}^2\bar{T}$ der Gravitations- und Mesofeldvektor nur in der Verbindung $\bar{p}$ auftreten, der wiederum unmittelbar an $\bar{E}$ und $\bar{H}$ des R_{-4} trotz seiner Definition im R_{+4} gebunden ist. Es ist nun der Fall denkbar, daß durch einen Prozeß der mesobarischen Metastatik $\bar{E} \times \bar{H}$ (mit der geodätischen Nullinie im R_{-4}) ganz aus dem R_{-4} verschwindet und als $\bar{\Gamma} \times \bar{\mu}$ mit $\operatorname{div} \bar{\Gamma} \times \bar{\mu} \neq o$ im R_{+4} erscheint, wobei allerdings zu berücksichtigen ist, daß $\bar{E} \times \bar{H}$ im R_{-4} mit c aber $\bar{\Gamma} \times \bar{\mu}$ im R_{+4} mit ω fortschreiten. Die Existenz dieses Prozesses wird durch die kontrabarische Beziehung 69 a nachgewiesen. In völliger Analogie zu $\bar{E} \times \bar{H}$ beschreibt auch $\bar{\Gamma} \times \bar{\mu}$ einen Energietransport, doch ist nach Gleichung 101 die Feldmasse der gravitativen Wirkung $\bar{\Gamma} \times \bar{\mu}$ im Gegensatz zu derjenigen von $\bar{E} \times \bar{H}$ negativ. Zwar kann auch im R_{+4} ein Energieprinzip formuliert werden und zweifellos existiert auch das Analogon zu ϕ aus 99, doch ist dieses Niveau explizit nie gegeben. Aus diesem Grunde kann das Gegenstück zu Gleichung 100 ebenfalls nicht angegeben werden, so daß die metrische Extrema, welche 102 und 102 a entsprechen, auch unbekannt bleiben. Dies bedeutet aber, daß auf diese Weise nicht auf $F_n = n\,\tau$ im R_{+4} geschlossen werden darf. Gelingt es dagegen $F_n = n\,\tau$ völlig universell herzuleiten, dann kann aus dieser Universalität geschlossen werden, daß der Limes zwangsläufig auch im R_{+4} existiert. In diesem Fall wäre $F_n = n\,\tau$ eine ganz allgemeine Eigentümlichkeit der äonischen Welt.

Nach $C\,;\ \hat{\{\}} = \bar{\lambda} \times \hat{\{\}}$ wird die metrische Struktur des R_4 gemäß ${}^4\bar{R} = \bar{\lambda} \times \hat{\{\}}$ durch die quantenhaften stationären Mesofeldzustände $\bar{\lambda}$ bestimmt und dieses Mesofeld $\hat{\{\}}$ wiederum kennzeichnet im Fall der mesobarischen Dynamik die Korrespondenz zwischen zwei mesobarischen Systemen, derart, daß für $\hat{\{\}} \neq \hat{o}$ grundsätzlich jede Korrespondenz nach $\ddot{\underline{x}}^{\underline{i}} + \left\{ {i \atop k\ l} \right\} \dot{\underline{x}}^{\underline{k}}\, \dot{\underline{x}}^{\underline{l}} = o$ Beschleunigungskomponenten $\ddot{\underline{x}}^{\underline{i}}$ zur Folge hat, welche im R_3 ponderomotorischer

Natur sind. Dies ist aber unmittelbar mit dem erweiterten Äquivalenzprinzip identisch;denn jede ponderomotorische Beschleunigung wird durch Niveauflächendeformationen des allgemeinen gravitativen Trägheitsfeldes eines Materiefeldquants verursacht, die wiederum in einer induktiven Mesofeldänderung begründet sind. Auf diese Weise kann grundsätzlich jede ponderomotorische Beschleunigung $\ddot{\bar{s}}\,(x_i)_1^3$ im R_3 interpretiert werden, unabhängig von ihrer physikalischen Herkunft und in dem Energieprinzip $M c^2 + \alpha/2 \int \bar{q}^2 \, d V - \beta/2 \int \bar{\mu}^2 \cdot d V = \text{const.}$ mit $d V = d x_1 \, d x_2 \, d x_3$ kann von der speziell gravitativen Natur von $\bar{q}$ abstrahiert werden, was zu der Verallgemeinerung $M c^2 + \alpha/2 \int \ddot{\bar{s}}^2 \, d V = \text{const.}$ führt. Diese Abstraktion ist grundsätzlich möglich , weil wegen des induktiven Charakters von $\bar{\mu}$, sowie $\bar{\Gamma}$ und $\bar{q} = \bar{p}/\sqrt{\alpha}$ und dem Äquivalenzprinzip von Trägheit und Gravitation das Qadrat jeder ponderomotorischen Beschleunigung durch eine spezielle Form von $\bar{q}^2 - R_+^2 \, \bar{\mu}^2$ ausgedrückt werden kann. Dies ist aber mit dem Energieprinzip verträglich, weil $\alpha/2 \cdot \int \bar{q}^2 \cdot d V - \beta/2 \cdot \int \bar{\mu}^2 \, d V = \alpha/2 \cdot \int (\bar{q}^2 - R_+^2 \cdot \bar{\mu}^2) \cdot d V$ gilt. Für das totale Differential folgt $d M c^2 + \alpha/2 \, \ddot{\bar{s}}^2 \, d V = o$ oder nach dem Übergang zu Differenzen $\Delta M c^2 + \alpha/2 \, \ddot{\bar{s}}^2 \, \Delta V = o$. Hierin kann entweder $c^2 \Delta M = \Delta E$, oder $\omega^2 \Delta M = - \Delta E$ im R_{+4} gesetzt werden, was mit $- \Delta E/\omega^2 = - h/\omega \lambda_+$ oder $\Delta E/c^2 = h/c \lambda_-$ zu $\Delta M (\omega^2 , c^2) = \mp h/\lambda_\pm \; (\omega , c) = \mp h/\omega c^2 \cdot (\frac{\omega^2 c^2}{\lambda_+} , \frac{\omega c^3}{\lambda_-}) = 1/3 \, \frac{h a_\pm}{\omega c^2} \, 1/\lambda_\pm$ mit $a_+ = - 3 \omega^2 c^2$ und $a_- = + 3 \omega c^3$. Andererseits ist $\alpha = \frac{3}{64 \pi \gamma\!\!\!^{-}}$, das heißt, $\alpha \gamma\!\!\!^{-}$ ist eine reelle Zahl. Einsetzen dieser Größen in die Differenz liefert $1/3 \, h/\omega c^3 + \alpha/2 a_\pm \cdot \ddot{\bar{s}} \, \lambda_\pm \, \Delta V = o$, wobei auch die Wellenlängen $\lambda_\pm$ koordinatenabhängig sein können. Wegen $\alpha \gamma\!\!\!^{-} = \frac{3}{64 \pi}$ und $2 \pi\!\!\!^{-} = \frac{\gamma\!\!\!^{-} h}{\omega c^2}$ wird also, wenn $\gamma\!\!\!^{-} \alpha/2 a_\pm \, \ddot{\bar{s}}^2 \cdot \lambda_\pm = - w$ gesetzt wird, (im statischen Fall ist w nur von den Ortskoordinaten des R_3 abhängig, doch kann auch eine Zeitabhängigkeit zugelassen

werden) auch $\tau - w \Delta V = o$ mit $\Delta V = \sum_{k=1}^{3} \Delta x_k$. Diese Koordinaten x_k werden einer Transformation $x_k = x_k (\xi_1, \xi_2, x)$ unterworfen, an welche die Forderung zu stellen ist, daß ξ_1 und ξ_2 undimensioniert sind, aber x die Längendimensionierung hat, was immer erreichbar ist. Mit der Funktionaldeterminante

$$\frac{\partial(x_1, x_2, x_3)}{\partial(\xi_1, \xi_2, x)} = G \text{ wird } dx_1 \, dx_2 \cdot dx_3 = G \cdot d\xi_1 \cdot d\xi_2 \cdot dx$$

oder nach dem Übergang zur Volumendifferenz

$$\sum_{k=1}^{3} \Delta x_k = G \Delta \xi_1 \Delta \xi_2 \Delta x \text{ , was } w \cdot \Delta V = w G \Delta \xi_1 \Delta \xi_2 \Delta x = \Delta y \Delta x$$

ermöglicht; denn wegen $w \sim \lambda_{\pm}$ hat $w G \Delta \xi_1 \Delta \xi_2 = \Delta y$ die Dimensionierung einer Längendifferenz, doch gilt offenbar die Abhängigkeit $y = y(x)$. Diese Darstellung $\Delta y \cdot \Delta x$ kann aber für jedes ponderomotorische Beschleunigungsfeld, also nach

$$\ddot{x}^i + \left\{ {i \atop k\,l} \right\} \dot{x}^k \dot{x}^l = o$$

für jede Korrespondenzwirkung $\hat{\{\}} \neq \hat{o}$ erreicht werden. Es ist, wenn $w G \cdot \Delta \xi_1 \cdot \Delta \xi_2 \cdot \Delta x = \Delta y \Delta x$ in die Differenzengleichung eingesetzt wird, $\Delta y \Delta x - \tau = o$ und hierin ist das Produkt endlicher Differenzen $\Delta y \Delta x = \Delta F_\gamma > o$ eine Flächendifferenz . Für die Gesamtfläche gilt dann $F = \sum_{\gamma=1}^{n} \Delta F_\gamma$ mit $n < \infty$, weil die $\Delta F_\gamma > o$ wegen $\tau > o$ in $\Delta F_\gamma - \tau = o$ nicht infinitesimaler Natur sind. Summation über diesen Zusammenhang liefert

$$o = \sum_{\gamma=1}^{n} (\Delta F_\gamma - \tau) = \sum_{\gamma=1}^{n} \Delta F_\gamma - n\tau =$$

$= F_n - n\tau$, also $F_n = n\tau$, das heißt, jede aus den Differenzen $\Delta y \Delta x = \Delta F_\gamma$ zusammengesetzte Fläche F kann nur ein ganzzahliges Vielfaches n der unteren Teilbarkeitsschranke τ einer Fläche sein. Andererseits ist $\Delta F_\gamma \sim \ddot{s}^2 \lambda_{\pm}$, das heißt, die Flächendifferenzen werden durch die Quellen des ponderomotorischer

Beschleunigungsfeldes und seine Feldverteilung bestimmt, doch geht diese nach $\ddot{\underline{x}}^i + \left\{ {i \atop k\ l} \right\} \dot{\underline{x}}^k \dot{\underline{x}}^l = o$ immer auf $\hat{\{\}}$ und die Feldquellen auf C ; $\hat{\{\}} = \bar{\lambda} \times \hat{\{\}}$ zurück. Diese statischen Mesofeldzustände aber definieren die Niveauflächen, beziehungsweise im Korrespondenzfall ihre Deformationen, woraus folgt, daß $F = n \tau$ für alle diejenigen Flächen gilt, die durch mesobarische Systeme im statischen metastatischen oder dynamischen Fall definiert werden. Andererseits wird nach ${}^4\underline{R} = \bar{\lambda} \times \hat{\{\}}$ die metrische Struktur des R_6 und des R_4 ebenfalls durch diese stationären Zustände eines mesobarischen Systems bestimmt, so daß für alle zweidimensionalen Mannigfaltigkeiten einer solchen metrischen Struktur immer

$$2 \omega c^2 \tau = \varkappa h , \quad F = n \tau \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 103$$

gilt. Diese Beziehung sagt aber aus , daß eine solche Fläche nicht mehr als Punktkontinuum, sondern als aus von Null verschiedenen, nicht mehr teilbaren Elementarflächen den Metronen τ zusammengesetzt, und somit die zahlentheoretischenFunktion eines ganzzahligen Index ist.

Nach der zu 103 führenden Entwicklung ist $F = n \tau$ eine grundsätzliche Eigenschaft, deren Existenz wegen dieser Universalität auch im R_{+4} gegeben sein muß, so daß die Schlußweise zur Verifikation von 103 einen indirekten Charakter trägt. Alle zweidimensionalen Mannigfaltigkeiten, die in der äonischen Welt R_6 überhaupt möglich sind, müssen demnach ganzzahlige Vielfache einer Elementarfläche τ sein, deren Betrag allein von den empirischen Naturkonstanten bestimmt wird. Es ist also $\tau > o$ eine universelle Baueigenschaft der Welt, derart, daß das Tensorium R_6 auf keinen Fall als Punktkontinuum aufgefaßt werden darf. Die Elementarfläche hat also den Charakter eines flächenhaften Metrons, welches die Welt in ihrem Bau bestimmt und daher als Weltmetron bezeichnet werden soll Die Existenz dieses Weltmetrons nach 103 bedingt eine Revision der infinitesimalen Analysis, welche zur Entwicklung der allgemeinen Zustandsgleichung 92 aller Weltstrukturen in R_6 verwendet wurde. Es kommt also darauf an,in der Fundamentalbeziehung 92 für alle Zustände des R_6 den durch 103 ausgedrückten Begriff des Weltmetrons $\tau = \text{const}, > o$ zu berücksichtigen.

Diese Revision wurde aber bereits in A VIII durchgeführt. Die Dimensionszahl $p = 2$ des Weltmetrons paßt aber nach der Untersuchung selektiver semantischer Iteratoren in die möglichen metronischen Dimensionen, welche metronische Tensorien televarianter

Areale strukturieren können. Wegen $p = 2$ des Weltmetrons τ wird evident, daß der R_4, in welchem C; $\hat{\{\}} = \bar{\lambda} \times \hat{\{\}}$ durch $\hat{\{\}} \neq \hat{\{\}}^{\times}$ nicht hermitesch beschrieben wird, eine Projektion des für televariante Areale eindeutigen Tensoriums R_6 ist. Da $p = 2$ gilt und im A VIII die Untersuchung für alle innerhalb der Televarianz möglichen Dimensionszahlen p durchgeführt wurde, liegt es nahe einige spezielle Theoreme für zweidimensionale Metronen im R_3 zu entwickeln.

4.) Metronische Theoreme räumlich projizierter Welstrukturen.

Zunächst sollen metronisch äquivalente Gebilde des R_3 verglichen werden, wobei sich die metronische Äquivalenz wegen $p = 2$ nur auf definierbare R_2 - Mannigfaltigkeiten beziehen kann. Wird zum Beispiel vom R_6 in den R_3 projiziert, so gilt metronisch für das Volumen V_w eines durch sechs Metronen begrenzten Hexaeders $V_w = \tau^{3/2}$. Begrenzen diese sechs Metronen dagegen ein Kugelvolumen V_k, so gilt zunächst für die Oberfläche $4 \pi r_6^2 = 6 \tau$, also $r_6 = \sqrt{\frac{3 \tau}{2 \pi}}$ und $V_k = 4/3 \pi r_6^3 = \tau \sqrt{\frac{6 \tau}{\pi}}$, so daß sich für das Volumenverhältnis $V_k / V_w = \sqrt{6/\pi} \neq 1$ ergibt, was daran liegt, daß die sphärische Fläche von der euklidischen Hexaederfläche metrisch abweicht und beide Flächen ein Elementarvolumen des R_3 umschließen. Ganz allgemein sind alle R_3 - Gebilde metronisch äquivalent, deren Oberflächen durch die gleichen Metronenziffern gekennzeichnet sind. Dieser Sachverhalt kann jedoch auch vom R_3 abstrahiert werden, weil innerhalb des Intervalls $2 \leq \gamma \leq 6$ der Dimensionszahlen immer R_2 - Mannigfaltigkeiten definierbar sind, welche durch das Weltmetron eine Teilbarkeitsgrenze grundsätzlich haben.

Nach Gleichung 103 darf eine Fläche F nicht mehr als ein mathematisches Punktkontinuum aufgefaßt werden, sondern muß sich aus einer endlichen Zahl $n < \infty$ mit ganzzahligen, reellen $n > o$ von elementaren Flächenquanten, den Metronen $\tau > o$, zusammensetzen. Diese Tatsache aber macht eine Revision der infinitesimalen

Analysis nach A VIII notwendig; denn diese Analysis wird durch zwei Limesrelationen, durch das Integral und den Differentialquotienten begründet, die ihrerseits eine beliebige Teilbarkeit der Flächen, also ein Punktkontinuum voraussetzen. Ist $y = f(x)$ irgendeine in einem Definitionsbereich x stetige Funktion der (x,y) - Ebene, so wird eine zwischen zwei Nullstellen liegende Fläche, die von einem Kurvenstück $f(x)$, einem zwischen den beiden Nullstellen liegenden Stück der x - Achse $a \leq x \leq b$ und den Ordinaten $y(a)$ und $y(b)$ begrenzt wird, durch das Integral $F = \int_a^b y \, dx = \int_a^b f dx$ - t beschrieben, wenn $\tau = o$ ist. Dieses Integral ist aber gemäß)

$$\int_a^b y \, dx = \lim_{n \to \infty} \sum_{\gamma=1}^{n} \left[y_{\gamma-1} (x_\gamma - x_{\gamma-1}) + 1/2 (y_\gamma - y_{\gamma-1}) \cdot \right. \quad \beta$$

$$\left. \cdot (x_\gamma - x_{\gamma-1}) \right] = 1/2 \lim_{n \to \infty} \sum_{\gamma=1}^{n} (y_\gamma + y_{\gamma-1}) \Delta x_\gamma =$$

$$= \lim_{n \to \infty} \sum_{\gamma=1}^{n} \Delta F_\gamma \; . \text{ Hierin ist aber } n \to \infty \text{ aequivalent}$$

mit $\Delta F_\gamma \longrightarrow o$, was aber zu Gleichung 103 in Widerspruch steht; denn nach dieser Gleichung kann allenfalls $\Delta F_\gamma \to \tau > o$ mit $n < \infty$ für $F < \infty$ erreicht werden und dies hat für $\Delta F_\gamma = \tau$ den Limes $\int_a^b f \, dx \equiv \lim_{\Delta F_\gamma \to \tau} \sum_{\gamma=1}^{n} \tilde{y}_\gamma \Delta x_\gamma = n \tau$ □

mit $\tilde{y}_\gamma = 1/2 (y_\gamma + y_{\gamma-1})$ zur Folge. Alle Flächendifferenzen sind in diesem Limes mit dem Metron identisch, so daß immer $\tilde{y}_\gamma \cdot \Delta x_\gamma = \tau$ für alle $1 \leq \gamma \leq n$ gesetzt werden kann.

Andererseits ist aber $y = f(x)$ als stetige Funktion vorausgesetzt und an dieser Stetigkeit kann auch $\tau > o$ nichts ändern; denn nach Gleichung 103 ist keine Vorschrift existent, die angibt, wie τ zu begrenzen ist, das heißt, die Begrenzung hat sich gemäß A VIII nach den metrischen Gegebenheiten der betreffenden Fläche zu richten. Nun wird aber der metrische Charakter von F durch die Begrenzung $a \leq x \leq b$ sowie y_a und y_b beziehungsweise $f(x)$ bestimmt, weil $y = f(x)$ eine ebene Kurve ist, also in einer zweidimensionalen euklidischen Mannigfaltigkeit verläuft, in welcher die geodätischen Koordinaten geradlinig rechtwinklig sind. Wenn aber die Begrenzung eines Metrons durch die metrischen Gegebenheiten der integralen Fläche bestimmt werden, so müssen alle Metronen hinsichtlich

ihrer metrischen Begrenzung gleichberechtigt sein, wenn F eine metrische Einheit bilden und n ganzzahlig sein soll. Dies bedeutet, daß im vorliegenden Fall $\tau > o$ stets durch zwei Ordinaten y_γ und $y_{\gamma-1}$ eine Differenz $\Delta x_\gamma = x_\gamma - x_{\gamma-1}$ und den Fuktionsverlauf $f(x)$ zwischen $\gamma-1$ und γ begrenzt wird, so daß für

$$\Delta F_\gamma = \tilde{y}_\gamma \Delta x_\gamma = \int_{x_{\gamma-1}}^{x_\gamma} f \, d x$$

der infinitesimale Intergralbegriff anwendbar wird. Aus $F = \lim_{\Delta F_\gamma \to \tau} \sum_{\gamma=1}^{n} \tilde{y}_\gamma \Delta x_\gamma = n \tau$ wird also $n \tau = \sum_{\gamma=1}^{n} \int_{x_{\gamma-1}}^{x_\gamma} f \, d x$. Nach dem Intergralbegriff gilt aber stets $\sum_{\gamma=1}^{n} \int_{x_{\gamma-1}}^{x_\gamma} = \int_{x_o}^{x_n}$, wodurch die metrische Forderung erfüllt wird, wonach sich alle τ aus F wegen der Stetigkeit von f, stetig aneinander anschließen. Es ist also $\sum_{\gamma=1}^{n} \int_{x_{\gamma-1}}^{x_\gamma} f \, d x = \int_{x_o}^{x_n} f \, d x = F_n - F_o$ mit

$F_n = F(x_n)$ und $F_o = F(x_o) = C$ und liefert in

$\lim_{\Delta F_\gamma \to \tau} \sum_{\gamma=1}^{n} \tilde{y}_\gamma \Delta x_\gamma = n \tau$ eingesetzt $F(x_n) = n \tau + C$, wobei C nur von x_o abhängt. Aus diesem Zusammenhang kann, da $F = \int f \, d x$ aus der primitiven Funktion f hervorgeht, x_n aus $F(x_n) = n \tau + C$ zu $x_n = x(n)$ als zahlentheoretische Funktion des ganzzahligen Index n eliminiert werden, derart, daß die Substitution in $f(x)$ auch die Ordinatenzählung $y_n = f(n)$ als solche Funktion darstellt. Die metronenhafte Revision für $p = 2$ der integralen Lömesrelation findet demnach ihren Ausdruck in

$$y = f(x), \quad \lim_{\Delta F_\gamma \to \tau} \sum_{\gamma=1}^{n} \tilde{y}_\gamma \Delta x_\gamma = n \tau,$$

$$\Delta F_\gamma = \tilde{y}_\gamma \Delta x_\gamma = \int_{x_{\gamma-1}}^{x_\gamma} y \, d x, \quad \sum_{\gamma=1}^{n} \int_{\nu-1} = \int_o^n, \quad r$$

$$\int_{x_o}^{x_n} f(x) \, d x = n \tau, \quad x_n = x(n), \quad y_n = f(n) \ldots\ldots^n$$

Diese Darstellung einer ebenen Fläche durch eine Metronensumme setzt voraus, daß $\int_{x_{\gamma-1}}^{x_\gamma} y \, d\, x$ tatsächlich die Dimensionierung einer Fläche hat, so daß Gleichung 1o4 nicht auf beliebige Integrale erweitert werden kann. Ist dagegen eine Fläche definierbar, so hat die Darstellung 1o4 stets wegen $\tau > o$ eine Quantisierung der Flächenkoordinaten zur Folge, die sich in der Fläche nicht mehr stetig ändern können, sondern zahlen/theoretische Funktionen ganzzahliger Indizes werden, weil die Fläche kein Punktkontinuum mehr ist. Die Elimination des ganzzahligen Index n, der in $x_n = x(n)$ und $y_n = f(n)$ als Parameter aufgefaßt werden kann, muß wieder $y = f(x)$ liefern, weil der stetige Verlauf dieser Begrenzungskurve wegen der stetigen Anschlußforderung der Metronen, also ihrer metrischen Gleichberechtigung nicht in Frage gestellt wurde. Wenn die Koordinaten aber zahlentheoretische Funktionen werden, deren Verläufe durch die metrischen Eigenschaften derjenigen Flächen bestimmt werden, die den zweidimensionalen Bereich aufspannen, dann muß auch jede andere Funktion dieses Bereiches zu einer solchen zahlentheoretischen Funktion $\varphi(n)$ werden. Da n ganzzahlig ist, kann sich das Argument von φ nur um ± 1 ändern und dies legt eine metronenhafte Revision des Differentialquotienten als der zweiten infinitesimalen Limesrelation nahe, was in A VIII durchgeführt wurde.

Ganz allgemein folgt, daß alle metronischen Theoreme aus A VIII für die zulässige metronische Dimensionszahl $p = 2$ des Weltmetrons übernommen werden können. Insbesondere zeigt sich, daß die Faktoren vor den Koordinationsselektoren innerhalb der linearen Gitterselektoren nur $\sqrt{\tau}$ oder $i\sqrt{\tau}$ für die imaginären Koordinatenzählungen des R_6 sein können. Die Gitterselektoren des R_6 sind also gegeben durch

$$c_k = \sqrt{\tau}\ ()_k\ , \quad c_m = i\sqrt{\tau}\ ()_m\ , \quad 1 \leqq k \leqq 3\ ,$$

$$4 \leqq m \leqq 6 \qquad \ldots\ldots\ldots\

und $E_o = h\ c/\lambda$ angewendet wird. R ist seiner Interpretation entsprechend ein durch die Realitätsforderung bedingtes Distanzextremum im R_3. Einsetzten von $A = \tau/2\lambda$ liefert $e\ R\ \tau = 2\ \lambda\ \wp^2$ und hierin muß das Volumen $2\ \lambda\ \wp^2 \sim C\ ;\ n$ mit dem reellen projektiven Gitterselektor $C = \varepsilon\ \sqrt{\tau}$ () sein, wobei die Metronenziffer n durch die Feldquelle, also durch R bestimmt wird. Der Selektor C ist dabei reell, weil $2\ \lambda\ \wp^2$ im R_3 liegt, doch handelt es sich um die Projektion eines reellen Gitterselektors, was durch den projektiven Faktor ε zum Ausdruck gebracht wird. Ist F diejenige Einheitsfläche, die nach einer Projektion aller räumlichen Niveauflächen der Feldstruktur in den Ebenen R_2 von einer Höhenlinie begrenzt wird, dann muß $\varepsilon^2\ \sqrt{F} = s_o = 1\ [m]$ für den Projektionsfaktor gelten. Da n nur von R abhängt, kommt als Proportionaltätsfaktor allein diese Einheitsfläche F in Betracht. Wenn also beispielsweise diese Niveauflächen sphärisch sind, dann kann $F = \pi$ nur der Einheitskreis sein und so weiter. Mithin gilt $e\ R\ \tau = F\ C\ ;\ n = F\ \sqrt{\tau}\ n$ oder

$$e\ R\ \sqrt{\tau} = \varepsilon\ n\ F\ ,\ \varepsilon^2\ \sqrt{F} = s_o \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 106$$

als weiteres metronisches Theorem räumlicher Strukturprojektionen.

Da für das Weltmetron $p = 2$ gilt, kann in 84 A VIII 5 immer $\alpha = 1$ erreicht werden. Im R_6 mit ${}^2\bar{g} = {}^2\bar{g}^* = {}^2\bar{\mathfrak{p}}\ ;\ n$ folgt dann für den Fundamentalselektor die einfache Beziehung

$\mathfrak{p}^{\underline{i}} \cdot \mathfrak{p}^{\underline{k}} \cdot \mathfrak{p}_{ik} = E$, wenn $E\ ;\ n = 1$ den Einheitsselektor () $\cdot\ E = ()$ angibt. Auch folgt wegen der Hermitezität, weil nach 85 A VIII 5 stets ${}^2\bar{\mathfrak{p}} = (\bar{\mathfrak{p}} \times \bar{\mathfrak{p}})$ gilt, das Verschwinden des Komutators $(\mathfrak{p}_i \times \mathfrak{p}_k)_- = o$. Handelt es sich nicht um eine Struktur des Ganzen R_6, sondern um eine R_2 - Struktur ${}^2\bar{g} = [g_{ik}]_2 \neq {}^2\bar{g}^*$ in welcher Hyper- und Gitterselektoren nicht kongruent sind, dann können wegen $p = 2$ auch die Volumenuntersuchungen aus A VIII 6 vor 86 übertragen werden. In diesem speziellen Fall des R_2 sei $\mathfrak{x}^{\underline{i}} \cdot \mathfrak{x}^{\underline{k}} = \Upsilon^{\underline{\underline{ik}}}$ gesetzt. Für die geodätischen Linien der metronischen Feinstruktur des R_p gilt aber wegen $\left\{ {i \atop k\ l} \right\} = o$ stets ${}^2\bar{g} = {}^2\bar{a} = \text{const.}$ und

$w^2 = a = |{}^2\bar{g}|_p$, was zusammen mit $\alpha^2 = 1$ in $\alpha^2 = w^2 \cdot \Upsilon^{\underline{1,1}} \cdot \Upsilon^{\underline{2,2}}$ eingesetzt die Bedingung

$a_{1,1} \cdot a_{2,2} - a_{1,2} \cdot a_{2,1} = Y_{1,1} \cdot Y_{2,2}$ liefert, wenn die $Y^{i,k}$ die Inversen der Y_{ik} sind. Mit ${}^2\bar{a} = {}^2\bar{a}_+ + {}^2\bar{a}_-$ und $D = \begin{vmatrix} a_{+1,1} & Y_{1,1} \\ Y_{2,2} & a_{+2,2} \end{vmatrix}$ wird daher $D = a_{1,2} \cdot a_{2,1} =$

$= (a_{+1,2} + a_{-1,2}) \cdot (a_{+1,2} - a_{-1,2}) = a^2_{+1,2} - a^2_{-1,2}$. In der einfachen metronischen Hyperstruktur gilt demnach im allgemeinen metrischen Fall

$q = 1$, $N = 2$, $\left\{ {i \atop k\ l} \right\} = o$, ${}^2\bar{g} = {}^2\bar{a} = {}^2\bar{a}_+ + {}^2\bar{a}_-$,

$\begin{vmatrix} a_{+1,1} & Y_{1,1} \\ Y_{2,2} & a_{+2,2} \end{vmatrix} = a^2_{+1,2} - a^2_{-1,2}$ ..... 107, β

woraus einzelne Sonderfälle beschrieben werden können. Ist ${}^2\bar{a}_+$ diagonal, also $a_{+ik} \sim \delta_{ik}$ und ${}^2\bar{a}_- = {}^2\bar{o}$ oder $|a_{+ik}| = |a_{-ik}|$, so wird $D = o$ oder $a_{+1,1} \cdot a_{+2,2} = Y_{1,1} \cdot Y_{2,2}$ das heißt, die metrische Determinante wird mit dem Produkt der beiden geodätischen Richtungsgrößen für $i = k$ in kovarianter Form identisch. Das Theorem 107 ist die Grundlage zu einer allgemeinen Theorie beliebiger Flächen R_2 , welche mit τ $(p = 2)$ metronisiert sind.

In beliebig dimensionierten abstrakten Räumen ist die Metrik stets eine homogenquadratische Differentialform, welche nach 84 A VIII 5 ebenfalls metronisierbar ist, wobei der invariante Trägheitsindex der homogen quadratischen Differentialform von den Produkten $\mathcal{R}^{\frac{i}{-}} \mathcal{R}^{\frac{k}{-}}$ abhängt. Andererseits ist diese Metrik immer das Quadrat eines Linienelementes, also eine infinitesimale Fläche $d s^2$, welche bei der Metronisierung mit τ $(p=2)$ nur den Wert τ erreichen kann, wodurch $\alpha - 1$ bedingt wird. Aus diesem Grunde wird die Bezeichnung Weltmetron für die Naturkonstante τ aus 103 durch die quadratische Eigenschaft jeder Metrik nachträglich gerechtfertigt.

Aus der Existenz des R_6 wurde auf das makromare phänomenologische R_6 - Schema 79 geschlossen, welches eine hermitesche Strukturtheorie ermöglichte, die durch 92 auch mikromar alle überhaupt möglichen R_6 - Strukturen infinitesimal beschreibt. Bei dieser Entwicklung war ${}^2\bar{T}_+$ aus 79 relevant, was ${}^2\bar{M} = - {}^2\bar{M}^{\times}$ aus 93 begründete. Hieraus folgte der heuristische Schluß auf 95 der veri-

fiziert wurde und 98 lieferte. Dies wiederum ermöglichte die heuristische Vermutung eines Weltmetrons, welches aufgefunden und durch 103 beschrieben werden konnte. Die Beziehungen 92 und 103 sind also von fundamentaler Natur. Wenn es demnach gelingt die Fundamentaleigenschaft 103 des R_6 in der allgemeinen Strukturbeziehung 92 zu berücksichtigen, dann muß diese Synthesis die äonische Welt einheitlich beschreiben.

K a p i t e l VII

M E T R O N I S C H E K O N D E N S A T I O N S S T U F E N

D E R W E L T S T R U K T U R .

1.) S p i n o r i e n t i e r t e H y p e r s t r u k t u r d e s m e t r o n i s c h e n W e l t t e n s o r i u m s .

Wenn die Theorie der äonischen Welt weitergeführt werden soll, das heißt, wenn es möglich werden soll die äonischen Feldgleichungen 92 in eine synmetronische Fassung zu bringen, dann muß die sich aus dem Relativitätsprinzip gravitativer Raumstrukturen ergebende Existenz des Metrons $\tau > o$ nach 103 berücksichtigt werden. Diese Berücksichtigung muß aber immer auf eine Metronisierung des in C V kontinuierlich angenommenen R_6 hinauslaufen, derart, daß die infinitesimalen, tensoriellen äonischen Feldgleichungen zu Gleichungen von Feldselektoren werden. Die Existenz des R_6 ergab sich nicht aus der Operatorhermitezität und Konvergenz der mesobarischen Gleichung im R_4, sondern aus der antihermiteschen zusätzlichen Strukturbeziehung als Folge von ${}^2\overline{g} \neq {}^2\overline{g}^{\times}$ im R_4. Dieses Verhalten ist aber eine Folge der mesobarischen Beziehung der $R_{\pm 4}$ zum R_4, so daß der R_6 auf diese grundsätzliche Struktureigenschaft zurückgeht. Da τ wiederum A Gleichung 100 a mit $p = 2$ entspricht, können die Strukturkaskaden des Welttensoriums immer nur die Wechselbeziehungen metrischer Kondensationsstufen beschreiben, wodurch eine Metronisierung der äonischen Weltgleichung gerechtfertigt wird. Zu-

nächst kommt es also darauf an, die metronische Hyperstruktur der äonischen Welt aufzufinden. Ohne jede Zusatzhypothese genügt der R_6 der metronischen Forderung $N = 2q$; denn für $N = 6$ folgt $q = 3$ ganzzahlig und dies hat die Existenz von $L = q(2q-1) = 15$ einfachen metronischen Tensorien zur Folge.

Wegen der Forderung des stetigen Metronenanschlusses und der geodätischen Begrenzung eines jeden Metrons kann sich die Metrik der Hyperstruktur nicht von derjenigen des R_6 unterscheiden; denn in der Hyperstruktur wurden durch einen Selektionsprozeß nur einzelne geodätische Weltlinien aus der sechsfach unendlichen Schar dieser Linien des kontinuierlichen R_6 ausgewählt. Über die metrischen Eigenschaften des R_6 ist aber bekannt, daß sie durch ein hermitesches metrisches Kompositionsfeld ${}^2\bar{g}\ ({}^2\bar{g}_{(\gamma)})_1^3 = {}^2\bar{g}^{\times}\ (\underline{x}^k)_1^6$ mit nichthermiteschen aber zumindest mikromar hypothetischen Partialstrukturen ${}^2\bar{g}_{(\gamma)} \neq {}^2\bar{g}^{\times}_{(\gamma)}$ dargestellt werden. Für das Transmissionsfeld gilt $\hat{\{\}} = \hat{\{\}}^{\times}$, aber für das Binärfeld der Partialstrukturen

$$\hat{\{\}}^{\times}(\mu\gamma) \neq \hat{\{\}}(\mu\gamma) = \hat{\{\}}(\mu\gamma)+ + \hat{\{\}}(\mu\gamma)-\ ,$$

wobei der Zusammenhang $\hat{\{\}} = \sum_{\mu\gamma=1}^{3} \hat{\{\}}(\mu\gamma)+$ und

$\sum_{\mu\gamma=1}^{3} \hat{\{\}}(\mu\gamma)- = \hat{o}$ nach Gleichung 95 besteht. Mit einem geeigneten Parameter gilt für die Gleichungen der geodätischen Linien in kontravarianten cartesischen Koordinaten $\ddot{\underline{x}}^i + \left\{ {i \atop k\ l} \right\} \dot{\underline{x}}^k \dot{\underline{x}}^l = o$, beziehungsweise $\ddot{\underline{x}}^i_{(\mu\gamma)} + \left\{ {i \atop k,l} \right\}_{(\mu\gamma)} \dot{\underline{x}}^k_{(\mu\gamma)} \dot{\underline{x}}^l_{(\mu\gamma)} = o$ im Binärfeld, so daß die sechsfach unendliche Schar geodätischer Linien festliegt, wenn die äonischen Feldfunktionen $\hat{\{\}}$ beziehungsweise $\hat{\{\}}(\mu\gamma)$ vorgegeben sind. Zugleich ist mit dieser Schar geodätischer Linien nicht nur ein geodätisches Koordinatensystem $\{\underline{x}^i\}_{(\gamma)}$ gegeben, sondern auch dasjenige Gitterwerk geodätischer Linien von denen die metronische Hyperstruktur aufgespannt wird. Da immer in Bezug auf das geodätische Koordinatensystem $\{\ddot{\underline{x}}^i\}_{(\gamma)} = o$ wird, muß in diesem Fall $\hat{\{\}}(\mu\gamma) = \hat{o}$ für alle Binärfeldelemente mit Feldkerm gelten hinsichtlich ${}^2\bar{g}_{(\gamma)}$

(covariant in $\hat{\{\}}_{()}$), was aber ${}^2\overline{g}_{(\gamma)}$ = const zur Folge hat. Die Werte für diese Konstanten Tensorkomponenten folgen wiederum unmittelbar aus $\hat{\{\}}_{(\mu\gamma)}$, so daß auch die konstanten Fundamentaltensoren von diesen äonischen Funktionen des metrischen Feldes bestimmt werden. Aus dieser Konstanz wiederum folgt unmittelbar die Konstanz der entsprechenden metrischen Determinanten $g_{(\gamma)}$. Führt man, wenn die $\Upsilon^{\underline{\underline{kk}}} = \mathcal{R}^{\underline{k}}$ nach 84 A VIII 5 metronische Richtungsgrößen sind, als weitere Größen $\alpha = (|g| \prod_{k=1}^{6} \Upsilon^{\underline{\underline{kk}}})^{1/2}$ und $\alpha_{(\gamma)} = (|g_{(\gamma)}| \prod_{k=1}^{6} \Upsilon^{\underline{\underline{kk}}}_{(\gamma)})^{1/2}$ ein, dann folgt unmittelbar für die metronische Elementarzelle $\Delta \Omega = \alpha \, \tau^3$ im Kompositionsfeld oder $\Delta \Omega_{(\gamma)} = \alpha_{(\gamma)} \, \tau^3$, weil im R_6 stets $q = 3$ zu setzen ist. Die metronischen Grundeigenschaften des R_6 werden demnach zusammengefaßt in

$$q = 3 \,, \quad L = 15 \,, \quad \Delta \Omega = \alpha \, \tau^3 \,, \quad \Delta \Omega_{(\gamma)} = \alpha_{(\gamma)} \, \tau^3 \,,$$

$$\alpha = (|g| \prod_{k=1}^{6} \Upsilon^{\underline{\underline{kk}}})^{1/2} \,, \quad \alpha_{(\gamma)} = (|g_{(\gamma)}| \prod_{k=1}^{6} \Upsilon^{\underline{\underline{kk}}}_{(\gamma)})^{1/2} \,,$$

$$g_{(\gamma)} = \text{const} \quad \ldots\ldots\ldots\

alle Eigenwertspektren leer sein. Wenn diese Bedingung der leeren Welt $\bar{\lambda} = \bar{\lambda}_{(\mu\gamma)} = \bar{o}$ in die Feldgleichungen eingesetzt wird, dann folgt $C ; \hat{\{\}} = {}^{4}\bar{o}$ und $\wedge_{(\mu\gamma)} ; \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} = {}^{4}\bar{o}$ oder, wenn die Operatordarstellung metrischer Größen berücksichtigt wird, ${}^{4}\bar{R} = {}^{4}\bar{o}$ und ${}^{4}\bar{R}_{(\mu\gamma)} + {}^{4}\bar{C}_{(\mu\gamma)} = {}^{4}\bar{o}$, was nur durch ${}^{4}\bar{R}_{(\mu\gamma)} = {}^{4}\bar{o}$ und ${}^{4}\bar{C}_{(\mu\gamma)} = {}^{4}\bar{o}$ möglich wird ; denn wegen ${}^{4}\bar{R} = \sum_{\mu\nu=1}^{3} ({}^{4}\bar{R}_{(\mu\gamma)} + {}^{4}\bar{C}_{(\mu\gamma)})$ ergibt sich daraus ${}^{4}\bar{R} = {}^{4}\bar{o}$ von selbst und umgekehrt. Mit ${}^{4}\bar{R}_{(\mu\gamma)} = - {}^{4}\bar{C}_{(\mu\gamma)}$ ist diese Bedingung nicht zu erfüllen, weil der Operator $C_{(\mu\gamma)}$ ein Differential- aber $D_{(\mu\gamma)}$ ein Multiplikationsoperator ist. ${}^{4}\bar{R} = {}^{4}\bar{o}$ kennzeichnet die leere Welt als euklidisch ${}^{2}\bar{g} = {}^{2}\bar{E}$ in der sich geradlinige Weltlinien von selbst verstehen, während für die äonischen Feldfunktionen wegen der Leere der Welt als Folge von ${}^{2}\bar{g} = {}^{2}\bar{E}$ stets $\hat{\{\}} = \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} = \hat{o}$ in kontravarianten kartesischen Koordinaten (positiv orientiertes Orthogonalsystem) gilt, weil die geodätischen Weltlinien in der leeren Welt geradlinig sind, was dann auch für die geodätischen Koordinaten gelten muß. Da außerdem in einer leeren Welt nichts geschehen kann und weder eine kosmische Bewegung, noch eine zeitliche Ortsänderung des R_3 möglich ist, muß auch für die Transformatormatrix im Fall geradliniger Weltlinien $\underline{\hat{C}} = \hat{C} = \hat{E}$ gelten, das heißt, für die Richtungskosinus einer solchen Weltlinie mit den Koordinatenachsen folgt $\cos \alpha_k = o$ für $k \neq 4$, aber $\cos \alpha_4 = \pm 1$, woraus hervorgeht, daß die sechsfach unendliche Schar geradliniger geodätischer Weltlinien ein Orthogonalsystem bildet, woraus die Orthogonalität der geradlinigen geodätischen Koordinaten hervorgeht, während die positive Orientierung willkürlich festgesetzt werden kann. In dieser leeren Welt gilt demnach wegen ${}^{2}\bar{g} = {}^{2}\bar{E}$ und ${}^{2}\bar{g}_{(\gamma)} = {}^{2}\bar{E}$ stets $g = g_{(\gamma)} = 1$ und $\prod_{k=1}^{6} \underline{\gamma}^{\underline{\underline{kk}}} = \prod_{k=1}^{6} \gamma^{\underline{\underline{kk}}}_{(\gamma)} = 1$, also $\alpha = \alpha_{(\gamma)} = 1$ und $\Delta \Omega = \Delta \Omega_{(\gamma)} = \tau^3$ für die metronische Elementarzelle nach A VIII 6 , also

$$\bar{\lambda} = \bar{\lambda}_{(\mu\gamma)} = \bar{o} \, , \quad \hat{\{\}} = \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} = \hat{o} \, , \quad {}^{2}\bar{g} = {}^{2}\bar{g}_{(\gamma)} = {}^{2}\bar{E},$$

$$\hat{\underline{C}} = \hat{C} = \hat{E} \, , \quad \Delta \Omega = \Delta \Omega_{(\gamma)} = \tau^3 = \Delta \quad \ldots\ldots\ldots 108 \text{ a.}$$

Da diese Welt voraussetzungsgemäß leer sein soll und alle geradlini-

nigen Orthogonalkoordinaten $x^{\underline{k}} = \xi^{\underline{k}}$ zugleich geodätisch sind, sind alle Projektionen irgentwelcher endlicher Definitionsbereiche rechteckig begrenzt und die gesamte leere Welt erscheint in den Interwallen $-\infty < x^{\underline{k}} < +\infty$. Auch die Subraster aller Feinstrukturen der einfachen metronischen Bereiche sind demnach eben und in diesen ebenen Subrastern wirken die $L = 15$ Feinstrukturselektoren, die aber nicht bestimmt zu werden brauchen, weil $x^{\underline{k}} = \xi^{\underline{k}}$ gilt und keine Diskriminante eines Definitionsbereiches definiert ist. Alle Subraster der Feinstrukturen einfacher metronischer Bereiche sind eben, und die geodätisch begrenzten Metronen müssen rechteckig erscheinen. Da aber keine Koordinatendehnungen existieren können, weil ${}^2\bar{g} = {}^2\bar{E}$ gilt, müssen die Rechteckskanten gleich sein, so daß für die Metronen eines jeden der 15 Subraster $\Delta s^2 = \tau$ oder für die Kantenlänge $\Delta s = \sqrt{\tau}$ gilt. Damit ist aber unmittelbar das metrische Gitter gegeben; denn für die geodätischen Koordinaten gilt stets $\xi^{\underline{k}} = n^{\underline{k}} \cdot \alpha^{\underline{k}}$ mit der Metronenziffer $n^{\underline{k}} = Z^{(\underline{k})}$; n mit dem kontravarianten Koordinationsselektor $Z^{(\underline{k})} = ()^{\underline{k}}$ und $\alpha^{\underline{k}} = \sqrt{\tau}$ für $k \leq 3$, aber $\alpha^{\underline{k}} = i\sqrt{\tau}$ für $k > 3$ nach 105. Auf diese Weise ist aber unmittelbar der kontravariante Gitterselektor $C^{\underline{k}} = \alpha^{\underline{k}} Z^{(\underline{k})}$ gegeben, derart, daß sich für das metronische Gitter $\xi^{\underline{k}} = C^{\underline{k}}$; n oder mit dem normierten Orthogonalsystem $(\underline{e}^{\underline{i}} \; \underline{e}^{\underline{k}})_6 = \hat{E}$ der Einheitsvektoren orientiert $\bar{\xi}_k = \bar{C}_k$; n mit dem orientierten Gitterselektor $\bar{C}_k = \bar{e}_k \, \alpha_k \, ()_k$, weil wegen ${}^2\bar{g} = {}^2\bar{E}$ keine Unterscheidung zwischen Ko- und Kontravarianz notwendig ist. Mit diesem Gitterselektor ist aber zugleich der orientierte Hyperselektor gegeben; denn wegen der Geodäsie $\xi_k = x_k$ und $\bar{x}_k = X_k$; n folgt für den orientierten Hyperselektor $X_k = \bar{C}_k$. Für den Fundamentalselektor ${}^2\bar{\mathcal{J}}$; n = ${}^2\bar{g}$ gilt die metronenmetrische Fundamentalbeziehung $\gamma^{\underline{\underline{ik}}} \mathcal{J}_{ik} = E$ oder $\gamma^{\underline{\underline{ik}}} \mathcal{J}_{ik}$; n = 1. Wegen ${}^2\bar{g} = {}^2\bar{E}$, also ${}^2\bar{\mathcal{J}}$; n = ${}^2\bar{E}$ wird $\mathcal{J}_{ik}$; n = δ_{ik}, was eingesetzt $1 = \gamma^{\underline{\underline{ik}}} \mathcal{J}_{ik}$ in n = $= \gamma^{\underline{\underline{ik}}} \delta_{ik} = \sum_{k=1}^{6} \gamma^{\underline{\underline{kk}}} = \sum_{k=1}^{6} \gamma_{kk}$ liefert. Auf diese Weise liegen aber alle Bestimmungsstücke der metronischen Hyperstruktur einer leeren Welt R_6 fest. Diese Hyperstruktur wird demnach beschrieben

durch

$\bar{x}_k = \bar{X}_k \; ; \; n \; , \; \bar{X}_k = \bar{e}_k \; \alpha_k \; ()_k \; , \; (\bar{e}_i \; \bar{e}_k)_6 = \hat{E} \; ,$

$\sum_{k=1}^{6} \gamma_{kk} = 1 \; , \; \alpha_k = \sqrt{\tau} \; , \; k \leq 3 \; , \; \alpha_k = i \sqrt{\tau} \; ,$

$k > 3$ 108b

Da jedem Metron nach den Ergebnissen der Metronenstatik neben dem konstanten Betrag τ noch ein invarianter Spinselektor $^2\bar{P} = 1/\tau \; ROT_6 \; \bar{\Phi}$ mit dem Spinselektor $\bar{\Phi}$ zukommt, ist jeder metronischen Hyperstruktur eine Spinstruktur überlagert. Für ein Einzelmetron kann immer die Metronenziffer $n = 1$ angenommen werden, was für den Metronentensor $^2\bar{\tau} = (ROT_6 \; \bar{\Phi}) \; ; \; 1$ liefert. Allgemein gilt $\tau \; ^2\bar{P} \; ; \; n = \tau \; ^2\bar{p}$ für beliebige n. Hierin ist $^2\bar{p} = - \; ^2\bar{p}^{\times}$ mit $^2\bar{p} = \left[(1-\delta_{ik}) \; n_{ik} \right]_6$. Die Metronenziffer n_{ik} ist in diesem Tensor antihermitesch; denn für den leeren , also euklidischen R_6 sind in den $n_{ik} = - \; n_{ki}$ die Richtungsgrößen ± 1 oder $\pm i$ enthalten , derart, daß die n_{ik} die Metronenziffern der feinstrukturierten Subraster aller $L = 15$ einfachen Tensorien angibt. Auf jeden Fall sind die Koordinaten x_k des R_6 für $k < 4$ reell, aber für $k \geq 4$ imaginär und dies bedeutet, $IM \; n_{ik} = o$, $Re \; n_{ik} > o$ für $i \; , \; k < 4$, aber $IM \; n_{ik} > o$, $Re \; n_{ik} = o$ für $i < 4$ und $k \geq 4$ und $IM \; n_{ik} = o$, $Re \; n_{ik} < o$ für $(i,k) \geq 4$ mit $i < k$. Da weiter grundsätzlich wegen der euklidischen Eigenschaften $| \; n_{ik} \; | = 1$ ist, folgt für den Metronentensor der leeren Welt $^2\bar{\tau} = \tau$

$$\begin{bmatrix} o+1+1+i+i+i \\ -1o+1+i+i+i \\ -1-1o+i+i+i \\ -i-i-io-1-1 \\ -i-i-i+1o-1 \\ -i-i-i+1+1o \end{bmatrix}$$

was die komplexe Spaltung

$$^2\bar{\tau} = \tau \begin{bmatrix} o+1+1ooo \\ -1o+1ooo \\ -1-1oooo \\ oooo-1-1 \\ ooo+1o-1 \\ ooo+1+1o \end{bmatrix} + i \; \tau \begin{bmatrix} ooo+1+1+1 \\ ooo+1+1+1 \\ ooo+1+1+1 \\ -1-1-1ooo \\ -1-1-1ooo \\ -1-1-1ooo \end{bmatrix}$$

ermöglicht. Die Iteration liefert

$$1/\tau^2 \; sp \; ^2\bar{\tau} \times \; ^2\bar{\tau} = \begin{bmatrix} 1244i2io \\ 2122io-2i \\ 42 1o-2i-4i \\ 4i2iol24 \\ 2io-2i212 \\ o-2i4i421 \end{bmatrix} =$$

$$= \begin{bmatrix} 124ooo \\ 212ooo \\ 421ooo \\ ooo124 \\ ooo212 \\ ooo421 \end{bmatrix} + i \begin{bmatrix} ooo42o \\ ooo2o-2 \\ oooo-2-4 \\ 42oooo \\ 2o-2ooo \\ o-2-4ooo \end{bmatrix} \cdot \text{ Weitere Iterationen}$$

$sp\,({}^2\bar{\tau} \times sp\ {}^2\overline{\bar{\tau}} \times {}^2\bar{\tau}) \sim \tau^3 = \Delta \curvearrowright$ oder $sp\,(sp\ {}^2\bar{\tau} \times {}^2\bar{\tau}) \times {}^2\bar{\tau} \sim \tau^3$ liefern weitere komplexe Tensoren, welche dem Volumen der metronischen Elementarzelle proportional sind. Es ist

$$1/\tau^3\ sp\,({}^2\bar{\tau} \times sp\ {}^2\bar{\tau} \times {}^2\bar{\tau}) = \begin{bmatrix} o399i3ii \\ -o33ii3i \\ -9-3oi3i9i \\ -9i3i-io-3-9 \\ -3i-i-3i3o-3 \\ -i-3i-9i93o \end{bmatrix} =$$

$$= \begin{bmatrix} o39ooo \\ -3o3ooo \\ -9-3oooo \\ oooo-3-9 \\ ooo3o-3 \\ ooo93o \end{bmatrix} + i \begin{bmatrix} ooo931 \\ ooo313 \\ ooo139 \\ -9-3-1ooo \\ -3-1-3ooo \\ -1-3-9ooo \end{bmatrix} \cdot$$

Wird das Matrizenspektrum von $(sp\ {}^2\bar{\tau} \times {}^2\bar{\tau}) \times {}^2\bar{\tau}$ gebildet, dann zeigt sich, $sp\,({}^2\bar{\tau} \times sp\ {}^2\bar{\tau} \times {}^2\bar{\tau}) - sp\,(sp\ {}^2\bar{\tau} \times {}^2\bar{\tau}) \times {}^2\bar{\tau} = {}^2\bar{o}$ und diese Kommutativität ist der Nachweis dafür, daß $sp\ {}^2\bar{\tau} \times (sp\ {}^2\bar{\tau} \times {}^2\bar{\tau}) \sim \tau^3$ eindeutig ist.

Es kann noch die Determinante des Metronentensors gebildet werden. Bei der Entwicklung dieser Determinante zeigt sich $1/\tau^6\ |\,{}^2\bar{\tau}\,|_6 = 1$, also $|\,{}^2\bar{\tau}\,|_6 = \tau^6 = \Delta^2$. Die Eigenschaften des Metronentensors und der Spinorientierung werden demnach zusammengefaßt in

$${}^2\bar{\tau} = (ROT_6\ \bar{\Phi})\ ;\ 1\ ,\ \tau\ {}^2\bar{P} = ROT_6\ \bar{\Phi}\ ,$$

$${}^2\bar{\tau} = \tau \begin{bmatrix} 6lliiii \\ -loliiii \\ -l-loiiii \\ -i-i-io-l-l \\ -i-i-ilo-l \\ -i-i-illo \end{bmatrix}\ ,\ sp\ {}^2\bar{\tau} \times (sp\ {}^2\bar{\tau} \times {}^2\bar{\tau}) =$$

$$= \Delta \cdot \begin{bmatrix} o399i3ii \\ -3o33ii3i \\ -9-3oi3i9i \\ -9i-3i-io-3-9 \\ -3i-i-3i3o-3 \\ -i-3i-9i93o \end{bmatrix}\ ,\ |\,{}^2\bar{\tau}\,|_6 = \Delta^2 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 108c.$$

Damit sind die Eigenschaften einer metronischen Elementarzelle umschrieben, derart, daß auch eine Aussage über die möglichen Spinorientierungen der $2\ L = 30$ begrenzenden Metronen einer solchen Zelle gemacht werden können. Da wegen $ROT_6\ \bar{\Phi} = -\,(ROT_6\ \bar{\Phi})^x$ stets auch

${}^2\overline{P} = - {}^2\overline{P}^{\chi}$ und demnach auch der Metronentensor antihermitesch ist aber die $2 L = 30$ von Null verschiedenen Komponenten die Spinorientierungen derjenigen Metronen beschreiben, welche die metronische Elementarzelle Δ des R_6 begrenzen, müssen sich grundsätzlich alle metronischen Spine innerhalb einer solchen als geschlossenes System paarweise kompensieren. Hierfür gibt es naturgemäß sehr viele Möglichkeiten, doch muß wegen der vorausgesetzten Leere der äonischen Welt das Fehlen metrischer Strukturen gefordert werden und dies wiederum bedingt eine völlige Isotropie sowohl der Hyperstruktur, als auch überlagerten Spinorientierung des metronischen Welttensoriums. Neben dieser Isotropieforderung muß aber, auch in der leeren Welt eine Strukturpotenz angenommen werden; denn tatsächlich ist die Welt nicht leer und die vorhandenen Strukturen müssen aufgrund einer vorhandenen Strukturpotenz aus einer leeren Welt hervorgegangen sein. Die Isotropieforderung der Hyperstruktur wird bereits durch die euklidische Infinitesimalmetrik im Fall der Strukturlosigkeit erfüllt. Für die überlagerte Spinorientierung gibt es grundsätzlich nur drei Möglichkeiten welche der Isotropieforderung und ${}^2\overline{\tau} = - {}^2\overline{\tau}^{\chi}$ erfüllen:

a) Alle 30 Grnzmetronen von Δ sind hinsichtlich des Spins so orientiert, daß alle Spinvektoren nach außen weisen. Auf diese Weise erhält Δ einen Exogenspin und wird mit Δ_+ bezeichnet.

b) Alle Spinvektoren weisen in das Innere von Δ, was zu einem Endogenspin und Δ_- führt. Die aus $\Delta_{\pm}$ konstruierbaren Welten $R_{6(\pm)}$, nämlich die Exogenwelt und die Endogenwelt sind zwar völlig isotrop, doch würden sie keine Strukturpotenz enthalten; denn wenn eine Strukturpotenz vorhanden ist, dann müßte bereits der Austausch von zwei metronischen Elementarzellen eine Spinstruktur zur Folge haben. Daraus folgt, daß die Fälle a und b zwar metronische Möglichkeiten darstellen, die aber in der leeren äonischen Welt nicht realisiert sind.

c) Es besteht die Möglichkeit, die beiden spinorientierten Welten $R_{6(\pm)}$ unter Wahrung der Isotropieforderung zu kombinieren, derart, daß es zu einer metronischen Spinkombination kommt. Eine Zelle $\Delta_{\pm}$ wird von $2 L = 30$ Zellen $\Delta_{\mp}$ umgeben und jede dieser 30 Zellen kann von $30 - 1 = 29$ Zellen $\Delta_{\pm}$, also insgesamt $30 \cdot 29$ Zellen $\Delta_{\pm}$ umgeben werden und so weiter. Auf diese Weise entsteht eine spinkombinierte Welt $R_{6(o)}$, in welcher jede

Zelle Δ_+ von 30 Zellen Δ_- und jede Zelle Δ_- wiederum von 30 Zellen Δ_+ begrenzt wird. Dieser letzte Fall erfüllt die Isotropieforderung, doch liegt zugleich eine Strukturpotenz vor. Denn werden zwei benachbarte Elementarzellen vertauscht, dann ist bereits eine Spinstruktur entstanden.

Zusammenfassend kann hinsichtlich des leeren metronischen Welttensoriums festgestellt werden, daß die Hyperstruktur euklidisch, und das Feinstrukturraster geradlinig äquidistant ist. Neben dieser metrischen Isotropie gibt es noch eine Spinisotropie hinsichtlich der überlagerten Spinorientierung derart, daß sich eine Exogen- und eine Endogenwelt $R_{6(\pm)}$ zur realen strukturpotenten Welt $R_{6(o)}$ kombinieren. Auf diese Weise wird also die spinorientierte Hyperstruktur des realen, aber leeren metronischen Welttensoriums durch die Spinkombination der metronischen Elementarzellen

$$\Delta_{\pm} \equiv \pm\, {}^2\overline{\tau} \quad , \qquad \Delta_{\pm} \equiv R_{6(\pm)} \quad ,$$

$$R_{6(+)} + R_{6(-)} \equiv R_{6(o)} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 108d$$

beschrieben. Diese spinüberlagerte Hyperstruktur $R_{6(o)}$ einer leeren Welt, welche aber zur Strukturierung fähig ist, erscheint besonders geeignet als Bezugstensorium, auf welches das Tensorium einer strukturierten Welt R_6 bezogen werden kann. Dieses Bezugstensorium wird also umschrieben durch

$$R_{6(o)} = R_{6(o)}\,(x^{\underline{k}})\,{}^{6}_{1} \quad , \quad x^{\underline{k}} = C^{\underline{k}} \quad ; \quad n \ldots\ldots\ldots\ldots 108\,e,$$

worin die Gitterselektoren $C_k = \alpha_k \cdot ()_k$ als Hyperselektoren der leeren Welt die Bezugskoordinaten liefern. Irgendeine Weltstruktur könnte auch auf eine andere Bezugsstruktur bezogen werden, doch liefert die vom Metronenspin überlagerte Hyperstruktur des leeren Welttensoriums wegen der völligen morphologischen Identität aller Metronen und der Linearität der Gitterselektoren die einfachste Bezugsstruktur. Bei der Analyse des $R_{6(o)}$ erscheinen die infinitesimalen Partialstrukturen 98 nicht mehr. Wenn versucht werden soll, die infinitesimalen Weltstrukturen bezogen auf den $R_{6(o)}$ zu metronisieren, dann kann dies nur hinsichtlich 92 geschehen; denn diese Strukturbeziehung war eine unmittelbare Folge der empirischen Phänomenologie, während Gleichung 98 trotz der Verifikation von 95 (Invarianz) nicht der Fall ist. Sollten auch in metronischer Fassung

Partialstrukturen existieren, dann müßte sich diese Existenz unmittelbar aus seiner Lösung der metronisierten Strukturbeziehung 92 ergeben denn indirekt ist 98 über[93] eine Folge für $I \rightarrow \infty$ aus 92, nicht aber eine Folge von 92 in der mikromaren Form $I < \infty$. Liefert die metronisierte Form 92 keinen Hinweis auf Partialstrukturen, dann bezieht sich dieser Gegenbeweis nur auf den metronischen, nicht aber auf den makromaren kontinuierlichen Bereich. Die Existenz $\tau > 0$ wird dagegen nicht in Frage gestellt, weil 98 nur heuristisch den Anlaß zur Suche nach τ gab. In 92 ist C ein Zustandsoperator, so daß vor der Synthese von 92 und 103 bezogen auf 108 e zunächst eine Analyse metronischer Zustandsselektoren (als metronisches Analogon zu den Zustandsoperatoren) gegeben erscheint, die jedoch in Analogie zum abstrakten Funktionenraum in einem metronischen Funktionenraum durchgeführt werden muß

2.) Zustandsselektoren im metronischen Funktionenraum.

Nach Gleichung 92 werden die im nicht leeren kontinuierlichen R_6 möglichen Strukturen durch das Eigenwertproblem $C \; ; \hat{\{\}} = \bar{\lambda} \times \hat{\{\}}$ in Form metrischer Quantenstufen beschrieben, wobei dies metrischen Quantenstufen physikalische Zustände der Welt sind; denn wegen $I < \infty$ und $C = C^{\times}$ erweist sich dieser Kontinuierliche R_6 als Trägerraum eines abstrakten Funktionenraumes in welchem C hermitesch und $\hat{\{\}}$ konvergent erscheint. C hängt nur von metrischen Größen der Welt ab und beschreibt demnach als Zustandsoperator - dessen diskrete Eigenwertspektren $\bar{\lambda} \neq \bar{o}$ aus diesem Grunde als metrische Quantenstufen bezeichnet werden müssen, während das Spektrum der zugehörigen $\hat{\{\}}$ die entsprechenden Zustandsfunktionen der Welt enthält - und zwar als reine Zustände des R_6 .

Tatsächlich ist die leere Welt kein Kontinuum im Sinne der infinitesimalen Beschreibung 92 , sondern eine metronische Hyperstruktur $R_{6(o)}$ mit sich kompensierender Spinorientierung. Da nun $R_{6(o)}$ mit $\bar{\lambda} = \bar{o}$ ein Sonderfall der nicht leeren Welt $\bar{\lambda} \neq \bar{o}$ ist, muß auch die mit $\bar{\lambda} \neq \bar{o}$ strukturierte Welt eine solche Hyperstruktur sein, die aber immer auf die Hyperstruktur $R_{6(o)}$ der leeren

Welt nach 108 e bezogen werden kann. Wenn aber die Welt R_6 mit $\bar{\lambda} \neq \bar{o}$ (diese werde jetzt immer mit R_6 bezeichnet) eine Hyperstruktur ist, dann muß auch die infinitesimale Zustandsgleichung 92 der Welt mit ihrer Konsequenz, wonach die Eigenwertspektre n $\bar{\lambda} \neq \bar{o}$ metrische Strukturstufen enthalten, metronisierbar sein, das heißt, in Analogie zum kontinuierlichen Trägerraum eines abstrakten Funktionenraumes muß es metronische Hyperstrukturen geben, die als Trägerstrukturen metronischer Funktionenräume wirken, derart, daß die diskreten Strukturzustände durch Zustandsselektoren in Form metronischer Eigenwertprobleme erscheinen, deren Eigenfunktionen als Dimensionen des metronischen Funktionenraumes wiederum Funktionen der Metronenziffern der Trägerstruktur, also metronische Funktionen sind.

Ist $\varphi = \Psi$; n eine durch den Selektor ψ darstellbare metronische Funktionen, die von den Metronenziffern einer Hyperstruktur abhängt, deren Elementarzelle das Volumen $\delta \Omega$ hat, dann besteht immer die Möglichkeit, das Metronintegral $I = \int_{\Omega} \varphi \varphi^{\times} \delta \Omega$; über die ganze Hyperstruktur Ω zu erstrecken. Wird weiter angenommen, daß es einen Funktionalselektor Γ gibt, der so in Ω definiert ist, daß ein Zusammenhang $\Gamma ; \varphi = \lambda \varphi$, also eine Selektorgleichung $\Gamma ; \Psi = \lambda \Psi$ wegen $\varphi = \Psi$; n entsteht, dann ist diese Selektorgleichung ein Analogon zum Eigenwertproblem infinitesimaler Operatoren, das heißt, die Selektorgleichung $\Gamma ; \Psi = \lambda \Psi$ kann als metronisches Eigenwertproblem bezeichnet werden. Die Existenz eines solchen metronischen Eigenwertproblems kann aus der Existenz metronischer Matrizen hergeleitet werden; denn eine Matrize $\hat{C}$ ist auch dann definiert, wenn die Elemente metronische Funktionen sind. Wenn es aber metronische Matrizen gibt, dann muß es auch unitäre metronische Transformationsmatrizen $\hat{S}\ \hat{S}^{\times} = \hat{E}$ geben, mit deren Hilfe $\hat{C}$ unter Voraussetzung der Hermitezität $\hat{C} = \hat{C}^{\times}$ und des quadratischen Typs N stets gemäß $\hat{S}\ \hat{C}\ \hat{S}^{-1} = \hat{W} =$ $= (q_i\ \delta_{ik})_N$ in ein Diagonalschema $\hat{W}$ transformiert werden kann, wenn N die Dimensionszahl der Hyperstruktur angibt. Die Diagonalelemente q_i ergeben sich dabei aus der Determinantenbeziehung der charakteristischen Gleichung $| \hat{C} - q \hat{E} |_N = o$, die ihrerseits in das invariante Säkularpolinom entwickelt werden kann, was eine Gleichung vom Grade N für q ergibt. Ihre N Lösung q_i sind dann die Diagonalelemente , welche $\hat{W}$ aufbauen. Dies bedeutet aber, daß $| \hat{C} - q \hat{E} |_N = o$ mit $\prod_{k=1}^{N} (W_{i,i} - q_i) = o$ oder $W_{i,i} - q_i = o$ identisch ist. Setzt man $W_{i,i} = \Gamma ; \varphi_i$ und

$q_i = \lambda \varphi_i$, dann ergibt sich bei Fortlassung der Indizierung allgemein $\Gamma ; \varphi - \lambda \varphi = o$ beziehungsweise mit $\varphi = \Psi ; n$ die Selektorgleichung $\Gamma ; \Psi = \lambda \Psi$ des metronischen Eigenwertproblems, dessen Existenz demnach durch die Existenz hermitescher metronischer Matrizen von quadratischem Typ begründet wird. Die norwendige Foraussetzung war $\hat{C} = \hat{C}^{\times}$, also auch $\hat{W} = \hat{W}^{\times}$ und dies wiederum bedeutet die Realität der Eigenwerte $\lambda = \lambda^{\times}$, wodurch der Selektor $\Gamma = \Gamma^{\times}$ als hermitescher Selektor gekennzeichnet wird. Wenn aber dieser Selektor hermitesch ist, dann muß auch die allgemeine Bedingung der Hermitezität $\underset{\Omega}{S} (\varphi^{\times} \Gamma ; \varphi - \varphi (\Gamma ; \varphi)^{\times}) \delta \Omega = o$ erfüllt sein. Einsetzen von $\Gamma ; \varphi = \lambda \varphi$ liefert dann, wegen $\lambda = const$ die Beziehung $(\lambda - \lambda^{\times}) \underset{\Omega}{S} \varphi \varphi^{\times} \delta \Omega = o$,
die wegen $\lambda = \lambda^{\times}$ immer erfüllt werden kann, wenn
$\underset{\Omega}{S} \varphi \varphi^{\times} \delta \Omega < \infty$ bleibt und diese Konvergenz wiederum macht die Normierung $\underset{\Omega}{S} \varphi \varphi^{\times} \delta \Omega = 1$ möglich. Diese Konvergenz metronischer Zustandsfunktionen ist also, ebenso wie die Realität der Eigenwerte, eine Konsequenz der Hermitezität des Selektors Γ und umgekehrt. Wenn also ein echtes metronisches Eigenwertproblem vorliegen soll, das heißt , wenn sich alle Eigenwerte in einem diskreten Punktspektrum befinden sollen, dann müssen alle Eigenfunktionen konvergieren und der Fumktionalselektor muß hermitesch sein. Ist dies aber der Fall, so werden die diskreten Eigenwerte reell und beschreiben demzufolge reale quantenhafte Zustände der zugrundegelegten metronischen Hyperstruktur. Immer dann, wenn ein Strukturzustand beschrieben wird, der durch stationäre Quantenstufen gekennzeichnet wird, dann besteht immer die Möglichkeit, diesen Zustand durch einen hermiteschen Funktionalselektor zu beschreiben, der so auf eine konvergente Zustandsfunktion φ einwirkt, daß ein metronisches Eigenwertproblem $\Gamma ; \varphi = \lambda \varphi$ entsteht, was wegen $\varphi = \Psi ; n$ in die Fassung einer allgemeinen Selektorgleichung $\Gamma ; \Psi = \lambda \Psi$ gebracht werden kann. Γ beschreibt dabei den Zustand der Struktur und wird, wenn die Hermitezitätsforderung erfüllt ist als Zustandsselektor bezeichnet, während die diskreten Stufen λ des Zustandes durch die metronischen Eigenfunktionen $\varphi = \Psi ; n$ beschrieben werden. Ist γ die Quantenzahl einer Stufe λ_γ , welche durch φ_γ beschrieben wird, dann gilt stets $\Gamma ; \varphi_\gamma = \lambda_\gamma \varphi_\gamma$. Ist $\mu \neq \gamma$ eine andere Stufe, dann würde $\varphi_\mu^{\times} \Gamma ; \varphi_\gamma = \lambda_\gamma \varphi_\gamma \varphi_\mu^{\times}$ den Übergang von der einen zur anderen Stufe beschreiben, was aber
$\underset{\Omega}{S} \varphi_\mu^{\times} \Gamma ; \varphi_\gamma \delta \Omega = o$ oder wegen $\lambda_\gamma = const$ auch

$\int_{\Omega} \varphi_\gamma \, \varphi_\mu^x \, \delta\Omega = 0$ zur Folge hat. Wegen der Konvergenz $\int_{\Omega} \varphi_\gamma \, \varphi_\gamma^x \, \delta\Omega = 1$ für $\mu = \gamma$ kann allgemein $\int_{\Omega} \varphi_\mu \, \varphi_\gamma^x \, \delta\Omega = \delta_{\mu,\gamma}$ gesetzt werden, vorausgesetzt, daß Γ linear wirkt. In diesem Fall beschreiben also die Eigenfunktionen ein normiertes Orthogonalsystem , das heißt,, es existiert tatsächlich über der zugrundegelegten N - dimensionalen Hyperstruktur ein abstrakter metronischer Funktionenraum, in welchem hermitesche Zustandsselektoren wirken und die diskreten Strukturzustände der Trägerstruktur des metronischen Funktionenraumes durch ein diskretes Punktspektrum nur metronische Zustandsfunktionen beschreibt. Die notwendige und hinreichende Existenzbedingung dieses abstrakten metronischen Funktionenraumes ist demnach

$$\Gamma ; \psi = \lambda \psi , \varphi = \psi ; n, \int_{\Omega} (\varphi^x \Gamma ; \varphi - \varphi (\Gamma ; \varphi)^x) \delta\Omega = 0 , \int_{\Omega} \varphi \varphi^x \delta\Omega < \infty ,$$
$$\lambda = \lambda^x \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 109 .$$

Wenn irgendein metronisches Problem diesen Bedingungen genügt, dann ist der Funktionalselektor ein Zustandsselektor in einem metronischen Funktionenraum, der einen Zustand innerhalb der dessen Funktionenraum tragenden metronischen Hyperstruktur beschreibt, wobei der Zustand selber in diskreten Strukturstufen existiert. Liegt der Sonderfall eines linear wirkenden Zustandsselektors $\Gamma = L$ vor, so daß $L ; \psi = \lambda \psi$ eine homogene Selktorgleichung 1. Grades ist dann müssen , auch dann, wenn eine Inhomogenität vorliegt, die Eigenfunktionen von $L ; \varphi_\gamma = \lambda_\gamma \varphi_\gamma$ die wirkliche Zustandsfunktion φ im Sinne einer Linearkombination $\varphi = \sum_\gamma c_\gamma \varphi_\gamma$ aufbauen, wobei die c_γ = const. sind. Wegen der Linearität beschreibt $L ; \psi = \lambda \psi$ keine Wechselbeziehung im Sinne einer Korrespondenz, sondern den Strukturzustand eines ungestörten Systems metronischer Strukturstufen, derart, daß wegen der Konvergenz die φ_γ im metronischen Funktionenraum gemäß $\int_{\Omega} \varphi_\mu \, \varphi_\gamma^x \, \delta\Omega = \delta_{\mu\gamma}$ ein normiertes Orthogonalsystem bilden. Aus diesem Grunde wird im Fall des linearen Zustandsselektors

$\int\!\!\!\!\!\!\supset \varphi\ \varphi^{\times}\ \delta \supset = \int\!\!\!\!\!\!\supset \left(\sum_{\gamma} c_\gamma\ \varphi_\gamma\right)^{\times} \left(\sum_{\mu} c_\mu\ \varphi_\mu\right) \delta \supset =$

$\int\!\!\!\!\!\!\supset \sum_{\mu\gamma} c_\mu\ c_\gamma^{\times}\ \varphi_\mu\ \varphi_\gamma^{\times}\ \delta \supset = \sum_{\mu,\gamma} c_\mu\ c_\gamma^{\times} \int\!\!\!\!\!\!\supset \varphi_\mu\ \varphi_\gamma^{\times}\ \delta \supset =$

$= \sum_{\mu,\gamma} c_\mu\ c_\gamma^{\times}\ \delta_{\mu\gamma} = \sum_{\gamma} c_\gamma\ c_\gamma^{\times}$ wegen $S \sum = \sum S$

und $\int\!\!\!\!\!\!\supset \varphi_\mu\ \varphi_\gamma^{\times}\ \delta \supset = \delta_{\mu\gamma}$. Da auch L als Zustandsselektor vorausgesetzt wurde, muß L hermitesch und deshalb φ konvergent sein, so daß grundsätzlich die Normierung $\int\!\!\!\!\!\!\supset \varphi\ \varphi^{\times}\ \delta \supset = 1$ möglich ist, was aber $\sum_{\gamma} c_\gamma\ c_\gamma^{\times} = 1$ zur Folge hat und somit bedeutet, daß die $c_\gamma\ c_\gamma^{\times}$ aus der Superposition $\varphi = \sum_{\gamma} c_\gamma\ \varphi_\gamma$ sich wie Wahrscheinlichkeiten verhalten. Einsetzen von L ; $\varphi = \lambda\varphi$ und $\varphi = \sum_{\gamma} c_\gamma\ \varphi_\gamma$ unter Verwendung der Konvergenz in $\int\!\!\!\!\!\!\supset \varphi^{\times} L$; $\varphi\ \delta \supset$ liefert ganz allgemein $\int\!\!\!\!\!\!\supset \varphi^{\times}\ L$; $\varphi\ \delta \supset = \tilde{\lambda}$ das heißt, $\varphi\ \varphi^{\times}$ erscheint auch im metronischen Funktionenraum als Wahrscheinlichkeitsdichte der metronischen Strukturstufen, die durch φ_γ und λ_γ gekennzeichnet werden, vorausgesetzt, daß L linear wirkt. Während L ; $\varphi_\gamma = \lambda_\gamma\ \varphi_\gamma$ mit dem diskreten λ_γ die Zustände der einzelnen Stufen γ beschreibt, kennzeichnet $\int\!\!\!\!\!\!\supset \varphi^{\times} L$; $\varphi\ \delta \supset = \tilde{\lambda}$ den mittleren Zustand aller dieser Stufen. Da L als Zustandsselektor hermitesch sein muß, folgt aus dieser Hermitezität $\int\!\!\!\!\!\!\supset (\varphi^{\times} L\ ;\ \varphi - \varphi\ (L\ ;\ \varphi)^{\times})\ \delta \supset = o$ unmittelbar $\tilde{\lambda} - \tilde{\lambda}^{\times} = o$, also die Realität des mittleren Zustandes aller Strukturstufen. Diese Wahrscheinlichkeitsinterpretation gilt aber nur für den linearen Fall $\Gamma = L$, weil in diesem Fall L den ungestörten stationären Strukturzustand der Quantenstufen ohne Korrespondenz beschreibt, was durch die Möglichkeit der Linearkombination aller metronischen Eigenfunktionen zur Zustandsfunktion φ zum Ausdruck gebracht wird. Diese lineare Superposition gestattet auch die Interpretation von $\varphi_\gamma\ \varphi_\gamma^{\times}$ als Wahrscheinlichkeitsdichte des Zustandes γ. Wird $\Gamma \neq L$ derart, daß $\Gamma\ ;\ \curlywedge\psi = \lambda\ \curlywedge\psi$ eine Selektorgleichung von höherem als ersten Grad ist, dann besteht nicht mehr die Möglichkeit einer Linearkombination der Eigenfunktionen, so daß die sich hiraus ergebenden Konsequenzen und Interpretationen entfallen. Auch brauchen diese Eigenfunktionen im abstrakten metronischen Funktionenraum kein normiertes Orthogonalsystem mehr zu bilden. Aufgrund dieser Aussagen ist aber die Voraussetzung für eine Metronisierung der äonischen Welt und der infinitesimalen Weltstrukturen 92 mit 103 erfüllt.

3.) Raumkompressor und Raumkondensor

Wenn die Welt leer, also $\bar{\lambda} = \bar{o}$ ist, dann wird der Hyperselektor $\underline{\underline{\psi}}^{\underline{\underline{k}}}$ aus $\underline{\underline{\xi}}^{\underline{\underline{k}}} = \underline{\underline{\psi}}^{\underline{\underline{k}}}$; n der Hyperstruktur gemäß $\underline{\underline{\psi}}^{\underline{\underline{k}}} = \underline{\underline{C}}^{\underline{\underline{k}}} = \mathfrak{C}_k$ mit dem kovarianten Gitterselektor identisch. Für diesen Slektor gilt aber $C_k = \alpha_k \, ()_k$ oder kontravariant $\underline{\underline{C}}^{\underline{\underline{k}}} = \underline{\underline{\alpha}}^{\underline{\underline{k}}} \, ()^{\underline{\underline{k}}}$. Ist dagegen die Welt nicht mehr leer, das heißt, existieren Struktureigenwerte $\bar{\lambda} \neq \bar{o}$, dann decken sich Gitter- und Hyperselektor nicht mehr und auch zwischen ko- und kontravarianten Selektoren ist zu unterscheiden. Im Folgenden soll die metronische Hyperstruktur der leeren Welt $\bar{\lambda} = \bar{o}$ als Bezugssystem verwendet werden, worauf die Strukturen $\bar{\lambda} \neq \bar{o}$ der realen Welt bezogen werden sollen. Die geodätische Gitterstruktur werde dann durch die Hyperselektoren $\underline{\underline{\xi}}_m = \underline{\underline{\psi}}_m$; n beschrieben, die ihrerseits auf die Hyperstruktur der leeren Welt $\underline{\underline{x}}^{\underline{\underline{k}}} = \underline{\underline{C}}^{\underline{\underline{k}}}$; n mit $\underline{\underline{C}}^{\underline{\underline{k}}} = \underline{\underline{\alpha}}^{\underline{\underline{k}}} \, ()^{\underline{\underline{k}}}$ bezogen wird. Mit $\alpha_k = \sqrt{\tau}$, beziehungsweise $\alpha_k = i\sqrt{\tau}$ wird $d\,\underline{\underline{x}}^{\underline{\underline{i}}} \; d\,\underline{\underline{x}}^{\underline{\underline{k}}} \rightarrow \delta\,\underline{\underline{x}}^{\underline{\underline{i}}} \; \delta\,\underline{\underline{x}}^{\underline{\underline{k}}} = \alpha_i \, \alpha_k \sum_{lm=1}^{6} \delta_l \, \underline{\underline{n}}^{\underline{\underline{i}}} \, \delta_m \, \underline{\underline{n}}^{\underline{\underline{k}}}$

$= \alpha_i \, \alpha_k$, weil $\delta_l \, n_{k_i} = \delta_{lk}$ und daher auch $\delta_l \, \underline{\underline{n}}^{\underline{\underline{k}}} = \delta_{lk}$ ist. Da außerdem immer $\underline{\underline{x}}^{\underline{\underline{i}}} \sim \underline{\underline{n}}^{\underline{\underline{i}}}$ ist, gilt auch $\partial\,\underline{\underline{x}}^{\underline{\underline{i}}} = d\,\underline{\underline{x}}^{\underline{\underline{i}}}$ und damit kann die Metrik des R_6 unter der Voraussetzung ${}^2\bar{g} \neq {}^2\bar{E}$ metronisiert und auf die leere Welt $\underline{\underline{x}}^{\underline{\underline{i}}}$ bezogen werden. Unter der Voraussetzung $\tau > o$ folgt inbezug auf $R_{6(o)}$ für $\bar{\lambda} \neq \bar{o}$ stets

$$d\,\bar{s} = \sum_{k=1}^{6} d\,\underline{\xi}_k = \sum_{km=1}^{6} \bar{e}_m \, \frac{\partial\,\underline{\xi}_m}{\partial\,\underline{\underline{x}}^{\underline{\underline{k}}}} \; d\,\underline{\underline{x}}^{\underline{\underline{k}}} \rightarrow \delta\,\bar{s}$$

mit $(\bar{e}_i \; \bar{e}_k)_6 \neq \hat{E}$. Für das metrische Feld gilt aber ${}^2\bar{g} = {}^2\bar{g}^{\times}$, so daß $d\,s^2 = \sum_{ik=1}^{6} g_{ik} \; d\,\underline{\underline{x}}^{\underline{\underline{i}}} \; d\,\underline{\underline{x}}^{\underline{\underline{k}}}$ mit $g_{ik} =$

$$= \sum_{lm=1}^{6} \bar{e}_l \; \bar{e}_m \; \frac{\partial\,\underline{\xi}_l}{\partial\,\underline{\underline{x}}^{\underline{\underline{i}}}} \; \frac{\partial\,\underline{\xi}_m}{\partial\,\underline{\underline{x}}^{\underline{\underline{k}}}}$$ gesetzt werden kann.

Nun gilt $d\,s^2 \rightarrow \delta\,s^2 = \tau$ und $g_{ik} \; d\,\underline{\underline{x}}^{\underline{\underline{i}}} \; d\,\underline{\underline{x}}^{\underline{\underline{k}}} \rightarrow \gamma_{ik}$; n $\delta\,\underline{\underline{x}}^{\underline{\underline{i}}} \; \delta\,\underline{\underline{x}}^{\underline{\underline{k}}} = \alpha_i \, \alpha_k \, \gamma_{ik}$; n . Außerdem gilt $g_{ik} =$

$$= \sum_{lm=1}^{6} \bar{e}_l \; \bar{e}_m \; \frac{\partial\,\underline{\xi}_l}{\partial\,\underline{\underline{x}}^{\underline{\underline{i}}}} \; \frac{\partial\,\underline{\xi}_m}{\partial\,\underline{\underline{x}}^{\underline{\underline{k}}}} \rightarrow \sum_{lm=1}^{6} \bar{e}_l \; \bar{e}_m \; \delta_{\underline{\underline{x}}^{\underline{\underline{i}}}} \cdot$$

$$\cdot \underline{\xi}_l \; \delta_{\underline{\underline{x}}^{\underline{\underline{k}}}} \; \underline{\xi}_m =$$

$$= \sum_{lm=1}^{6} \frac{\bar{e}_l \, \bar{e}_m}{\alpha_i \, \alpha_k} \, \mathfrak{G}_i \, \xi_l \, \mathfrak{G}_k \, \xi_m = \left(\frac{\mathfrak{G}_i \bar{\varphi} \, \mathfrak{G}_k \bar{\varphi}}{\alpha_i \, \alpha_k} \right) ; n ,$$

weil $\sum_{l=1}^{6} \bar{e}_l \, \xi_l = \bar{\varphi} ; n$ und $\leqq \mathfrak{G} = \mathfrak{G} \leqq$ ist. Andererseits gilt $g_{ik} = \gamma_{ik} ; n$, so daß sich im Vergleich für die Komponenten des Fundamentalselektors $\alpha_i \cdot \alpha_k \cdot \gamma_{ik} = \mathfrak{G}_i \, \bar{\varphi} \, \mathfrak{G}_k \, \bar{\varphi}$ ergibt. Wegen ${}^2\bar{g} = {}^2\bar{g}^{\times}$ und der Darstellbarkeit $\gamma_{ik} = \bar{\gamma}_i ; \gamma_k$ folgt $(\gamma_i \times \gamma_k)_- = o$ und $\bar{\gamma}_k = \frac{\mathfrak{G}_k \bar{\varphi}}{\alpha_k}$, das heißt, die Hyperselektoren des Kompositionsfeldes müssen grundsätzlich so beschaffen sein, daß dieser vektorielle Selektor des Fundamentaltensors immer mit anders indizierten Komponenten kommutiert. Damit ergibt sich für die Metrik die metronische Darstellung

$$\mathfrak{G} \, s^2 = \tau \text{ , also } \tau = \sum_{ik=1}^{6} \gamma_{ik} \, ; n \, \mathfrak{G} \, x^{\underline{i}} \, \mathfrak{G} \, x^{\underline{k}} =$$

$$= \sum_{ik=1}^{6} \alpha_i \, \alpha_k \, \gamma_{ik} \, ; n \text{ . Der hermitesche Fundamentaltensor}$$

einer Struktur wird demnach , wenn er auf die leere Welt bezogen wird durch die Beziehung

$$\bar{\xi} = \bar{\varphi} ; n \, , \, \bar{\varphi} = \sum_{k=1}^{6} \bar{e}_k \, \varphi_k \, ,$$

$$(\bar{e}_i \, \bar{e}_k)_6 = \hat{A} \, (n^{\underline{1}})_1^6 \neq \hat{E} \, , \, {}^2\bar{g} = {}^2\bar{\gamma} \, ; n \, ,$$

$${}^2\bar{\gamma} = {}^2\bar{\gamma}^{\times} \, , \, \gamma_{ik} = \bar{\gamma}_i ; \bar{\gamma}_k \, , \, \bar{\gamma}_k = \frac{\mathfrak{f}_k \, \bar{\varphi}}{\alpha_k} \, ,$$

$$(\bar{\gamma}_i \times \bar{\gamma}_k)_- = o \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 110$$

beschrieben. Nach dieser Beziehung muß aber der Hyperselektor $\bar{\varphi}$ den metrischen Zustand der Hyperstruktur im R_6 bezogen auf die leere Welt beschreiben. Wegen dieser Eigenschaft und ${}^2\bar{\gamma} = {}^2\bar{\gamma}^{\times}$, also $\bar{\gamma} = \bar{\gamma}^{\times}$ muß auch $\mathfrak{G}_k \, \bar{\varphi} = (\mathfrak{G}_k \, \bar{\varphi})^{\times}$ ein hermitescher Zustandsselektor sein, für den ein metronischer Funktionenrau m existiert. Wird die Darstellung des metronischen Gitters $\bar{\varphi} ; n = \bar{\xi}$ auf den $R_{6(o)}$ bezogen , dann könnte die Folge n als Zustandsfunktion aufgefaßt werden. und dann muß $\bar{\varphi} ; n$, da $\bar{\varphi}$ ein metrischer Zustandsselektor ist, auch in der Fassung $\bar{\varphi} ; n = \bar{a} \, n$ gelten, das heißt, $\bar{\varphi} ; n$ muß die Hermitezitätsbedingung eines Zustandsselektors erfüllen. Da $n = n^{\times}$ die Folge der natürlichen

reellen Zahlen ist, wird diese Hermitezitätsbedingung zu

$$\bar{o} = S \dots S \sqrt{|g|} \cdot (n^{\times} \bar{\psi} ; n - n (\bar{\psi} ; n)^{\times}) \prod_{k=1}^{6} \epsilon n^{\underline{k}} =$$

$$= S \dots S \sqrt{|g|}\ n (\bar{\psi} - \bar{\psi}^{\times}) ; n \prod_{k=1}^{6} \epsilon\ n^{\underline{k}} \quad , \text{ was nur durch}$$

$\bar{\psi} - \bar{\psi}^{\times} = \bar{o}$ erfüllbar ist. Im Limes zur leeren Welt geht immer der Gitterselektor in den Hyperselektor über, also $\underset{\lambda}{\underline{1}}\ i\ \underset{o}{\underline{m}}\ \bar{\psi} = \bar{C}$ und aus diesem Grunde muß auch $\bar{C} - \bar{C}^{\times} = \bar{o}$ und damit $\bar{x} = \bar{x}^{\times}$ sein.

Die Darstellung von ${}^{2}\bar{\chi}$ durch $\bar{\chi}$, also nach llo durch den Hyperselektor $\bar{\psi}$ hat ihr Äquivalent nach A VIII in ${}^{2}\bar{\chi} = s\,p\ {}^{2}\bar{\mathcal{R}}\ \chi\ {}^{2}\bar{\mathcal{R}}$ mit dem allgemeinen Gitterkern ${}^{2}\bar{\mathcal{R}} = {}^{2}\bar{\mathcal{R}}_{+} + {}^{2}\bar{\mathcal{R}}_{-} \neq {}^{2}\bar{\mathcal{R}}^{\times}$. In Komponentenform gilt daher

$$\gamma_{ik} = \sum_{\gamma=1}^{6} (\mathcal{R}_{+i\gamma} \cdot \mathcal{R}_{+\gamma k} + \mathcal{R}_{-i\gamma} \cdot \mathcal{R}_{-\gamma k}) +$$

$$+ \sum_{\gamma=1}^{6} (\mathcal{R}_{+i\gamma} \cdot \mathcal{R}_{-\gamma k} + \mathcal{R}_{-i\gamma} \cdot \mathcal{R}_{+\gamma k}) \quad , \text{ was wegen}$$

${}^{2}\bar{\gamma} = {}^{2}\bar{\gamma}^{\times}$ die Bedingung $\sum_{\gamma=1}^{6} (\mathcal{R}_{+i\gamma} \cdot \mathcal{R}_{-\gamma k} +$

$+ \mathcal{R}_{-i\gamma} \cdot \mathcal{R}_{+\gamma k}) = o$ fordert. Diese Bedingung kann aber nur durch ${}^{2}\bar{\mathcal{R}} = {}^{2}\bar{\mathcal{R}}^{\times}$ oder ${}^{2}\bar{\mathcal{R}} = - {}^{2}\bar{\mathcal{R}}^{\times}$ erfüllt werden, wenn zugleich ${}^{2}\bar{\gamma} = {}^{2}\bar{\gamma}^{\times} \neq {}^{2}\bar{o}$ bleiben soll. Es ist wesentlich, diese Zweideutigkeit in der Darstellung des Gitterkerns zu eliminieren, weil der Gitterkern sowohl den Fundamentalkondensor als auch alle Kondenzfeldselektoren nach A VIII kennzeichnet, welche die durch ${}^{2}\bar{\gamma}$ charakterisierte Hyperstruktur beschreiben. Wird in $\bar{\psi} - \bar{\psi}^{\times} = \bar{o}$ die Darstellung durch den Gitterkern eingesetzt, und $\bar{x} = \bar{x}^{\times}$ berücksichtigt, dann folgt $\bar{o} = \bar{\psi} - \bar{\psi}^{\times} = S ({}^{2}\bar{\mathcal{R}} ; () \epsilon\ \bar{x} - {}^{2}\bar{\mathcal{R}}^{\times} ; () \epsilon\ \bar{x}^{\times}) = S ({}^{2}\bar{\mathcal{R}} - {}^{2}\bar{\mathcal{R}}^{\times}) ; () \epsilon\ \bar{x}$, was nur durch ${}^{2}\bar{\mathcal{R}} - {}^{2}\bar{\mathcal{R}}^{\times} = {}^{2}\bar{o}$ erfüllbar ist. Dies bedeutet aber die Entscheidung ${}^{2}\bar{\mathcal{R}}_{-} = {}^{2}\bar{o}$ und ${}^{2}\bar{\mathcal{R}}_{+} = {}^{2}\bar{\mathcal{R}} \neq {}^{2}\bar{o}$. Weil also der Hyperselektor als metrischer Zustandsselektor stets hermitesch ist, muß auch sein Gitterkern hermitesch sein. Die aus dem Limes $\underset{\lambda}{\underline{1}}\ i\ \underset{o}{\underline{m}}\ \bar{\psi} = \bar{C}$ folgende Hermitezität von $\bar{C} ; n = \bar{x}$ hat noch eine andere Aussage zur Folge. $\bar{x} - \bar{x}^{\times} = \bar{o}$ ist identisch mit $\bar{e}_k\ x_k - \bar{e}_k^{\times}\ x_k = \bar{o}$ oder $x_k = \bar{e}_k\, \bar{e}_k x_k^{\times}$. Da die Koordinaten $k > 3$ imaginär sind, folgt unmittelbar $\bar{e}_k\ \bar{e}_k^{\times} = + 1$ für $k \leq 3$,

aber $\bar{e}_k \; \bar{e}_k^{\times} = -1$ für $k > 3$. Zusammengefaßt folgt also für den Hyperselektor und den Gitterkern, sowie für den Fundamentalselektor

$$\bar{\varphi} = S \; {}^2\bar{\varkappa} \; ; \; () \; \epsilon \; \bar{x} \; , \; {}^2\bar{\varkappa} = {}^2\bar{\varkappa}^{\times} \; , \; {}^2\bar{\jmath} = s\,p \; {}^2\bar{\varkappa} \times {}^2\bar{\varkappa} \; ,$$

$$\bar{\varphi} = \bar{\varphi}^{\times} \; , \; \underline{\underline{l}} \; \underline{\underline{i}} \; \underline{\underline{m}} \; \bar{\varphi} = \bar{C} = \sum_{k=1}^{6} \alpha_k \; \bar{e}_k \; Z \; (k) \; ,$$

$$\bar{e}_k \cdot \bar{e}_k^{\times} = +1 \; , \; k \leq 3 \; , \; \bar{e}_k \; \bar{e}_k^{\times} = -1 \; , \; k > 3 \; ...$$

..... 110a.

Mit diesem System ist aber die Grundlage zur Metronisierung aller Elemente einer metrischen Strukturbeschreibung gegeben. Nach dem A VIII entwickelten Metronisierungsverfahren ist wegen der Linearität der Gitterselektoren und $\underline{\underline{x}}^k = \underline{\underline{C}}^k$; n immer

$$\frac{\partial}{\partial \underline{\underline{x}}^k} \rightarrow 1/\alpha^{\underline{\underline{k}}} \; \epsilon_k = \underline{\underline{\epsilon}}_k \quad \text{für den Übergang von } \tau = o$$

nach $\tau > o$ zu setzen. Da außerdem $g_{ik} = \gamma_{ik}$; n gilt, folgt für die kovarianten Transmissionsfeldkomponenten die Metronisierung

$$\{j\,k\,l\} = 1/2 \left(\frac{\partial g_{jl}}{\partial x^k} + \frac{\partial g_{kj}}{\partial x^l} - \frac{\partial g_{kl}}{\partial x^j} \right) \rightarrow 1/2 \left(\underline{\underline{\epsilon}}_k \; \gamma_{jl} + \underline{\underline{\epsilon}}_l \; \gamma_{kj} - \underline{\underline{\epsilon}}_j \; \gamma_{kl} \right) \; ; \; n = \left[j\,k\,l \right]_{(\varkappa)} \; ; \; n \text{ , weil } {}^2\bar{\jmath} \text{ eindeutig}$$

nur durch einen Gitterkern ${}^2\bar{\varkappa}$ bestimmt wird. Aus dieser Metronisierung folgen dann gemäß

$$\left\{ {i \atop k\,l} \right\} = g^{\underline{\underline{ij}}} \cdot \{jkl\} \rightarrow \gamma^{\underline{\underline{ij}}} \; ; \; n \; \left[jkl \right]_{(\varkappa)} \; ; \; n =$$

$$= \left[{i \atop k\,l} \right]_{(\varkappa)} \; ; \; n \text{ die gemischtvarianten Komponenten des Fundamen-}$$

talkondensors , welche zu dem Schema $\left(\left[{i \atop k\,l} \right]_{(\varkappa)} \right)_6 = \hat{[\varkappa]} = \hat{[\,]}$

dieses Fundamentalkondensors zusammengefaßt werden können. Die Metronisierung des Transmissionsfeldes $\hat{\{\}}$ liefert also gemäß $\hat{\{\}} \rightarrow \hat{[\,]}$; n den Fundamentalkondensor des R_6 für ${}^2\bar{g} = {}^2\bar{g}^{\times}$, der wegen der konvarianten Hermitezität von $\hat{\{\}}$ ebenfalls diese hermitesche

Eigenschaft $\hat{[]} = \hat{[]}^{x}$ hat. Aufgrund dieser Tatsache können auch die infinitesimalen Strukturoperatoren aus $\hat{\Gamma}$ metronisiert werden, was gemäß A VIII 7 zu den Kondenzfeldselektoren aus nur einem Gitterkern, nämlich

$$\Gamma^{(s_1)(s_2)}_{(\pm)} \rightarrow (\varkappa)^{(s_1)(s_2)}_{(\pm)} \equiv ()^{(s_1)(s_2)}_{(\pm)}$$

führt, wobei wegen $\hat{[]} = \hat{[]}^{x}$ nur zwei Typen von Singulettsinaturen $(\varepsilon \leq 3) \equiv (+)$ und $(\varepsilon > 3) \equiv (-)$ existieren. Die metronisierte Wirkungsmatrix $\hat{\Gamma} \rightarrow (\hat{\varkappa}) \equiv \hat{()}$ wird durch diese Reduktion gegebenenfalls eingeschränkt. Die Metronisierung der Elemente einer metrischen Strukturanalyse wird also zusammengefaßt in

$$\frac{\partial}{\partial x^{\underline{k}}} \rightarrow \underline{\epsilon}_k \quad , \quad \alpha_k \; \underline{\epsilon}_k = \epsilon_k \quad , \quad \{\} \rightarrow [\hat{\varkappa}] ; n \equiv \hat{[]} ; \pi = \hat{[]}^{x} ; \text{usw.}$$

$$\Gamma^{(s_1)(s_2)}_{(\pm)} \rightarrow (\varkappa)^{(s_1)(s_2)}_{(\pm)} \equiv ()^{(s_1)(s_2)}_{(\pm)} \quad , \hat{\Gamma} \rightarrow (\hat{\varkappa}) \equiv \hat{()} \, ,$$

$$(\varepsilon \leq 3) \equiv (+) \, , \; (\varepsilon > 3) \equiv (-) \; \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 111.$$

Dieser Ansatz zur Metronisierung zeigt also, daß alle durch $\hat{\{\}}$ bestimmten Strukturbeziehungen in einem metronischen Tensorium nach A VIII 7 zu Beziehungen metronischer Kondensationsvorgänge werden. Da der $R_{6(o)}$ nach 103 aber eine metronische Hyperstruktur ist, und alle infinitesimalen Strukturen durch $\hat{\{\}}$ ausdrückbar sind, müssen die im R_6 möglichen Strukturen stets metrische Kondensationen metronischer Hyperstrukturen sein, welche durch $\hat{[]}$ beschrieben werden. Dieser durch den Fundamentalkondensor beschriebene Kondensationszustand des R_6 wiederum hat im infinitesimalen Bild die metrischen Quantenstufen $\bar{\lambda} \neq \bar{o}$ zur Folge, so daß eine metronische Analyse dieses Fundamentalkondensors zu einer Metronisierungder äonischen Feldgleichung führen muß. In der infinitesimalen Strukturbeziehung 92 sind die metrischen Strukturstufen $\bar{\lambda}$ als diskrete Zustände des R_6 aufzufassen, deren Zustandsoperator C als metrischer Operator aus Γ - Operatoren aufgebaut ist. Wegen 111 müssen diese diskreten Strukturstufen als Kondensationsstufen interpretiert werden, so daß die Bezeichng. Kondenzfeldselektor für die metronisierte Form der Γ- Operatoren auch im speziellen Fall von 92 im R_6 nach der Metronisierung gerechtfertigt ist. Diese Bezeichnung wird gerechtfertigt durch die Tatsache, daß nach den vorangegangenen Untersu -

Eigenschaft $\hat{[]} = \hat{[]}^{x}$ hat. Aufgrund dieser Tatsache können auch die infinitesimalen Strukturoperatoren aus $\hat{\Gamma}$ metronisiert werden, was gemäß A VIII 7 zu den Kondenzfeldselektoren aus nur einem Gitterkern, nämlich

$$\Gamma^{(s_1)(s_2)}_{(\pm)} \rightarrow (\varkappa)^{(s_1)(s_2)}_{(\pm)} \equiv ()^{(s_1)(s_2)}_{(\pm)}$$

führt, wobei wegen $\hat{[]} = \hat{[]}^{x}$ nur zwei Typen von Singulettsinaturen $(\varepsilon \leq 3) \equiv (+)$ und $(\varepsilon > 3) \equiv (-)$ existieren. Die metronisierte Wirkungsmatrix $\hat{\Gamma} \rightarrow (\hat{\varkappa}) \equiv \hat{()}$ wird durch diese Reduktion gegebenenfalls eingeschränkt. Die Metronisierung der Elemente einer metrischen Strukturanalyse wird also zusammengefaßt in

$$\frac{\partial}{\partial x^{\underline{k}}} \rightarrow \underline{\epsilon}_k \quad , \quad \alpha_k \; \underline{\epsilon}_k = \epsilon_k \quad , \quad \hat{\{\}} \rightarrow [\hat{\varkappa}] ; n \equiv \hat{[]} ; m = \hat{[]}^{x} ; m \neq 1$$

$$\Gamma^{(s_1)(s_2)}_{(\pm)} \rightarrow (\varkappa)^{(s_1)(s_2)}_{(\pm)} \equiv ()^{(s_1)(s_2)}_{(\pm)} \quad , \quad \hat{\Gamma} \rightarrow \hat{(\varkappa)} \equiv \hat{()} \; ,$$

$$(\varepsilon \leq 3) \equiv (+) \; , \; (\varepsilon > 3) \equiv (-) \; \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 111.$$

Dieser Ansatz zur Metronisierung zeigt also, daß alle durch $\hat{\{\}}$ bestimmten Strukturbeziehungen in einem metronischen Tensorium nach A VIII 7 zu Beziehungen metronischer Kondensationsvorgänge werden. Da der $R_{6(o)}$ nach 103 aber eine metronische Hyperstruktur ist, und alle infinitesimalen Strukturen durch $\hat{\{\}}$ ausdrückbar sind, müssen die im R_6 möglichen Strukturen stets metrische Kondensationen metronischer Hyperstrukturen sein, welche durch $\hat{[]}$ beschrieben werden. Dieser durch den Fundamentalkondensor beschriebene Kondensationszustand des R_6 wiederum hat im infinitesimalen Bild die metrischen Quantenstufen $\bar{\lambda} \neq \bar{o}$ zur Folge, so daß eine metronische Analyse dieses Fundamentalkondensors zu einer Metronisierungder äonischen Feldgleichung führen muß. In der infinitesimalen Strukturbeziehung 92 sind die metrischen Strukturstufen $\bar{\lambda}$ als diskrete Zustände des R_6 aufzufassen, deren Zustandsoperator C als metrischer Operator aus Γ - Operatoren aufgebaut ist. Wegen 111 müssen diese diskreten Strukturstufen als Kondensationsstufen interpretiert werden, so daß die Bezeichng. Kondenzfeldselektor für die metronisierte Form der Γ- Operatoren auch im speziellen Fall von 92 im R_6 nach der Metronisierung gerechtfertigt ist. Diese Bezeichnung wird gerechtfertigt durch die Tatsache, daß nach den vorangegangenen Untersu -

chungen die metrischen Quantenstufen des R_6 als metronische Strukturkondensationen aufgefaßt werden müssen und daß der metronische Kondensationsgrad wiederum als metronische Ortsfunktion durch die Gitterkerne ausgedrückt wird. Diese Ortsfunktion ordnet jedem Metron der leeren Bezugswelt $R_{6(o)}$ den metronischen Wert einer Zustandsgröße zu und diese Zustandsgröße ist mit dem jeweiligen Kondensationsgrad im R_6 (bezogen auf den $R_{6(o)}$ identisch. Aufgrund dieser Identität beschreibt die metronische Ortsfunktion also ein Kondensationsfeld, dessen Kondensationsstufen die metrischen Quantenstufen $\bar{\lambda} \neq \bar{o}$ im R_6 sind. Andererseits sind diese metrischen Quantenstufen aber die Eigenwerte eines hermiteschen Operators ,der aus Γ - Operatoren aufgebaut ist und in seiner Slektorfassung die Kondensationsstufen beschreiben muß. Aus diesem Grunde erscheint die metronische Fassung der Γ - Operatoren als die Gesamtheit der Selektoren des metronischen Kondensationsfeldes.

Die charakteristische Größe einer jeden Infinitesimalstruktur ist $\overset{4}{\underset{-}{R}}$ auf dessen Komponenten das Metronisierungsverfahren gemäß

$$R^{\underline{i}}_{klm} = \frac{\partial}{\partial x^{\underline{l}}} \left\{ {i \atop k\ m} \right\} - \frac{\partial}{\partial x^{\underline{m}}} \left\{ {i \atop k\ l} \right\} + \left\{ {i \atop s\ l} \right\} \left\{ {s \atop k\ m} \right\} -$$

$$- \left\{ {i \atop s\ m} \right\} \left\{ {s \atop k\ l} \right\} \rightarrow (\underline{\delta}_l \left[{i \atop k\ m} \right] - \underline{\delta}_m \left[{i \atop k\ l} \right] +$$

$$+ \left[{i \atop s\ l} \right] ; () \cdot \left[{s \atop k\ m} \right] - \left[{i \atop s\ m} \right] ; () \left[{s \atop k\ l} \right]) ; n =$$

$$= ()^{(+,-)}_{(-)l} ; \left[{i \atop k\ m} \right] ; n - ()^{(+,-)}_{(-)m} ; \left[{i \atop k\ l} \right] ; n = \mathcal{S}^{\underline{i}}_{klm} ; n$$

angewendet werden kann. Demnach gilt $\overset{4}{\underset{-}{R}} \rightarrow \overset{4}{\underset{-}{\mathcal{S}}} ; n$, worin der nach A VIII 7 definierte Strukturkompressor $\overset{4}{\underset{-}{\mathcal{S}}}$ im speziellen Fall R_6 als Raumkompressor bezeichnet werden soll, weil die R_6-Strukturen phänomenologisch immer als physische R_3 - Projektionen erscheinen. Mit dem Strukturkondensor, der analog im R_6 als Raumkondensor K bezeichnet wird, folgt für die Kompressorkomponenten

$$\mathcal{S}^{\underline{i}}_{klm} = ()^{(+,-)}_{(-)l} ; \left[{i \atop k\ m} \right] - ()^{(+,-)}_{(-)m} ; \left[{i \atop k,l} \right] =$$

$$= (()^{(+,-)}_{(-)l} ; \delta (\underline{l}, m) - ()^{(+,-)}_{(-)m}) ; \left[{i \atop k\ l} \right] = K_m ; \left[{i \atop k\ l} \right]$$

oder $\overset{4}{\underset{-}{\mathcal{S}}} = K ; \hat{[]}$, weil für den Raumkondensor die Darstellung durch Kondenzfeldselektoren

$$K_m = ()^{(+,-)}_{(-)l} ; \delta (\underline{l}, m) - ()^{(+,-)}_{(-)m}$$

gilt. Nach

$$ {}^{4}\overline{R} \rightarrow {}^{4}\overline{\varsigma} \quad ; \; n \; , \quad {}^{4}\overline{\varsigma} = K \; ; \; \hat{[]} \; , $$

$$ K_m = ()^{(+,-)}_{(-)1} \; ; \; \delta \; (\underline{1} \; , \; m) - ()^{(+,-)}_{(-)m} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 112 \; , $$

ist also der Raumkondensor der darstellende Selektor des Raumkompressors, der durch die Einwirkung dieses Raumkondensors auf den Fundamentalkondensor entsteht. Wesentlich sind die möglichen Matrizenspektren von ${}^{4}\overline{\varsigma}$. Infinitesimal gilt ${}^{2}\overline{R} = s\,p_{i=m}\;{}^{4}\overline{R} = - s\,p_{i=1}\;{}^{4}\overline{R}$ und metronisch ${}^{2}\overline{\varsigma} = s\,p_{i=m}\;{}^{4}\overline{\varsigma} = - s\,p_{i=1}\;{}^{4}\overline{\varsigma} = s\,p\,K \; ; \; \hat{[]} \; ,$ also ${}^{2}\overline{R} \rightarrow {}^{2}\overline{\varsigma} \; ; \; n$. Für das Spektrum in $i = k$ folgt $s\,p_{i=k}\;{}^{4}\overline{\varsigma} = s. = K \; ; \; s\,p\;\hat{[]}$ oder in Komponenten $(K \; ; \; s\,p\;\hat{[]})_{lm} = \underline{\delta}_l \begin{bmatrix} k \\ k\;m \end{bmatrix} - \underline{\delta}_m \begin{bmatrix} k \\ k\;l \end{bmatrix}$. Wegen $\hat{\{\}} = \hat{\{\}}^{\times}$ gilt mit $\phi = l\,n\,w$ und $w = \sqrt{|g|}$ das hermitesche Theorem $grad_6\;\phi = s\,p\;\hat{\{\}}$, was einer Metronisierung zugängig ist. Aus ${}^{2}\overline{g} = {}^{2}\overline{\gamma\!\!\!/} \; ; \; n$ folgt unmittelbar für die metrische Determinante $g \rightarrow \gamma\!\!\!/ \; ; \; n$ mit $\gamma\!\!\!/ = |\gamma\!\!\!/_{ik}|_6$ so daß $\phi \rightarrow \varphi \; ; \; n$ und $grad_6\;\phi \rightarrow GRAD_{(x)6}\;\varphi \; ; \; n$ evident wird, wenn (x) den Bezug auf die Gitterselektoren angibt. Andererseits ist $\hat{\{\}} \rightarrow \hat{[]} \; ; \; n$ und $s\,p\;\hat{\{\}} \rightarrow s\,p\;\hat{[]} \; ; \; n$, so daß die Selektorgleichung $GRAD_{(x)6}\;\varphi = s\,p\;\hat{[]}$ die metronische Fassung des hermiteschen Theorems ist. Da auch für partielle Metronendifferentiale $(\underline{\delta}_i \times \underline{\delta}_k) = o$ gilt, wird $K \; ; \; s\,p\;\hat{[]} = K \; ; GRAD_{(x)6}\varphi =$ $= {}^{2}\overline{o}$, so daß $s\,p_{i=k}\;{}^{4}\overline{\varsigma} = {}^{2}\overline{o}$ gilt. Infinitesimal ist $R = s\,p\;{}^{2}\overline{R}$, während für die metronische Skalarkompression $\varsigma = s\,p\;{}^{2}\overline{\varsigma} = \varsigma\,\underline{\underline{k}}_k$ gilt. Es ist ${}^{2}\overline{R} \rightarrow {}^{2}\overline{\varsigma} \; ; \; n$ wegen ${}^{4}\overline{R} \rightarrow {}^{4}\overline{\varsigma} \; ; \; n$, so daß auch $R \rightarrow \varsigma \; ; \; n$ gelten muß. Die Matrizenspektren des Raumkompressors

$$ {}^{2}\overline{R} \rightarrow {}^{2}\overline{\varsigma} \; ; \; n \; , \; R \rightarrow \varsigma \; ; \; n \quad {}^{2}\overline{\varsigma} = s\,p\;K \; ; \; \hat{[]} \; , $$

$$ \varsigma = \varsigma\,\underline{\underline{k}}_k \; , \; K \; ; \; GRAD_{(x)6}\;\varphi = {}^{2}\overline{o} \; , \; \varphi = l\,n\,\sqrt{|\gamma\!\!\!/|} \; , $$

$$ \gamma\!\!\!/ = |\gamma\!\!\!/_{ik}|_6 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 112a $$

gestatten eine weitere Metronisierung. Infinitesimal ist ${}^{2}\overline{R} - 1/2 \; . \; {}^{2}\overline{g}\;R$ der einzige Strukturtensor, der aus dem g_{ik} so wie deren

ersten und zweiten partiellen Ableitungen aufgebaut ist und der Divergenzfreiheit $s\,p\ \Gamma^{(-,-)}_{(-)}\ ;\ ({}^2\bar{R} - 1/2\ {}^2\bar{g}\ .\ R) = \bar{\varrho}$ genügt. Mit 112 a wird aber ${}^2\bar{R} - 1/2\ {}^2\bar{g}\ .\ R \to ({}^2\bar{\varrho} - 1/2\ {}^2\bar{\gamma}\ ;\ ()\cdot\varrho)\ ;\ n$, während für die Skalardivergenz

$$s\,p\ \Gamma^{(-,-)}_{(-)} \to s\,p\ ()^{(-,-)}_{(-)}$$

gilt. Dies bedeutet aber, daß auch die Divergenzfreiheit als Selektorgleichung

$$s\,p\ ()^{(-,-)}_{(-)}\ ;\ ({}^2\bar{\varrho} - 1/2\ \varrho\ .\ {}^2\bar{\gamma}\ ;\ ()) = \bar{o} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 113$$

die gleiche Eindeutigkeit hat wie das infinitesimale Analogon. Auch nach A VIII ist ${}^2\bar{\varrho} - 1/2\ \varrho\ .\ {}^2\bar{\gamma}$ der einzige tensorielle Selektor zweiten Grades, der aus den γ^l_{ik}, sowie deren ersten und zweiten Metrondifferentialen aufgebaut und zugleich divergenzfrei ist. Diese Aussage ist gerechtfertigt, weil die Limesrelation

$$\lim_{\tau \to o}\ s\,p\ ()^{(-,-)}_{(-)}\ ;\ ({}^2\bar{\varrho} - 1/2\ {}^2\bar{\gamma}\ ;\ ()\cdot\varrho)\ ;\ n = s\,p\ \Gamma^{(-,-)}_{(-)}\ ;\ ({}^2\bar{R} - 1/2\ {}^2\bar{g}\ .\ R) = \bar{o}$$

die infinitesimale Divergenzfreiheit liefert. Die Beziehungen 111 bis 113 zeigen, daß die Metronisierung aller Elemente einer infinitesimalen Strukturanalyse im Sinne von 92 zum Fundamentalkondensor und den Kondenzfeldselektoren führt, welche ihrerseits den Raumkondensor als darstellenden Selektor des Raumkompressors beschreiben. Damit sind aber die Voraussetzungen zur metronischen Synthese von 92 und 103 erfüllt, welche wesentlich von der ko-varianten Hermitezität des Fundamentalkondensors und den hierdurch bedingten vereinfachten Multiplettsignaturen der Kondenzfeldselektoren bestimmt wird.

4.) Der Weltselektor

Aufgrund der durch die Beziehungen 110 bis 113 durchgeführten Metronisierung derjenigen infinitesimalen Strukturgrößen, welche als Elemente einer Strukturanalyse anzusprechen sind, wird es möglich jeden tensoriellen Strukturzusammenhang infinitesimaler Art zu metronisieren und durch die entsprechenden Kondensationsselektoren wie Raumkompresseor, Raumkondensor oder Fundamentalkondensor auszudrücken

wenn eine ko-variante Hermitezität vorliegt. Neben diesen metrischen Größen müssen auch die phänomenologischen Größen in Selktorform darstellbar sein. Das allgemeine Maß aller dieser phänomenologischen Größen in der Welt R_6 ist der Energiedichtetensor ${}^2\overline{T} \neq {}^2\overline{T}^{\times}$ nach 79; denn alle Wirkungen welche manifeste Ereignisse der Somawelt verursachen, das heißt, alle Korrespondenzen werden durch energetische Wechselbeziehungen bestimmt. Dies bedeutet aber, daß alle metrischen Strukturen des R_6 wiederum durch phänomenologische Energiewerte ausdrückbar sind und umgekehrt, daß ${}^2\overline{T}$ nur von metrischen Strukturgrößen abhängt (so erscheinen die metrischen Strukturstufen des R_6 als diskrete Energietherme bei der Projektion in den R_3). Die metrischen Strukturgrößen welche das Argument des Tensorfeldes ${}^2\overline{T}$ darstellen, sind nach dem Vorangegangenen sämtlich als Selektoren darstellbar und dies bedeutet, daß auch ${}^2\overline{T}$ als ein Funktionalselektor erscheinen muß, wenn der Übergang vom infinitesimalen Kontinuum zur cisfinitesimalen metronischen Hyperstruktur durchgeführt wird. Ist ${}^2\overline{W}$ dieser Funktionalselektor, dann gilt also immer ${}^2\overline{T} \rightarrow {}^2\overline{W}\ ;\ n$, wobei die Komponenten von ${}^2\overline{T}$ aus den phänomenologischen Feldgrößen des R_3 nach 79 in der Verallgemeinerung aufgebaut sind, welche wiederum von den metrischen Größen des R_6 bestimmt werden, die aber grundsätzlich durch Selektoren dargestellt werden können. Wird ${}^2\overline{T}$ infinitesimal auf die geodätischen Koordinaten bezogen, dann ergibt sich nach den infinitesimalen Untersuchungen des R_6 im hermiteschen Kompositionsfeld für das Energieprinzip die Darstellung

$$s\,p\ \Gamma^{(-,-)}_{(-)}\ ;\ {}^2\overline{T} = \overline{o}\ ,\ \text{wobei}\ s\,p\ \Gamma^{(-,-)}_{(-)}$$

der infinitesimale Limes eines entsprechenden Kondenzfeldselektors ist; denn es gilt immer der Übergang

$$s\,p\ \Gamma^{(-,-)}_{(-)} = \lim_{\tau \to o} s\,p\ ()^{(-,-)}_{(-)}\ ;\ n$$

nach A VIII, das heißt, wird $\tau > o$ berücksichtigt, dann muß

$$d\ s\,p\ ()^{(-,-)}_{(-)}\ ;\ {}^2\overline{T} = \overline{o}$$

das Energieprinzip die Form annehmen und hier muß wegen $\tau > o$ und der Darstellbarkeit von ${}^2\overline{T}$ durch metrische Größen die Selektorfassung

$$= s\,p\ ()^{(-,-)}_{(-)}\ ;\ {}^2\overline{T} = s\,p\ ()^{(-,-)}_{(-)}\ ;\ {}^2\overline{W}\ ;\ n\ =$$

$$= (s\,p\ ()^{(-,-)}_{(-)}\ ;\ {}^2\overline{W})\ ;\ n$$

gelten, das heißt, das Energieprinzip nimmt die Form der Selktorgleichung

$$s\,p\ ()^{(-,-)}_{(-)}\ ;\ {}^2\overline{W} = \overline{o}$$

an.

Da die Komponenten von $^2\overline{W}$ Selektoren metrischer Größen sind, muß es einen Strukturselektor $^2\overline{F}$ geben, der die gleiche Eigenschaft wie $^2\overline{W}$ hat, nämlich $s\,p\,()^{(-,-)}_{(-)}$; $^2\overline{F} = \overline{o}$, so daß $^2\overline{F} \sim {}^2\overline{W}$ gesetzt werden kann. Da $^2\overline{\gamma} = {}^2\overline{\gamma}^{\times}$ unmittelbar $\hat{[]} = \hat{[]}^{\times}$ zur Folge hat, müssen alle metrischen Selektoren, also auch $^2\overline{F} = {}^2\overline{F}^{\times}$ hermitesch sein, während wegen $^2\overline{T} \neq {}^2\overline{T}^{\times}$ stets $^2\overline{W} \neq {}^2\overline{W}^{\times}$ bleibt.

Wenn aber $s\,p\,()^{(-,-)}_{(-)}$; $^2\overline{W} = \overline{o}$ ist, dann muß auch $s\,p\,()^{(-,-)}_{(-)}$; $^2\overline{W}^{\times} = \overline{o}$ und daher $1/2\;s\,p\,()^{(-,-)}_{(-)}$; $(^2\overline{W} + {}^2\overline{W}^{\times}) = |\,s\,p\,()^{(-,-)}_{(-)}$; $^2\overline{W}_+ = \overline{o}$ mit $^2\overline{W}_+ = {}^2\overline{W}_+^{\times}$ sein und dieser hermitesche Selektoranteil kann nur in der Verknüpfung mit $^2\overline{F}$ wegen $^2\overline{F} = {}^2\overline{F}^{\times}$ wirksam werden, so daß dieserSelektorproportionalität in der Form $^2\overline{F} \sim {}^2\overline{W}_+$ zu korrigieren ist. Wird der Zeitparameter gewählt, dann gilt für das Geodäsieproblem infinitesimaler Strukturen $\ddot{\underline{x}}^{\underline{i}} + \left\{ {i \atop k\,l} \right\} \dot{\underline{x}}^{\underline{k}}\,\dot{\underline{x}}^{\underline{l}} = o$ in welchem $\ddot{\underline{x}}^{\underline{i}}$ eine zeitliche Beschleunigung beschreibt. Diese Beschreibung geodätischer Linien führt zur Interpretation von $\hat{\{\}}$ als allgemeines Korrespondenz- oder Korrelationsfeld, welches stets $\ddot{\underline{x}}^{\underline{i}} \neq o$ als Wechselwirkungsvorgang für $\hat{\{\}} \neq \hat{o}$ auslöst. Wegen der Linearität der Gitterselektoren setzt die Metronisierung eine Zeitabhängigkeit der Metronenziffern voraus, so daß $\dot{\underline{x}}^{\underline{j}} = \alpha^{\underline{j}} \cdot \sigma_t\, n^{\underline{j}} = \alpha^{\underline{j}} \cdot \dot{n}^{\underline{j}}$ oder $\ddot{\underline{x}}^{\underline{j}} = \alpha^{\underline{j}} \cdot \ddot{n}^{\underline{j}}$ wird. Da außerdem $\hat{\{\}} \rightarrow \hat{[]}$; n gilt, nimmt das Geodäsieproblem in metronischen Hyperstrukturen des R_6 bezogen auf das leere Tensorium $R_{6(o)}$ die Form $\ddot{n}^{\underline{i}} + c \cdot \left[{i \atop k\,l} \right]$; $n \cdot \dot{n}^{\underline{k}} \cdot \dot{n}^{\underline{l}} = o$ an, wenn $\alpha^{\underline{i}} \cdot c = \alpha^{\underline{k}} \cdot \alpha^{\underline{l}}$ gesetzt wird, wobei $c = (\pm) \cdot \sqrt{\pm\tau}$ je nach den Gitterselektoren (angegeben durch die Kondensorindizierungen) eindeutig wird. Nur dann, wenn nicht auf die Gitterselektoren des $R_{6(o)}$, sondern auf die Hyperselektoren des R_6 bezogen wird, kann wegen $^2\overline{\gamma}$; $n = \text{const}$ das Verschwinden der Kondensation $\hat{[]}$; $n = \hat{o}$ erreicht werden. $\ddot{n}^{\underline{i}}$ beschreibt ebenfalls die zeitliche Beschleunigung einer Zustandsänderung und zwar der Metronenziffer von $x^{\underline{i}}$, so daß auch

$\ddot{x}^{\underline{i}} = - \dot{x}^{\underline{k}} \cdot \dot{x}^{\underline{l}} \begin{bmatrix} i \\ k\ l \end{bmatrix}$; n gesetzt werden kann. Diese Formulierung der Geodäsie in einer Hyperstruktur zeigt, daß $\hat{[\,]}$; n nicht nur als Maß des metronischen Kondensationszustandes der einen Hyperstruktur bezogen auf eine andere aufgefaßt werden darf, sondern daß die Interpretation von $\hat{\{\}}$ als allgemeines Korrespondenzpotential (energetischer Natur) ohne Korrektur auf $\hat{[\,]}$; n im metronischen Tensorium übertragen werden muß. Wegen dieser energetischen Interpretation des Fundamentalkondensors und ${}^2\bar{F} \sim {}^2\bar{W}_+$ kann ${}^2\bar{F}$ als Strukturselektor nur von den Komponenten von $\hat{[\,]}$, deren ersten partiellen Metrondifferentialen und den Komponenten von ${}^2\bar{\mathcal{K}}$ abhängen. Da außerdem $s\,p\,()^{(-,-)}_{(-)}$; ${}^2\bar{F} = \bar{o}$ erfüllt sein soll, gibt es nach 113 für ${}^2\bar{F}$ nur die eine Möglichkeit ${}^2\bar{F} = {}^2\bar{\mathcal{S}} - 1/2\ {}^2\bar{\mathcal{K}}$; $()\mathcal{S}$.

Ist α = const der Proportionalitätsfaktor in ${}^2\bar{F} \sim {}^2\bar{W}_+$, dann gilt also die proportionale Verknüpfung ${}^2\bar{\mathcal{S}} - 1/2\ {}^2\bar{\mathcal{K}}$; $()\mathcal{S} = \alpha\ {}^2\bar{W}_+$ zwischen Kondensationsselektoren der Hyperstruktur und dem phänomenologischen Tensorselektor. Bildung des Matrizenspektrums $s\,p\ {}^2\bar{W}_+ = W_+$ liefert mit 112 a die Spur $\alpha\ W_+ = \mathcal{S} - 1/2\ \mathcal{S}$; $()\ s\,p\ {}^2\bar{\mathcal{K}}$; $() = - 2\,\mathcal{S}$, also für die Skalarkompression $\mathcal{S} = - \alpha/2 \cdot W_+$, weil wegen $s\,p\ {}^2\bar{g} = 6$ auch $s\,p\ {}^2\bar{\mathcal{K}} = 6\ E$ mit $E = \frac{()}{()}$ gelten muß. Einsetzen dieser Skalarkompression in die Selektorproportionalität ergibt dann als phänomenologische Darstellung des Matrizenspektrums vom Raumkompressor ${}^2\bar{g} = \alpha\ ({}^2\bar{W}_+ - 1/4\ {}^2\bar{\mathcal{K}}$; $()\ W_+)$. Hierin ist aber ${}^2\bar{\mathcal{S}} = s\,p\ K$; $\hat{[\,]}$ nach 112 a durch das Spektrum des Raumkondensors ausdrückbar, was die Selektorgleichung $s\,p\ K$; $\hat{[\,]} = \alpha\ ({}^2\bar{W}_+ - 1/4\ {}^2\bar{\mathcal{K}}$; $()\ W_+)$ ergibt. Zur weiteren Analyse muß festgestellt werden, ob für $s\,p\ K$ oder K nach C VII 2 ein metronischer Funktionenraum existiert, also ob der Raumkondensor ein Zustandsselektor des R_6 ist.

Aus $\hat{\{\}} \rightarrow \hat{[\,]}$; n folgt $\hat{\{\}} \cdot \hat{\{\}}^{\varkappa} \rightarrow \hat{[\,]}$; $n \cdot (\hat{[\,]}$; $n)^{\varkappa} = \hat{[\,]}$; $n\ \hat{[\,]}^{\varkappa}$; n, weil $n = n^{\varkappa}$ als Metronenziffer stets eine ganze natürliche Zahl ist. Die Metronisierung des Volumelementes ergibt $d\,\Omega = \sqrt{|g|} \cdot \prod_{k=1}^{6} d\,x^{\underline{k}}\ (\sqrt{|\mathcal{K}|} \cdot \prod_{k=1}^{6} \alpha^{\underline{k}} \cdot \delta\,()^{\underline{k}})$; $n = - i\,\tau'\ (\sqrt{|\mathcal{K}|} \cdot \delta\,())$; $n = \delta\,\Omega$,

während für die Metronisierung mehrdimensionaler Gebietsintegrale $\int_{\Omega} () \, d\Omega \to S_{\Omega} () \in \Omega$ verwendet werden kann, wobei Ω den ganzen R_6 umfaßt. Da $\hat{\{\}} = \lim_{\tau \to o} \hat{[]} ; n$ ist, und die infinitesimale Konvergenz $\int_{\Omega} \hat{\{\}} \hat{\{\}}^{\times} d\Omega < \infty$ evident ist, muß auch $S_{\Omega} \hat{[]} ; n \; (\hat{[]} ; n)^{\times} \in \Omega < \infty$ konvergieren. Diese notwendige Konvergenz, sowie die Hermitezität $(\hat{[]} ; n)^{\times} = \hat{[]}^{\times} ; n^{\times} = \hat{[]} ; n$ gestattet eine Hermitezitätsuntersuchung von s p K ; denn es gilt, weil ${}^2\overline{W}_+ = {}^2\overline{W}_+^{\times}$ und demzufolge auch $W_+ = W_+^{\times}$ und voraussetzungsgemäß ${}^2\overline{\chi} = {}^2\overline{\chi}^{\times}$ gilt, $S_{\Omega} (\hat{[]}^{\times} ; n^{\times} \; s\,p\,K ; \hat{[]} ; n - \hat{[]} ; n \; (sp\,K ; \hat{[]} ; n)^{\times}) \in \Omega = (\alpha - \alpha^{\times}) S_{\Omega} ({}^2\overline{W}_+ ; n - 1/4 \, {}^2\overline{\chi} ; n \; W_+ ; n) \hat{[]} ; n \in \Omega = o$, weil für den Proportionalitätsfaktor immer die Realität $\alpha = \alpha$ erreichbar ist. Die Forderung $S_{\Omega} \hat{[]} ; n \; (s\,p\,K - s\,p\,K^{\times}) ; \hat{[]} ; n \in \Omega = o$ ist aber mit der Hermitezität des Selektors $s\,p\,K = (s\,p\,K)^{\times}$ äquivalent und dies wiederum impliziert die allgemeine Hermitezität $K = K^{\times}$ des Raumkondensors. Wegen der Eigenschaften

$$I = S_{\Omega} \hat{[]} ; n \; (\hat{[]} ; n)^{\times} \in \Omega < \infty ,$$

$$s\,p\,K = (s\,p\,K)^{\times} , \quad K = K^{\times} , \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \; 114$$

des Raumkondensors muß $s\,p\,K ; \hat{[]} ; n$ ein metronisches Eigenwertproblem kennzeichnen, dessen diskrete Eigenwerte ein Punktspektrum bilden, weil s p K und K nach Gleichung 114 Zustandsselektoren eines metronischen Funktionenraumes sind, dessen Funktionenmannigfaltigkeit durch die fundamentalen Kondensorwirkungen $(\hat{[]} ; n)$ bestimmt wird. Erst für $I \to \infty$ nähern die Eigenwerte ein Streckenspektrum an, so daß für diese Übertragung der Anschluß an ein makromares Kontinuum von Eigenwerten gegeben ist. Die Aussage 114 erweist also s p K sowie K als Zustandsselektoren in einem metronischen Funktionenraum, dessen Trägerraum die Hyperstruktur $R_{6(o)}$ der leeren Welt ist. Auch müssen aufgrund der Hermitezität alle vom Raumkondensor beschriebenen Zustände diskrete Kondensationsstufen in einem Punktspektrum sein, derart, daß der Fundamentalkondensor die Reihe der normierbaren und konvergenten

Zustandsfunktionen (Kondensationszustände) erzeugt. Hieraus folgt, daß s p K ; $\hat{[]} = \alpha\ (^2\bar{W}_+ - 1/4\ ^2\bar{\gamma}\ ;\ ()\ W_+)$ die Bedingung 114 hinsichtlich der rechten Seite erfüllen muß. Dies ist aber nur möglich, wenn als Übergang zum makromaren Kontinuum $\lim_{I \to \infty} \bar{\lambda} \cdot \hat{[]} = \alpha\ (^2\bar{W}_+ - 1/4\ ^2\bar{\gamma}\ ;\ ()\ W_+)$ gilt, weil im Spektrum von 92 nur s p C ; $\hat{\{\}} \longrightarrow$ s p K ; $\hat{\{\}}$; n von selbst evident und allein $\bar{\lambda}\ \hat{\{\}} \longrightarrow \bar{\lambda} \cdot \hat{[]}$; n möglich ist. Im mikromaren Bereich muß also s p K ; $\hat{[]} = \bar{\lambda} \cdot \hat{[]}$ oder in Komponentenform K_m ; $\begin{bmatrix} m \\ k\ l \end{bmatrix} = \lambda_m\ (k,l) \cdot \begin{bmatrix} m \\ k\ l \end{bmatrix}$ gesetzt werden, was aber der vollständigen Metronisierung von s p C ; $\hat{\{\}} = \bar{\lambda}\ \hat{\{\}}$ entspricht. Nach dieser Selektorgleichung wirkt ein Zustandsselektor, nämlich K der Hyperstruktur R_6 auf die fundamentalen Kondensorwirkungen ($\hat{[]}$; n) ein, derart, daß diese metronischen Funktionen des Fundamentalkondensors die entsprechenden Zustandsfunktionen des R_6 sind, Die durch K , beziehungsweise s p K beschriebenen Zustände sind also Raumzustände innerhalb des R_6 im Sinne von Kondensationen, die aber wegen s p K ; $\hat{[]} = \bar{\lambda}\ \hat{[]}$ nur in diskreten Kondensationsstufen $\bar{\lambda}$ erscheinen können, welche ihrerseits in einem Punktspektrum liegen. Das Spektrum $\bar{\lambda}$ beschreibt demnach ein Spektrum diskreter Kondensationsstufen des Raumes R_6 , die wiederum wegen $\bar{\lambda}\ \hat{\{\}} = \lim_{\tau \to o} \bar{\lambda}\ \hat{[]}$; n im Fall $\tau \to o$ mit den metrischen Strukturstufen der infinitesimalen Weltstrukturen identisch werden. Aus diesem Grunde wird die für K angewandte Bezeichnung Raumkondensor auch physikalisch gerechtfertigt. Dieser Raumkondensor wirkt demnach in der Form s p K auf die Wirkungen des Fundamentalkondensors im Sinne eines Zustandsselektors des Raumes so ein, daß die diskreten Kondensationsstufen als metrische Verdichtungszustände des metronischen Raumes interpretierbar sind. In der Selektorgleichung s p K ; $\hat{[]} = \bar{\pi}\ \hat{[]}$ kann die Bildung des Matrizenspektrums rückgängig gemacht werden, was eindeutig zu K ; $\hat{[]} = \bar{\lambda} \times \hat{[]}$ führen muß. Weil s p K ; $\hat{[]} = {}^2\bar{\rho} = s\ p\ {}^4\bar{\rho}$ ist, und $^4\bar{R} = \lim_{\tau \to o} {}^4\bar{\rho}$; n ist, kann in K ; $\hat{[]} = \bar{\lambda} \times \hat{[]}$ kein additiver tensorieller Selektor 4. Grades mit verschwindendem

Matrizenspektrum mehr erscheinen. $K\ ;\ \hat{[]} = \bar{\lambda} \times \hat{[]}$ impliziert offenbar als universelleres Gesetz die Form $s\,p\,K\ ;\ \hat{[]} = \bar{\lambda}\ \hat{[]}$, so daß $K\ ;\ \hat{[]} = \bar{\lambda} \times \hat{[]}$ als diejenige Selektorgleichung angesprochen werden kann, welche die Wirkungsweise des Raumkondensors und die Entstehung der metrischen Kondensationsstufen in universeller Form beschreibt und die Synthese von 92 mit 103 enthält. Wird $K\ ;\ \hat{[]} = \bar{\lambda} \times \hat{[]}$ in der Form $\overline{4}_o = K\ ;\ \hat{[]} - \bar{\lambda} \times \hat{[]} = (K - \bar{\lambda} \times ()\ )\ ;\ \hat{[]} = L\ ;\ \hat{[]}$ geschrieben, dann vereint der Funktionalselektor L die Wirkungsweise des Raumkondensors mit den Kondensationsstufen des Raumkompressors. Alle in der äonischen Welt überhaupt möglichen Zustände sind aber solche diskreten metronischen Kondensationsstufen im Sinne von Kondensationszuständen des R_6. Von

$$L\ ;\ \hat{[]} = \overline{4}_o \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 115$$

werden also sämtliche Weltstrukturen erfaßt, und zwar unabhängig von der jeweiligen Position in x_4, so daß 115 als eine allgemeine metronische Weltgleichung aufgefaßt werden kann, welche den zeitlichen Weltenursprung impliziert, und sowohl im mikromaren als auch im makromaren Bereich gilt. Der in 115 auf den Fundamentalkondensor wirkende Selektor

$$L = K - \bar{\lambda} \times () \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 115\ a$$

muß dann wegen seiner Universalität als Weltselektor bezeichnet werden. Die Weltgleichung ist also eine allgemeine Selektorgleichung, welche aussagt, daß der Weltselektor auf einen Fundamentalkondensor einwirkt, derart, daß ein tensorieller Nullselektor 4. Grades entsteht. In dieser Weltgleichung müssen demnach grundsätzlich alle über die äonische Welt möglichen Aussagen enthalten sein.

Das Fundamentalproblem des Weltursprungs, das in der Weltgleichung $L\ ;\ \hat{[]} = \overline{4}_o$ ausgedrückt wird, kann mit dem Weltselektor $L = K - \bar{\lambda} \times ()$ in die Form $K\ ;\ \hat{[]} = \bar{\lambda} \times \hat{[]}$ einer Wirkung des Raumkondensors gebracht werden, die der Bildung von Matrizenspektren zugänglich ist. Es bestehen die Möglichkeiten $s\,p\,K\ ;\ \hat{[]} = \bar{\lambda} \cdot \hat{[]}$, wodurch die metrischen Kondensationsstufen als diskrete Eigenwerte eines Punktspektrums beschrieben werden und $K\ ;\ s\,p\ \hat{[]} = \bar{\lambda} \times s\,p\ \hat{[]}$. Nach 112 a ist aber

s p $\hat{[]}$ = $GRAD_{(x)}$ φ und K ; $GRAD_{(x)}$ φ = $^2\bar{o}$, was in das zweite Matrizenspektrum eingesetzt die Aussage $\bar{\lambda} \times GRAD_{(x)} \varphi = {}^2\bar{o}$ ergibt. Da $\bar{\lambda} = \bar{o}$ zu K ; $\hat{[]} = {}^4\bar{o}$ führt und $\lim_{\tau \to o}$ K ; $\hat{[]}$; n = $^4\bar{R}$ ist, aber $^4\bar{R} = {}^4\bar{o}$ das Fehlen jeder metrischen Struktur charakterisiert, würde $\bar{\lambda} = \bar{o}$ der Voraussetzung entgegen das leere Tensorium $R_{6(o)}$ kennzeichnen, so daß stets $\bar{\lambda} \neq \bar{o}$ gesetzt werden muß. Wäre dagegen $GRAD_{(x)}$ φ ; n = $\bar{o}$, dann hätte dies φ ; n = const, also $\underset{\bar{k}}{\chi}$; n = const oder $^2\underset{\bar{k}}{\chi}$; n = const zur Folge, obwohl auf die $\underset{\bar{k}}{x}$, also das Strukturgitter von $R_{6(o)}$ bezogen wurde. Dies hätte aber Proportionalität zwischen Gitter und Hyperselektor $\bar{\psi} \sim \bar{C}$ zur Folge, wodurch gekrümmte Weltlinien ausgeschlossen, also nur die Transformationen $\underset{\bar{C}}{\hat{}}$ zugelassen wären, was wiederum zu der Voraussetzung im Widerspruch stünde. Demnach muß auch $GRAD_{(x)}$ $\varphi \neq \bar{o}$ bleiben. Wenn aber $\bar{\lambda} = \bar{o}$ und $GRAD_{(x)}\varphi \neq \bar{o}$ aber $\bar{\lambda} \times GRAD_{(x)} \varphi = {}^2\bar{o}$ ist , dann kann nur $\bar{\lambda} \parallel GRAD_{(x)} \varphi$ sein, das heißt, die orientierten diskreten Eigenwerte der metrischen Kondensationsstufen müssen grundsätzlich hinsichtlich ihrer Orientierung dem metronischen Gradienten bezogen auf $R_{6(o)}$ des Funktionalselektors φ parallel verlaufen. Gleichung 115 ist daher durch die Zusatzbeziehungen

$$s\,p\ K\ ;\ \hat{[]} = \bar{\lambda}\ \hat{[]}\ ,$$

$$\bar{\lambda} \parallel GRAD_{(x)}\ \varphi \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 115\,b$$

zu ergänzen, wobei die Parallelität auf die Hermitezität von $\hat{[]}$ zurückgeht.

Aus der Fassung K ; $\hat{[]} = \bar{\lambda} \times \hat{[]}$ der Weltgleichung geht hervor, daß als infinitesimale Approximation dieser cisfinitesimalen Selektorgleichung die Tensorbeziehung 92 entsteht; denn wegen $\lim_{\tau \to o}$ K = C und $\lim_{\tau \to o}$ $\hat{[]}$; n = $\hat{\{\}}$ wird aus K ; $\hat{[]}$; n = $\bar{\lambda} \times \hat{[]}$; n im Grenzprozeß $\lim_{\tau \to o}$ K ; $\hat{[]}$; n = C ; $\hat{\{\}}$ und $\lim_{\tau \to o}$ $\bar{\lambda} \times \hat{[]}$; n = $\bar{\lambda} \times \hat{\{\}}$, also C ; $\hat{\{\}}$ = $\bar{\lambda} \times \hat{\{\}}$, womit die Spurbildungen s p C ; $\hat{\{\}}$ = $\bar{\lambda}$ $\hat{\{\}}$ und C ; s p $\hat{\{\}}$ = $\bar{\lambda} \times$ s p $\hat{\{\}}$ möglichewerden. s p C ; $\hat{\{\}}$ = $\bar{\lambda}$ $\hat{\{\}}$ beschreibt dabei wiederum das diskrete Punktspektrum der

metrischen Strukturen, während wegen $\hat{\{\}} = \hat{\{\}}^{\times}$ stets $sp\,\hat{\{\}} = {}^{2}\bar{o}$ ist = $grad_6\ ln\ w$ mit $w = |g|^{1/2}$ und $C\ ;\ sp\,\hat{\{\}}$ woraus die zu 115 b äquivalente infinitesimale Beziehung $\bar{\lambda} \parallel grad_6\ ln\ w$ folgt. Werden schließlich die Feldgleichungen aus dem Kontinuum R_6 in die Somawelt R_4 projiziert, dann ergeben sich zunächst Fundamentalbeziehungen der mesobarischen Dynamik und Metastatik als deren weiterer Sonderfall die mesobarische Statik

$\underline{C}\ ;\ \hat{\underline{\{\}}} = \bar{\lambda} \times \hat{\underline{\{\}}}$ auszusprechen ist, wenn die Unterstreichung eine Bezugnahme auf den R_4 als Projektion hinsichtlich der Komponenten angibt. Diese R_4 - Projektion läßt eine Antihermitezität erscheinen welche auf ${}^{2}\underline{\bar{g}} \neq {}^{2}\underline{\bar{g}}^{\times}$ zurückgeht und $\hat{\underline{\{\}}} \neq \hat{\underline{\{\}}}^{\times}$, sowie das antihermitesche Spektrum $\underline{C}\ ;\ sp\,\hat{\underline{\{\}}} = -(\underline{C}\ ;\ sp\,\hat{\underline{\{\}}})^{\times} \neq {}^{2}\bar{o}$ mit $sp\,\hat{\underline{\{\}}} \neq \bar{o}$ bedingt.

Die Spurbildung $sp\ \underline{C}\ ;\ \hat{\underline{\{\}}} = \bar{\underline{\lambda}} \cdot \hat{\underline{\{\}}}$ beschreibt dabei diskrete Zustände des Mesofeldes. Aus der Weltgleichung entstehen demnach durch infinitesimale Approximationen die äonischen Feldgleichungen, deren Projektion in die Somawelt die mesobarischen Mesofeldgleichungen liefert. Diese Mesofeldgleichungen aber implizieren approximativ nach den diesbezüglichen Untersuchungen , sowohl die empirisch begründete Beschreibung der Energie- und Impulsquanten als auch die ebenfalls empirisch begründeten Beschreibungen von Gravitation und Elektromagnetismus. Die Existenz der beiden Somawelten $R_{\pm 4}$ ist ebenfalls in diesen mesobarischen Gleichungen enthalten.

Da jeder zeitliche Vorgang im reellen R_3 durch einen raumzeitlichen Energiedichtetensor beschrieben werden kann, da weiter jede Energie im Sinne von Materiefeldquanten erscheint und der R_3 der reelle Unterraum des R_6 ist, dessen Strukturen wiederum in Form metrischer Kondensationsstufen erscheinen, wird der Schluß gerechtfertigt, daß die Projektion der komplexen metrischen Kondensationsstufen des allgemeinen Raumkondensors in dem reellen R_3 als Materiefeldquanten erscheinen, die wiederum in Richtung x_4 in Korrespondenz treten, was integral gesehen als Zeitablauf der kosmischen Bewegung erscheint. Offensichtlich ist die Selektorgleichung 115 die mit der analytischen Methodik zugängliche Weltgleichung, wenn sie mindestens alle in B und C I bis VII enthaltenen Aussagen einschließlich einer Lösung des kosmologischen Problems

hinsichtlich des Weltursprungs impliziert. Zur Verifikation dieses Sachverhaltes (wodurch das syntrometrische Übergangskriterium in Bezug auf die Informationsdichte erfüllt wäre) muß 115 mit den in A VIII entwickelten Methoden gelöst werden. Die entstehenden Lösungsmannigfaltigkeiten wiederum können auf ihren Aussagewert geprüft werden und es kann entschieden werden, ob eine Strukturkaskade existiert, welche dem Übergangskriterium genügt und die Konstruktion einer Fundamentalsyntrix ermöglicht. Der größte Teil der Aussagen aus B und C I bis C VII folgt bereits aus den Approximationsketten, denen 115 unterworfen werden kann, doch sind bei der Lösung auch Aussagen zu erwarten, welche außerhalb dieses Bereiches liegen, wenn 115 die Weltgleichung ist. Dies ist wegen des zwar eindeutigen, aber synthetischen Charakters von 115 möglich. Vor dem Lösungsansatz der Weltgleichung erscheint es sinnvoll, die möglichen Lösungsmannigfaltigkeiten zu klassifizieren; denn der Kondensationsvorgang ist in allen Unterräumen des R_6 theoretisch möglich.

5.) Die hermetische Weltarchitektur

Wenn im $R_{6(o)}$ metrische Kondensationsstufen $\bar{\lambda} \neq \bar{o}$ in Form irgendwelcher diskreter Punktspektren enthalten sind, dann haben diese Spektren stets metrische Veränderungen der Hyperstruktur zur Folge, so daß nicht mehr Gitter - und Hyperselektor proportional sind. Diese metrische Kondensation braucht dabei nicht alle Gitteranteile der Hyperstruktur gleichmäßig zu betreffen. Da diese metrischen Stufen immer im Sinne von metronischen Verdichtungen aufgefaßt werden können, würde eine metrische Kondensationsstufe in einem Unterraum des R_6 in diesem Unterraum stets als metronische Verdichtung erscheinen, die hier metrisch völlig abgeschlossen ist (hermetrisch), während diese Verdichtung inbezug auf die übrigen Gitteranteile , welche den Unterraum zum R_6 ergänzen, offen bleiben muß (antihermetrisch) , wenn die Kondensationsstufe nur in diesem Unterraum definiert ist. Im R_6 gibt es also $1 \leq \gamma \leq 6$ dimensionelle Klassen, von denen jede mit $\binom{6}{\gamma}$ Unterräumen besetzt ist, welche zu einer Kondensation fähig sind. Kombinatorisch ist , also die theoretisch überhaupt mögliche Anzahl von Kondensationsformen, also Lösungsmannigfaltigkeiten von 115 gegeben durch

$$z_1 = \sum_{\gamma=1}^{6} \binom{6}{\gamma} = 63 \text{ , von denen jedoch nicht alle}$$

relevant zu sein brauchen. Es kommt also darauf an, die prinzipiell nicht relevanten Lösungsmannigfaltigkeiten vor einer allgemeinen Lösung von 115 mon vornherein zu eliminieren. Zur analytischen Präzisierung der so geprägten Begriffe „Hermetrie" und „Antihermetrie" wird es zunächst notwendig die Semantik der Koordinaten x_k (die kovarianten Fassungen genügen) des R_6 zu untersuchen. Es gibt neben dem reellen Unterraum R_3 des physischen Universums noch einen imaginären $P_3 \perp R_3$, der von den imaginären Koordinaten x_4, x_5 und x_6 aufgespannt wird. Der R_3 ist gemäß der Empirik völlig isotrop in beliebigen Richtungen teilbar und die reellen x_k mit $k \leq 3$ dind beliebig vertauschbar und deshalb semantisch völlig gleichberechtigt, was wiederum die Isotropie des R_3 begründet. Der reelle R_3 ist demzufolge offenbar eine semantische Einheit in der Weltarchitektur, was für den imaginären P_3 niemals der Fall sein kann. Wird der R_3 durch x_4 des P_3 zur komplexen Somawelt R_4 ergänzt, dann zeigt sich, daß x_4 zwar quantitativ, nicht aber qualitativ und semantisch in die Einheit R_3 aufgenommen werden kann, was auch für x_5 und x_6 gilt; denn alle diese Koordinaten des P_3 unterscheiden sich auf jeden Fall qualitativ von denen des R_3 durch ihre imaginären Eigenschaften. Konstatiert man empirisch die kosmische Bewegung des R_3 in Richtung x_4, die in der empirisch zugänglichen Somawelt R_4 nicht reversibel erscheint, dann zeigt sich die Sonderstellung von x_4 in der Weltarchitektur, die eine Gleichberechtigung mit x_5 und x_6 ausschließt, zugleich aber auch zeigt, daß R_4 keine semantische Einheit sein kann, weil der R_4 in Richtung x_4 anisotrop strukturiert ist. Entsprechend zeigt sich, daß auch x_5 und x_6 nicht vertauschbar sind, was auf die notwendige Definition wegen ihrer Wirkungsweise in $\overline{div}_6\ {}^2\overline{T} = \overline{o}$ zurückgeht. Im Gegensatz zum R_3 ist der P_3 völlig anisotrop. Zwar unterscheiden sich seine Koordinaten weder quantitativ noch qualitativ von einander, jedoch wesentlich in ihrer Semantik, so daß jede Koordinate des imaginären P_3 als semantische Einheit der Weltarchitektur aufzufassen ist. Die Begriffsbildungen der Hermetrie und Antihermetrie metrischer Kondensationsstufen können sich also nur auf die vier semantischen Architektureinheiten R_3, x_4, x_5 und x_6 beziehen; denn die rellen Koordinaten des R_3 sind, wegen der Isotropie, gleichberechtigt und flächenhafte Strukturkondensationen im R_3 können keine physikali -

sche Bedeutung haben. Es gibt also hinsichtlich des R_3 entweder totale Hermetrie oder aber totale Antihermetrie, während im R_6 diese Eigenschaften gemischt auftreten können, weil mehr als eine semantische Architektureinheit existiert. Der Hermetrie- beziehungsweise Antihermetriebegriff ist demnach nur auf diese Einheiten $s_{(1)} \equiv R_3$, $s_{(2)} \equiv x_4$, $s_{(3)} \equiv x_5$ und $s_{(4)} \equiv x_6$ anwendbar, nicht aber einzeln auf die sechs Koordinaten.

Definitionsgemäß wird die Hermetrie in irgendwelchen kovarianten Indizes k , l durch das nicht leere Eigenwertspektrum $\lambda_m (k , l) \neq o$ in der Weltgleichung $L ; \hat{[\,]} = \overset{4}{o}$ beschrieben, während Antihermetrie bezogen auf einen kovarianten Index durch das leere Eigenwertspektrum gekennzeichnet wird. Im Folgenden werde der antihermetrische Index durch $\sim$ überstrichen, das heißt, $\widetilde{k}$ bedeutet, daß eine Antihermetrie inbezug auf x_k vorliegt. Für $k > 3$ wäre also die Antihermetrie für eine der Architektureinheiten $s_{(2)}$, $s_{(3)}$ oder $s_{(4)}$ gegeben, für $k \leq 3$ dagegen müssen die drei reellen Koordinaten antihermetrisch in der Architektureinheit $s_{(1)}$ sein. Aus 115 folgt $K ; \hat{[\,]} = \bar{\lambda} \times \hat{[\,]}$ oder $K_m ; \left[{}^{i}_{k\ l} \right] = \lambda_m (k,l) \left[k^i l \right]$. Da die physikalischen Aussagen erst in den beiden Konsequenzen aus $K ; \hat{[\,]} = \bar{\lambda} \times \hat{[\,]}$, nämlich $sp\ K ; \hat{[\,]} = \bar{\lambda}\ \hat{[\,]}$ und $\bar{\lambda} \parallel sp\ \hat{[\,]}$, also $K_m ; \left[{}^{m}_{k\ l} \right] = \lambda_m (k , l) \left[{}^{m}_{k\ l} \right]$ enthalten sind und demzufolge der Charakter des Eigenwertspektrums λ_m nur von den Kovarianten k , l bestimmt wird, kann der Begriff der Antihermetrie nur auf diese Kovarianten bezugen werden. Bezieht sich die Antihermetrie auf k , das heißt, gilt $\widetilde{k}$, dann ist definitionsgemäß $\lambda_m (\widetilde{k} , l) = o$ und dies hat $K_m ; \left[{}^{i}_{\widetilde{k}\ l} \right] = o$ zur Folge.

Es gilt im hermiteschen Kondensationsfeld für die Komponenten des Raumkondensors $K_m = ()^{(+,-)}_{(-)l} ; \delta (\underline{l} , m) - ()^{(+,-)}_{(-)m}$ und dies ergibt nach Einsetzen der Kondenzfeldselektoren $K_m ; \left[{}^{i}_{\widetilde{k}\ l} \right] = | \underline{\delta}_l \left[{}^{i}_{\widetilde{k}\ m} \right] - \underline{\delta}_m \left[{}^{i}_{\widetilde{k}\ l} \right] + \left[{}^{i}_{\widetilde{k}\ \Omega} \right] ; () \left[{}^{s}_{m\ l} \right] ; n - \left[{}^{i}_{s\ m} \right] ; () \left[{}^{s}_{\widetilde{k}\ l} \right] ; n = o$. Da außerdem $\hat{[\,]} = \hat{[\,]}^{\times}$ gilt, muß auch $K_m ; \left[{}^{i}_{l\ \widetilde{k}} \right] = | \underline{\delta}_{\widetilde{k}} \left[{}^{i}_{l\ m} \right] -$

$- \underline{\epsilon}_m \left[{}_1^{i}\widetilde{k} \right] + \left[{}_s^{i}\widetilde{k} \right]$; () $\left[{}_1^{s}{}_m \right]$; n - $- \left[{}_s^{i}{}_m \right]$; () $\left[{}_1^{s}\widetilde{k} \right]$; n = o sein, und diese beiden Forderungen die sich aus der Hermitezität ergeben, sind grundsätzlich nur erfüllbar, wenn für alle i und l stets $\left[\widetilde{k}^{i}{}_1 \right]$ = o ist. Da nach Einsetzen dieses Wertes in K_m ; $\left[{}_1^{i}\widetilde{k} \right]$ = o der Ausdruck $\underline{\epsilon}\widetilde{k}$ $\left[{}_1^{i}{}_m \right]$ = o übrig bleibt, folgt weiter, daß alle Komponenten von $\hat{[\,]}$ hinsichtlich der antihermetrischen Architektur konstant bleiben. Da diese Konstanz $\left[\widetilde{k}^{i}{}_1 \right]$ = o einschließt, folgt aus $\underline{\epsilon}\widetilde{k}$ $\hat{[\,]}$ = o unmittelbar $\hat{[\,]}$ = const $(Z_{\widetilde{k}})$; das heißt, der Fundamentalkondensor kann nicht mehr von den Metronenziffern der antihermetrischen Gitteranteile abhängen. Aus der anderen Antihermetriebeziehung $\left[\widetilde{k}\,{}_1^{i} \right]$ = o folgt, wegen $\left[\widetilde{k}^{i}{}_1 \right]$ = $= \gamma^{\underline{i},\underline{P}}$; () $\cdot$ $\left[P\,\widetilde{k}\,1 \right]$ und $\left[p\,\widetilde{k}\,1 \right] = \frac{1}{2}(\underline{\epsilon}\widetilde{k}\ \gamma_{p,1} + \underline{\epsilon}_1\ \gamma_{\widetilde{k}p} - \underline{\epsilon}_p\ \gamma_{\widetilde{k}1})$ unmittelbar als weitere Antihermetriegleichung $\underline{\epsilon}\widetilde{k}\ \gamma_{p,1} + \underline{\epsilon}_1\ \gamma_{\widetilde{k}p} = \underline{\epsilon}_p\ \gamma_{\widetilde{k}1}$, weil immer $\gamma^{\underline{i}\underline{p}} \neq$ o bleibt und daher $\left[\widetilde{k}^{i}{}_1 \right]$ = o nur durch $[\,p, \widetilde{k}, 1\,]$ = o erfüllt werden kann. Wird in $\underline{\epsilon}_{\widetilde{k}}\ \gamma_{pl}$ = $= \underline{\epsilon}_p\ \gamma_{\widetilde{k}1} - \underline{\epsilon}_1\ \gamma_{\widetilde{k}p}$ längs p und l summiert und $\underline{\gamma} = \sum_{p,l=1}^{6} \gamma_{pl}$ gesetzt, dann folgt $\underline{\epsilon}_{\widetilde{k}}\ \underline{\gamma}$ = o oder $\underline{\gamma}$; n = const. $(n_{\widetilde{k}})$ = const. $(\widetilde{k})$; n . Wären die γ_{pl} noch von antihermetrischen Koordinaten abhängig, dann könnten diese Abhängigkeiten nur in Summanden enthalten sein, welche sich in $\underline{\gamma}$ kompensieren. Derartige Summanden hätten aber ${}^{2}\underline{\gamma} = {}^{2}\underline{\gamma}^{x}$ entgegen Antihermitezitäten zur Folge, so daß nur γ_{pl} = const $(\widetilde{k})$ und damit ${}^{2}\underline{\gamma}$ = const $(\widetilde{k})$ sein muß. Hinsichtlich antihermetrischer Koordinaten ist also der Fundamentalselektor in seiner Wirkungsweise konstant. Mithin existieren zwei Bedingungen, die eine Antihermetrie in irgendeiner Architektureinheit beschreiben, nämlich

$s_{(1)} \equiv R_3$, $s_{(2)} \equiv x_4$, $s_{(3)} \equiv x_5$, $s_{(4)} \equiv x_6$,

$\hat{[\,]}$ = const $(\widetilde{k})$, ${}^{2}\underline{\gamma}$ = const $(\widetilde{k})$ .....116.

Da immer nur die Kondensation in den semantischen Architektureinhei-

heiten erfolgen kann und die R_3 - Koordinaten in $s_{(1)}$ zusammengefaßt sind, müssen in der Zahl $Z_1 = 63$ der überhaupt möglichen Lösungsmannigfaltigkeiten von 115 - den Hermetrieformen - von fornherein alle diejenigen entfallen, in denen einzelne Raumkoordinaten kondensieren. Somit reduziert sich Z_1 um 48 unmögliche Hermetrieformen auf $Z_2 = \sum_{\gamma=1}^{4} \binom{4}{\gamma} = 15$.

Die Strukturanteile mit antihermetrischen Index können noch im Fall $\tau \to o$ und $I \to \infty$, also bei infinitesimaler, makromarer Approximation, durch die Komponenten des phänomenologischen Tensors ${}^2\overline{T}_+$ ausgedrückt werden; denn wenn $K_m ; [\widetilde{k}^{i}\, l] = o$ ist, dann muß auch das Matrizenspektrum $K_m ; [\widetilde{k}^{m}\, l] = o$ wegen $sp\, K ; \hat{[\,]} = \bar{\lambda}\, \hat{[\,]}$ sein. Im infinitesimalen Limes ist aber $\lim_{\tau \to o} K_m ; [\widetilde{k}^{m}\, l] ; n = | C_m ; \{\widetilde{k}^{m}\, l\} = o$ und makromar nach dem Korrespondenzprinzip $\lim_{\mathfrak{Y} \to \infty} C_m ; \{\widetilde{k}^{m}\, l\} = | R_{\widetilde{k}l} = o$. Außerdem ist $R_{\widetilde{k}\,l} \sim T_{+\widetilde{k}l} - 1/4\, g_{\widetilde{k}\,l}\, T$ mit $T = sp\, {}^2\overline{T}_+$. Da der Proportionalitätsfaktor eine von Null verschiedene Naturkonstante ist, kann $R_{\widetilde{k}\,l} = o$ nur durch $T_{+\widetilde{k}l} - 1/4\, g_{\widetilde{k}\,l}\, T = o$ oder $T\, g_{\widetilde{k}\,l} = 4\, T_{+\,\widetilde{k}\,l}$ erfüllt werden. Gleichung 116 kann ebenfalls einer Limesrelation unterworfen werden. Es gilt auf jeden Fall $\lim_{\tau \to o} \hat{[\,]} ; n = \hat{\{\}}_{\widetilde{k}}$ also, im Fall infinitesimaler Antihermetrie $\hat{\{\}} = const\, (x^{\widetilde{k}})$. Weiter folgt aus 116 für $\tau \to o$ unmittelbar ${}^2\overline{g} = const\, (x^{\widetilde{k}})$, während für $\mathfrak{Y} \to \infty$ die approximative Elimination $T\, g_{\widetilde{k}\,l} = 4 \cdot T_{+\,\widetilde{k}\,l}$ im makromaren Kontinuum gilt. Die metronische Beziehung 116 kann also durch die infinitesimale Näherung einer Antihermetrie

$\tau \to o$, $\hat{\{\}} = const\, (x^{\widetilde{k}})$, ${}^2\overline{g} = const\, (x^{\widetilde{k}})$,

$I \to \infty$, $T\, g_{\widetilde{k}\,l} = 4 \cdot T_{+\,\widetilde{k}\,l}$ ..... 116 a

ergänzt werden.

Die aus den semantischen Einheiten aufgebaute Architektur der Welt trägt nach den Gleichungen 116 und 116 a offensichtlich einen hermetrischen Charakter; denn jede metrische Kondensationsstufe

$\bar{\lambda} \neq \bar{o}$ als Ausdruck einer Weltstruktur, muß in mindestens einer semantischen Einheit eine Hermetrie verursachen. Nimmt man unter der Voraussetzung einer nicht leeren Welt $\bar{\lambda} \neq \bar{o}$ die totale Antihermetrie an, also Antihermetrie in $s_{(j)}$ mit $1 \leq j \leq 4$, dann wird nach 116 immer $\hat{[]} = \hat{o}$ in allen Komponenten, also wird die Weltgleichung L ; $\hat{[]} = \overline{4o}$ zu K ; $\hat{[]} = \bar{\lambda} \times \hat{[]} = \overline{4o}$ trotz $\bar{\lambda} \neq \bar{o}$. Weiter ist $\lim_{\tau \to o} K ; \hat{[]} ; n = | C ; \hat{\{\}} = \overline{4o}$. und $\lim_{I \to \infty} C ; \{\} = | \overline{{}^4R} = \overline{4o}$, was aber das Kennzeichen einer rein euklidischen Metrik ist, das heißt, in metronischer Form sind Gitter - und Hyperselektor einander proportional, wodurch wiederum eine leere Welt $R_{6(o)}$ beschrieben wird, was im Widerspruch zu der Voraussetzung $\bar{\lambda} \neq \bar{o}$ steht. Hiermit ist aber die hermetrische Architektur der nicht leeren Welt nachgewiesen. Zugleich geht aus dieser Untersuchung hervor, daß der Fall totaler Antihermetrie ausgeschlpssen werden kann, weil hierdurch nur die metronische Hyperstruktur $R_{6(o)}$ der leeren Welt $\bar{\lambda} = \bar{o}$ erfaßt wird.

Die semantischen Einheiten $s_{(3)}$ und $s_{(4)}$, liegen wegen $s_{(3,4)} \equiv x_{(5,6)}$ hinsichtlich ihrer metrischen Strukturen jenseits von Raum und Zeit und sollen daher als transfinit bezeichnet werden. Neben der totalen Antihermetrie ist die totale Hermetrie als anderer Grenzfall möglich, der zugleich die größte Universalität hat, doch müssen auch Strukturen partieller Hermetrie existent sein. Eine erste Klassifikation der Strukturen des Kondensationsfeldes kann sich auf die transfiniten Einheiten beziehen, wobei zwischen der transfiniten Antihermetrie der transfiniten Hermetrie und der partiellen transfiniten Hermetrie zu unterscheiden ist. Im Fall der transfiniten Antihermetrie hätten die Strukturen der Somawelt R_4 weder eine äonische , noch eine entelechale Bewertung, was aber bedeuten würde, daß es im R_4 Kondensationsstufen ohne entelechale Bewertung geben müßte was aber unter Berücksichtigung der Definition des entelechalen Feldes bedeuten würde, daß diese fraglichen Strukturen keine Struktur haben können. Das bildet aber einen Widerspruchin sich selber, so daß auch der Fall transfiniter Antihermetrie ausgeschlossen werden muß. Die äonische Definition $x_6 = s_{(4)}$ kennzeichnet interpretationsgemäß alle Änderungen des entelechalen Feldes im Sinne einer Neuaktualisierung in Richtung $\aleph_4$, wodurch alle Korrespondenten und Korrelationsänderungen von Kondensationsstufen beschrieben werden

so daß eine äonische Antihermetrie bei partieller transfiniter Hermetrie den Grenzfall der Korrelations - und Korrespondenzfreiheit umschreibt. Die äonische partielle Hermetrie, sowie die transfinite Hermetrie dagegen müßten alle Korrespondenzen und Korrelationen umfassen, wodurch bereits eine erste Klassifikation hermetrischer Architekturen erreicht worden ist, nämlich die äonische Antihermetrie und die transfinite Hermetrie. Kennzeichnet A den ersten und H den zweiten Fall, und a die antihermetrischen , h aber die hermetrischen semantischen Einheiten, dann ergeben sich für die Strukture der metrischen Kondensationsstufen des hermiteschen Kondensationsfel des die folgenden Möglichkeiten, wenn die Ziffern hinter a oder h die Suffixziffern der jeweiligen Einheiten $s_{(j)}$ sind :
A [a (124) h (3)] , A [a (14) h (32)] , A [a (24) h (13)] ,
A [a (4) h (123)] und entsprechend für die transfinite Hermetrie : H [a (123) h (4)] , H [a (12) h (34)] ,
H [a (1) h (234)] , H [a (2) h (134)] ,
H [a (0) h (1234)] . Zwar ist im Fall der transfiniten Hermetrie der partielle Fall h (4) möglich, denn hier könnte eine virtuelle, noch nicht realisierte äonische Strukturpotenz vorliegen, doch müssen h (14) , h (24) und h (124) ausgeschlossen werden, weil die Vermittlung zwischen h (4) und den übrigen hermetrischen Kondensationen im Fall der transfiniten Hermetrie nur über $s_{(3)}$ geben kann denn wäre $s_{(3)}$ antihermetrisch, dann wäre trotz h (4) wieder der Widerspruch einer Antihermetrie entelechaler Felder vorhanden. In A und H sind demnach alle die möglichen hermetrischen Kondensationsstufen im Sinne von Hermetrieformen des Kondensationsfeldes enthalten. Die Zahl dieser möglichen Hermetrieformen, also der Lösungsmannigfaltigkeiten der allgemeinen Weltgleichung 115 reduziert sich demnach um 6 von $Z_2 = 15$ auf $Z_3 = 9$. Diese Hermetrieformen müssen also im Folgenden diskutiert werden.

Kapitel VIII

HERMETRIEFORMEN

1.) Die latenten Seinspotenzen

Bei der Lösung der Weltgleichung 115 erscheint es zweckmäßig zunächst die einfachsten der $Z_3 = 9$ möglichen Lösungsmannigfaltigkeiten zu analysieren. Der einfachste Fall einer Hermetrieform wird durch A $[a\,(124)\;h\,(3)]$ und H $[a\,(123)\;h\,(4)]$ bestimmt, das heißt, neben x_5 oder x_6 erscheint die Somawelt antihermetrisch, so daß nur entelechale oder äonische Kondensationen existieren, die keine Kondensationsstufen in der Somawelt zur Folge haben. Da nur die beiden transfiniten Möglichkeiten der in nur einer semantischen Architektureinheit gegebenen Hermetrie vorkommen können, erscheint es zweckmäßig die hermetrische Koordinate mit t zu indizieren, so daß nur $t = 5$ oder $t = 6$ sein kann. Nach dem Antihermetriegesetz ist also entweder $^2\bar{\gamma}$; $n = \text{const}\ (s_{(1)}, s_{(2)}, s_{(4)})$ oder $^2\bar{\varkappa}$; $n = \text{const}\ (s_{(1)}, s_{(2)}, s_{(3)})$, also $^2\bar{\varkappa}$; $n = f\,(n^{\bar{t}})$. Ganz entsprechend gilt für den Fundamentalkondensor $\hat{[\,]}$; $n = \text{const}\ (s_{(1)}, s_{(2)}, s_{(4)})$ und $\hat{[\,]}$; $n = \text{const}\ (s_{(1)}\ s_{(2)}\ s_{(3)})$, so wie $\left[{}^{i}_{k\,l}\right]$; $n \sim \delta_{kt}\ \delta_{lt}$; denn die hermiteschen Fundamentalkondensorkomponenten müssen immer verschwinden, wenn eine kovariante Antihermetrie besteht. Andererseits folgt aus der Weltgleichung dieses Feldes L ; $\hat{[\,]} = {}^4\bar{o}$ oder K ; $\hat{[\,]} = \bar{\lambda}\ x\ \hat{[\,]}$ der physikalisch interpretierbare Zusammenhang $s\,p\ K$; $\hat{[\,]} = \bar{\lambda}\ \hat{[\,]}$ und $\bar{\lambda} \parallel s\,p\ \hat{[\,]}$; $n = \text{GRAD}_{(x)}\ \phi$ mit $\phi = l\,n\ \sqrt{|\jmath^2 ; n|}$, also $\phi\,(n^{\bar{t}})$. In Komponentenform gilt K_m ; $\left[{}^{m}_{k\,l}\right] = \lambda_m\,(k,l)\ \left[{}^{m}_{k\,l}\right]$ oder wegen der Unabhängigkeit der Eigenwertspektren $K_{(m)}$; $\left[{}^{(m)}_{k\,l}\right] = \lambda_{(m)}\,(k,l)\ \left[{}^{(m)}_{k\,l}\right]$. Wegen $\left[{}^{m}_{k\,l}\right] \sim \delta_{kt}\ \delta_{lt}$ bleibt nur $\left[{}^{m}_{t\,t}\right]$; $n = \varphi^{\bar{m}} \neq o$, während immer im Fall A $[\,a\,(124)\;\;h\;\;(3)\,]$ oder H $[\,a\,(123)\;\;h\;\;(4)\,]$ für die von Null verschiedenen Eigenwertspektren $\lambda_m\ (t,t) = \lambda_m$ gesetzt

werden soll. Damit wird das System auf sechs Gleichungen $K_{(m)}$; $\varphi^{(\underline{m})} = \lambda_{(m)}\ \varphi^{(\underline{m})}$ reduziert. Für die Komponenten des Raumkondensors gilt $K_m = ()^{(+,-)}_{(-)1}$; $\delta\ (\underline{1},m) - ()^{(+,-)}_{(-)m}$ und hierin gilt offenbar für den Austauschselektor $\delta\ (\underline{1},m)$; $\begin{bmatrix} i \\ k\ l \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} i \\ k\ m \end{bmatrix}$, woraus hervorgeht, daß Grundsätzlich nur $l = t$ möglich ist und in dem Term $()^{(+,-)}_{(-)t}$; $\delta\ (\underline{t},m)$; $\begin{bmatrix} m \\ t\ t \end{bmatrix} = ()^{(+,-)}_{(-)t}$; $\begin{bmatrix} m \\ t\ m \end{bmatrix} = ()^{(+,-)}_{(-)t}$; $\begin{bmatrix} t \\ t\ t \end{bmatrix}$ sein muß. Dies hat aber $K_{(m)}$; $\varphi^{(\underline{m})} = ()^{(+,-)}_{(-)t}$; $\varphi^{\underline{t}} - ()^{(+,-)}_{(-)(m)}$; $\varphi^{(\underline{m})}$ zur Folge. Hierin ist $()^{(+,-)}_{(-)(m)}$; $\varphi^{(\underline{m})} = ()^{(+,-)}_{(-)(m)}$; $\begin{bmatrix} (m) \\ t\ t \end{bmatrix}$; $n = \underline{\delta}_{(m)} \begin{bmatrix} (m) \\ t\ t \end{bmatrix}$; $n - \begin{bmatrix} (m) \\ t\ t \end{bmatrix}$; $n \begin{bmatrix} t \\ t(m) \end{bmatrix}$; $n = \delta_{mt}\ ()^{(+,-)}_{(-)t}$; $\varphi^{\underline{t}} + (1-\delta_{m,t}) \cdot \underline{\delta}_{(m)}\ \varphi^{(\underline{m})}$, also $K_{(m)}$; $\varphi^{(\underline{m})} = | (1-\delta_{mt})(()^{(+,-)}_{(-)t}$; $\varphi^{\underline{t}} - \underline{\delta}_{(m)}\ \varphi^{(\underline{m})}) = \lambda_{(m)}\ \varphi^{(\underline{m})}$. Dies bedeutet aber $\lambda_t\ \varphi^{\underline{t}} = o$. Nun gilt $\bar{\lambda} \parallel s\ p\ \hat{[]}$; $n = GRAD_{(x)}\ \phi$ mit $\phi\ (n^{\underline{t}})$ oder $\sum_{l=1}^{6} \bar{e}_l \begin{bmatrix} m \\ l\ m \end{bmatrix}$; $n = \sum_{l=1}^{6} \bar{e}_l\ \underline{\delta}_l\ \phi$. Da auf der linken Seite nur die Summanden $l = m \neq t$ in dieser Hermetriestufe nicht verschwinden, bleibt $\bar{e}_t\ \varphi^{\underline{t}} = \sum_{l=1}^{6} \cdot \bar{e}_l\ \underline{\delta}_l\ \phi$, also $\varphi^{\underline{t}} = \underline{\delta}_t\ \phi \neq o$, wegen $\phi\ (n^{\underline{t}})$, so daß $\lambda_t\ \varphi^{\underline{t}} = o$ nur für $\lambda_t = 0$ erfüllt werden kann. Bleibt $m \neq t$, dann gilt $\lambda_{(m)}\ \varphi^{(\underline{m})} + \underline{\delta}_{(m)}\ \varphi^{(\underline{m})} = ()^{(+,-)}_{(-)t}$; $\varphi^{\underline{t}} = \underline{\delta}_t\ \varphi^{\underline{t}} - (\varphi^{\underline{t}})^2$. Nach Gleichung 116 ist aber $\hat{[]}$; $n = const\ (n^{\underline{k}})$, also $\varphi^{(\underline{m})} = const\ (n^{\underline{k}})^{6}_{1}$ für $k \neq t$, so daß, wegen $m \neq t$ stets $\underline{\delta}_{(m)}\ \varphi^{(\underline{m})} = o$ gilt, was zu $\underline{\delta}_t\ \varphi^{\underline{t}} - (\varphi^{\underline{t}})^2 = \lambda_{(m)}\ \varphi^{(\underline{m})}$ mit $m \neq t$ aber $\lambda_t = o$ führt. Da außerdem $\varphi^{\underline{t}} = \underline{\delta}_t\ \phi$ und $\alpha_t^2 = -\tau$ ist, folgt unmittelbar $\delta_t^2\ \phi - (\delta_t\ \phi)^2 = -\tau\ \lambda_{(m)}\ \varphi^{(\underline{m})}$ für alle $m \neq t$ und $\lambda_t = o$; das heißt, der Wert $\lambda_{(m)}\ \varphi^{(\underline{m})}$

ist für alle antihermetrischen Architektureinheiten der gleiche und verschwindet nur für die transfinite Hermetrie in $s_{(3)}$ oder $s_{(4)}$, so daß für die antihermetrischen $\lambda_{(m)}\ \varphi^{(\underline{m})} = \curlywedge\ (n^{\underline{t}})$ gesetzt werden kann. Damit entsteht die Form $\delta_t^2\ \phi - (\delta_t\ \phi)^2 = -\ \tau\ \psi$. Zur Bestimmung von ψ muß die Summation $\lambda_m\ \varphi^{\underline{m}} = K_m$; $\varphi^{\underline{m}}$ untersucht werden. Es ist K_m ; $\varphi^{\underline{m}} = ()\begin{pmatrix}+,-\\-\end{pmatrix}_1$; $\delta\ (\underline{1}m)$; $\varphi^{\underline{m}}\ (1t) - ()\begin{pmatrix}+,-\\-\end{pmatrix}_m$; $\varphi^{\underline{m}} = ()\begin{pmatrix}+,-\\-\end{pmatrix}_t$; $\varphi^{\underline{t}} - \underline{\delta}_m\ \varphi^{\underline{m}} + \left[{}_t^t{}_m\right]$; $n\left[{}_t^m{}_t\right]$; $n = (1-\delta_{m,t}) \cdot \underline{\delta}_m\ \varphi^{\underline{m}}$ und hierin ist nur $\underline{\delta}_t\ \varphi^{\underline{t}} \neq o$, während für $m \neq t$ immer $\underline{\delta}_m\ \varphi^{\underline{m}} = o$ wegen $\varphi^{\underline{m}} = \left[t^m t\right]$; n = const ist. Demnach gilt $\sum\limits_{m \neq t} \lambda_m\ \varphi^{\underline{m}} = o$, weil bereits $\lambda_t = o$ ist und dies bedeutet , wegen der Unabhängigkeit der Eigenwertspektren $\lambda_{(m)}\ \varphi^{(\underline{m})} = o$ für alle m , so daß auch $\curlywedge = o$ wird. Einsetzen liefert $\delta_t^2\ \phi - (\delta_t\ \phi)^2 = o$ oder $\underline{\delta}_t\ \varphi^{\underline{t}} - (\varphi^{\underline{t}})^2 = o$. Mit $\alpha_t\ n^{\underline{t}} = C^{\underline{t}}$; n wird daraus das Metronintegral

$$S\ \frac{\delta_t \varphi^{\underline{t}}}{(\varphi^{\underline{t}})^2} = \mathcal{C}^t ; n \quad \text{oder im infinitesimalen Limes} \quad \lim_{\tau \to o} C^{\underline{t}} \ ; \ n = x$$

(dies ist im vorliegenden Fall die einzige Koordinate) sowie

$$\lim_{\tau \to o} \varphi^{\underline{t}} = \varphi\ (x) \quad \text{und} \quad \lim_{\tau \to o} S\ \frac{\delta_t\ \varphi^{\underline{t}}}{(\varphi^{\underline{t}})^2} = \int \frac{d\varphi}{\varphi^2} \ , \ \text{also} \ \curlywedge =$$

$$= \int \frac{d\varphi}{\varphi^2} = -\ 1/\varphi \ , \ \text{was} \ \varphi = -\ 1/x \ \text{zur Folge hat. Andererseit}$$

$$\text{gilt} \quad \varphi = \lim_{\tau \to o} \left[{}_t^t{}_t\right] \ ; \ n = \left\{{}_t^t{}_t\right\} = g^{\underline{t},\underline{k}} \left\{k\ t\ t\right\} =$$

$$= 1/2\ g^{\underline{tk}} \left(\frac{\partial g_{tk}}{\partial x^{\underline{t}}} + \frac{\partial g_{kt}}{\partial x^{\underline{t}}} - \frac{\partial g_{tt}}{\partial x^{\underline{k}}} \right) =$$

$$= g^{\underline{tk}} \left(\frac{\partial g_{tk}}{\partial x} - 1/2\ \frac{\partial g_{tt}}{\partial x^{\underline{k}}} \right) = g^{\underline{tk}}\ \frac{\partial g_{tk}}{\partial x} -$$

$- 1/2\ g^{\underline{tk}}\ \frac{\partial g_{tt}}{\partial x^{\underline{k}}}$ wegen ${}^2\overline{g} = {}^2\overline{g}^{\curlywedge}$. Da gemäß der Voraussetzung ${}^2\overline{g}$ nur von $x = x^{\underline{t}}$ abhängt , ist $\frac{\partial g_{tt}}{\partial x^{\underline{k}}} \sim \delta_{kt}$ und dies bedeutet $\varphi = \sum\limits_{k \neq t} g^{\underline{tk}}\ \frac{\partial g_{kt}}{\partial x} - 1/2\ g^{\underline{tt}}\ \frac{\partial g_{tt}}{\partial x}$.

Da Gleichung 116 a stets im makromaren Bereich des Feldkontinuums

$\lim_{I \to \infty} g_{ik} = 4/T \; T_{+ik}$ für antihermetrische Größen gilt und $\lim_{I \to \infty} \varphi = - 1/x$ erhalten bleibt, folgt unmittelbar die totale Differentialgleichung (weil die Größen nur von $x = x^{\underline{t}}$ abhängen)

$$+ 1/2 \; g^{\underline{tt}} \; \frac{d\, g_{tt}}{d\, x} - 1/x = \sum_{k \neq t} g^{\underline{tk}} \; \frac{d\, g_{tk}}{d\, x} =$$

$$= \sum_{k \neq t} d/dx \; ln \; \frac{T_{+kt}}{T} = d/dx \; ln \prod_{k \neq t} \frac{T_{+kt}}{T} .$$

Entsprechend folgt für die linke Seite $1/2 \; g^{\underline{tt}} \; \frac{dg_{tt}}{dx} -$ $- 1/x = - d/dx \; ln \; (x \sqrt{g_{tt}})$, also $d/dx \; ln \; (x \sqrt{g_{tt}}) =$ $= d/dx \; ln \prod_{k \neq t} \frac{T}{T_{+kt}}$, was integriert zu der Darstellung nach der Potenzierung $x \sqrt{g_{tt}} = A \; T^{t} \prod_{k \neq t} T^{-1}_{+kt}$ führt.

Auf diese Weise wurde auch g_{tt}, also der rein hermetrische Strukturanteil von $^2\bar{g}$ durch $^2\bar{T}_{+}$ des Feldkontinuums nach 79 ausgedrückt und hieraus folgt unmittelbar, da jetzt alle Komponenten von $^2\bar{g}$ bekannt sind, daß neben $\varphi^{\underline{t}} \neq o$ auch für die Komponenten $m \neq t$ wegen der Limesrelationen $\lim_{\tau \to o} \lim_{I \to \infty} \varphi^{\underline{m}} = \left\{ {m \atop t \; t} \right\} =$

$$= \sum_{k \neq t} g^{\underline{m,k}} \; \frac{d\, g_{kt}}{d\, x} + 1/2 \; g^{\underline{mt}} \; \frac{d\, g_{tt}}{d\, x} \neq o \text{ gilt ;}$$

denn selbst wenn $^2\bar{T}_{+} = \text{const } (x)$ wäre, müßte sich doch $g_{tt} \sim 1/x^2$ ergeben. Wenn aber $\lim_{\tau \to o} \lim_{I \to \infty} \varphi^{\underline{m}} \neq o$ ist, dann muß auch $\lim_{\tau \to o} \varphi^{\underline{m}} \neq o$ und $\varphi^{\underline{m}} \neq o$ für alle m sein. Wenn dies aber so ist, dann kann die Beziehung $\lambda_{(m)} \; \varphi^{(\underline{m})} = o$ nur durch $\lambda_m = o$ erfüllt werden und dies bedeutet, daß es im Fall der transfiniten partiell entelechalen oder äonischen Hermetrie überhaupt keine Eigenwerte geben kann, das heißt, in dieser Hermetrieform kann es keine metrischen Kondensationsstufen im Sinne quantenhafter diskreter Eigenwertspektren geben. Wenn also die Hermetrie nur in einer Koordinate $x^{\underline{t}}$ existiert, dann kommt es wegen $\lambda_m \; (t,t) = o$ für alle $1 \leq m \leq 6$ grundsätzlich zu keinen metrischen Kondensationsstufen eines Kondensorfeldes ; denn nur für das hermitesche Kondensationsfeld gilt die vorangegangene Analyse. Es bleibt übrig zu untersuchen, welche Koordinaten des R_6 für diese einfache Hermetrie in Betracht kommen. Die drei reellen Koordinaten des R_3 kommen für diese einfache Hermetrie nicht in Betracht, weil sie völlig gleichberechtigt sind und eine semantische Architektureinheit $s_{(1)}$ bilden. Die Koor-

dinate x^4 (also $s_{(2)}$) kommt ebenfalls nicht in Betracht, weil eine Zeithermetrie eine Strukturänderung der Somawelt bedingen würde und dies hätte simultan eine Änderung in x^5 und x^6 zur Folge. Demnach bleibt nur noch $t = 5$ und $t = 6$ für die einfache Hermetrie übrig, das heißt, entweder eine einfache äonische Hermetrie oder aber eine einfache entelechale in Übereinstimmung mit C VII 5. Beide Zustände sind denkbar ; denn es besteht die Möglichkeit einer einfachen äonischen Hermetrie als latente induktive Potenz eines entelechalen Feldes und diejenige einer einfachen entelechalen Hermetrie eines sich äonisch nicht ändernden entelechalen Feldes. Dieses entelechale Feld würde aber eine äonische Bewertung voraussetzen, da dieses Feld ohne eine solche Bewertung nicht definiert sein kann. Es ist zwar eine äonische Seinspotenz ohne entelechale Bewertung möglich ähnlich , wie entelechale Strukturen ohne Somakondensationen denkbar sind, nicht aber umgekehrt. Aus diesem Grunde fällt also auch die Möglichkeit $t = 5$ für die einfache Hermetrie aus, so daß nur noch $t = 6$ zur Diskussion steht. Da die äonische Hermetrie in x^6, also in der Architektureinheit $s_{(4)}$ eindeutig übrigbleibt und es zugleich in Richtung x^6 zwar zu metrischen Strukturen, aber zu keinen metrischen Kondensationen λ_m (6,6) = o kommt, kann diese äonische einfache Hermetrie als latente Seinspotenz der Welt aufgefaßt werden; denn es existiert zwar eine metrische Modulation in x^6, aber es gibt keine metrischen Kondensationsstufen, die in irgendeiner Weise die manifesten Strukturen der Somawelt beeinflussen oder hervorrufen können. Andererseits besteht aber die Möglichkeit, daß diese latente Seinspotenz des Äons eine entelechale Struktur induziert, so daß es zu transfiniten Kondensationen kommt, die ihrerseits Raumzeitstrukturen verursachen, wodurch die Bezeichnung latente Seinspotenz der Welt für die einfache äonische Hermetrie gerechtfertigt erscheint Diese Interpretation wirkt umso klarer , als von den einzigen beiden Hermetrieformen in nur einer Koordinate A (a (124) h (3) nicht relevant sein kann, so daß nur die äonische Hermetrie H (a (123)h(4)) beschrieben durch

$$ {}^2\bar{\gamma} = {}^2\bar{\gamma}\ (z^6) = \text{const}\ (z^k)^5_1 \ , \quad {}^2\bar{\gamma}\ ;\ n \neq {}^2\bar{E}\ , $$

$$ \bar{\lambda} = \bar{o} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 117 $$

als kondensationsfreie Struktur über der antihermetrischen R_5 - Hyperfläche des R_6 möglich ist. Wenn dagegen $q > 1$ Koordinaten metrische Strukturdeformationen erfahren, so daß keine Kongruenz zwischen Gitter- und Hyperselektoren besteht, dann muß stets

$(()^{(+,-)}_{(-)1}$; δ ($\underline{1}$, m) - $()^{(+,-)}_{(-)m}$) ; $\left[{}^{i}_{k\,1}\right] \neq o$ und damit auch λ_m (k,1) $\left[{}^{i}_{k\,1}\right] \neq o$, also $\bar{\lambda} \neq \bar{o}$ bleiben. Dies bedeutet aber, daß 117 die einzige mögliche kondensationsfreie Strukturmöglichkeit beschreibt, so daß die restlichen sieben Hermetrieformen h_- (34) , h_- (23), h_- (234) sowie h_+ (13) , h_+ (134) , h_+ (123) und h_+ (1234) sämtliche metronische Kondensationsstufen darstellen. Diese Hermetrieformen können grundsätzlich in die Klasse der imaginären Kondensationen h_- und diejenige der komplexen Kondensationen h_+ geordnet werden, weil h_- Hermetrieformen in den imaginären Architektureinheiten umfaßt, während in der Gruppe h_+ auch die reelle semantische Architektureinheit $s_{(1)}$ des physischen R_3 zugelassen ist. Vor einer Analyse dieser Hermetrieformen mit Kondensationsstufen erscheint es zweckmäßig, erst das Fundamentalproblem der Hermetrie in Form einer allgemeinen Lösung der Weltgleichung 115 zu beschreiben.

2.) Das hermetrische Fundamentalproblem.

Ist die Gesamtzahl derjenigen Koordinaten q , welche die hermetrischen Architektureinheiten aufbauen, dann liefert C VIII 1 die Aussage, daß es für $q = 1$ nur latente Möglichkeiten von Kondensationen nicht aber metrische Kondensationsstufen gibt, während zu erwarten ist, daß diese latenten Seinspotenzem erst für $q > 1$ solche Kondensationsstufen induzieren. Wenn es also $1 < q \leq 6$ hermetrische Koordinaten im R_6 gibt, dann muß es möglich sein, die Weltgleichung L ; $\hat{[\,]} = {}^{4}\bar{o}$ für dieses allgemeine Hermetrieproblem $q > 1$ des hermiteschen Strukturfeldes zu lösen, derart, daß diese allgemeine Lösung der jeweiligen Hermetriestruktur angepaßt werden kann. Der Weltselektor $L = K - \bar{\lambda} \times ()$ gestattet eine Beschreibung der Weltgleichung durch den Raumkondensor, nämlich $K ; \hat{[\,]} = \bar{\lambda} \times [\,]$ und diese Selektorbeziehung kann wiederum in die Komponentenform $K_m ; \left[{}^{i}_{k\,1}\right] = \lambda_m (k , 1)\left[{}^{i}_{k\,1}\right]$ gebracht werden. Diese insgesamt $6^4 = 1296$ Gleichungen nehmen unter Verwendung der Definition des Raumkondensors, also wegen

K_m ; $\left[{}^{i}_{k\,l}\right]$ = $\underset{-}{\delta}_l$ $\left[{}^{i}_{k\,m}\right]$ - $\underset{-}{\delta}_m$ $\left[{}^{i}_{k\,l}\right]$ +

+ $\left[{}^{i}_{s\,l}\right]$; () $\left[{}^{s}_{k\,m}\right]$ - $\left[{}^{i}_{s\,m}\right]$; () $\left[{}^{s}_{k\,l}\right]$ als Raumkompressor die Formen an $\underset{-}{\delta}_l$ $\left[{}^{i}_{k\,m}\right]$ - $\underset{-}{\delta}_m$ $\left[{}^{i}_{k\,l}\right]$ + s

+ $\left[{}^{i}_{s\,l}\right]$; () $\left[{}^{s}_{k\,m}\right]$ - $\left[{}^{i}_{s\,m}\right]$; () $\left[{}^{s}_{k\,l}\right]$ =

= λ_m (k,l) $\left[{}^{i}_{k\,l}\right]$. Es seien nun q > 1 Koordinaten hermetrisch. Sind die Kovarianten von k und l beziehungsweise k oder l antihermetrisch, dann folgt λ_m (k,l) = o nach der Antihermetriedefinition. Laufen dagegen k und l im Bereich der q hermetrischen Koordinaten und ist m = $\widetilde{m}$ antihermetrisch, dann folgt, wegen $\left[{}^{i}_{\widetilde{m}\,l}\right]$ = o und $\left[{}^{i}_{k\,l}\right]$ = const ($Z^{\widetilde{m}}$) daß stets $\lambda_{\widetilde{m}}$ (k,l) $\left[{}^{i}_{k\,l}\right]$ = o ist, was aber wegen $\left[{}^{i}_{k\,l}\right]$ ≠ o nur durch $\lambda_{\widetilde{m}}$ (k,l) = o realisiert werden kann. Dies bedeutet aber, daß die Eigenwertspektren kovariant hermetrischer Komponenten des Fundamentalkondensors keine Komponenten in den antihermetrischen Architektureinheiten der Welt haben können. Durch das Vorhandensein dieser antihermetrischen Einheiten bleiben also immer die Eigenwertspektren λ_m ($\widetilde{k}$,l) = λ_m (k,$\widetilde{l}$) = λ_m ($\widetilde{k}$, $\widetilde{l}$) =

= $\lambda_{\widetilde{m}}$ (k,l) = o leer. Darüberhinaus gibt es aber noch grundsätzlich leere Eigenwertspektren unabhängig von der jeweiligen Hermetriebedingung; denn aufgrund des Baues der Weltgleichung ergeben sich die Identitäten λ_m (km) $\left[{}^{i}_{k\,m}\right]$ = o und λ_m (mm) $\left[{}^{i}_{m\,m}\right]$ =o .

Da im Hermetriefall $\left[{}^{i}_{k\,m}\right]$ ≠ o und $\left[{}^{i}_{m\,m}\right]$ ≠ o bleibt, gilt grundsätzlich λ_m (km) = λ_m (mm) = o . Neben diesen Eigenwertspektren muß es aber auch, wiederum aufgrund des Baues der Weltgleichung, zwischen gewissen, nicht leeren Eigenwertspektren Zusammenhänge geben. Für k = m folgt die Form $\underset{-}{\delta}_l$ $\left[{}^{i}_{m\,m}\right]$ -

- $\underset{-}{\delta}_m$ $\left[{}^{i}_{m\,l}\right]$ + $\left[{}^{i}_{s\,l}\right]$; () $\left[{}^{s}_{m\,m}\right]$ -

- $\left[{}^{i}_{s\,m}\right]$; () $\left[{}^{s}_{m\,l}\right]$ = λ_m (m,l) $\left[{}^{i}_{m\,l}\right]$ und

für λ_l (m,m) analog $\underset{-}{\delta}_m$ $\left[{}^{i}_{m\,l}\right]$ - $\underset{-}{\delta}_l$ $\left[{}^{i}_{m\,m}\right]$ +

$+ \left[{}^{i}_{s\,m} \right]$; () $\left[{}^{s}_{m\,l} \right] - \left[{}^{i}_{s\,l} \right]$; () $\left[{}^{s}_{m\,m} \right] =$

$= \lambda_l\,(m,m) \left[{}^{i}_{m\,m} \right]$. Addition der beiden Systeme liefert die Symmetriebeziehung $\lambda_m\,(m,l) \left[{}^{i}_{m\,l} \right] + \lambda_l\,(m,m) \left[{}^{i}_{m\,m} \right] = o$. Wird hierin das Eigenwertverhältnis $a_{ml} = - \frac{\lambda_l\,(m,m)}{\lambda_m\,(m,l)}$ eingeführt, dann gelten die Proportionalitäten $\left[{}^{i}_{m\,l} \right] = a_{ml} \left[{}^{i}_{m\,m} \right]$. Entsprechend gilt auch $\left[{}^{i}_{l\,m} \right] = a_{lm} \left[{}^{i}_{l,l} \right]$. Aus der Hermitezität des Fundamentalkondensors $\hat{[\,]} = \hat{[\,]}^{\times}$ folgt aber unmittelbar $\left[{}^{i}_{m\,l} \right] = \left[{}^{i}_{l\,m} \right]$ und damit das System hermitescher Symmetriebeziehungen $a_{ml} \left[{}^{i}_{m\,m} \right] - a_{lm} \left[{}^{i}_{l\,l} \right] = o$, oder als Proportionalität beschrieben $\left[{}^{i}_{m\,m} \right] = \frac{a_{lm}}{a_{m,l}} \left[{}^{i}_{l\,l} \right]$. Als Substituenten sind also zwei Systeme von Proportionalitäten, nämlich $\left[{}^{i}_{m\,l} \right] = a_{m,l} \left[{}^{i}_{m\,m} \right]$ und $\left[{}^{i}_{m\,m} \right] = \frac{a_{lm}}{a_{m,l}} \left[{}^{i}_{l\,l} \right]$ verfügbar. Hiermit kann aber in der allgemeinen Form $\underset{\sim}{\epsilon}_l \left[{}^{i}_{k\,m} \right] - \underset{\sim}{\epsilon}_m \left[{}^{i}_{k\,l} \right] + \left[{}^{i}_{s\,l} \right]$; () $\left[{}^{s}_{k\,m} \right] - \left[{}^{i}_{s\,m} \right]$; () $\left[{}^{s}_{k\,l} \right] = \lambda_m\,(kl) \left[{}^{i}_{k\,l} \right]$ substituiert werden, so daß einheitlich nur noch die kovarianten Kondensorkomponenten k , l im Zusammenhang stehen. Die gemischtvariante Summation längs s im quadratischen Glied, läuft nur längs $1 \leqq s \leqq q$; denn nur in diesem Summationsintervall treten keine Nullfaktoren $\left[{}^{i}_{\sim s\,p} \right] = o$ auf. Es ist $\left[{}^{i}_{k\,m} \right] = a_{km} \left[{}^{i}_{k\,k} \right] = \frac{a_{km}}{a_{k,l}} \left[{}^{i}_{k\,l} \right]$ und $\left[{}^{i}_{s\,l} \right] = \left[{}^{i}_{l\,s} \right] = a_{ls} \left[{}^{i}_{l\,l} \right] = \frac{a_{ls}}{a_{lk}} \left[{}^{i}_{l\,k} \right] =$ $= \frac{a_{ls}}{a_{lk}} \left[{}^{i}_{k\,l} \right]$, also $\left[{}^{i}_{s\,l} \right]$; () $\left[{}^{s}_{k\,m} \right] =$ $= \frac{a_{l\,s}}{a_{l\,k}} \frac{a_{k\,m}}{a_{k\,l}} \left[{}^{i}_{k\,l} \right]$; () $\left[{}^{s}_{k\,l} \right]$. Ganz analog folgt $\left[{}^{i}_{s\,m} \right] = a_{ms} \left[{}^{i}_{m\,m} \right] = \frac{a_{ms}}{a_{mk}} \left[{}^{i}_{k\,m} \right] =$ $= \frac{a_{ms}}{a_{mk}} \frac{a_{km}}{a_{kl}} \left[{}^{i}_{k\,l} \right]$. Einsetzen dieser Substitutionen liefert dann $\left(\frac{a_{km}}{a_{kl}} \underset{\sim}{\epsilon}_l - \underset{\sim}{\epsilon}_m \right)$; $\left[{}^{i}_{k\,l} \right]$ +

$+ (\frac{a_{ls}}{a_{lk}} \frac{a_{km}}{a_{kl}} - \frac{a_{ms}}{a_{mk}} \frac{a_{km}}{a_{kl}}) \left[{}^{i}_{k\,l}\right]$; () $\left[{}^{s}_{k\,l}\right]$ = $\lambda_m (kl) \left[{}^{i}_{k\,l}\right]$. Mit den Kürzungen $\frac{a_{km}}{a_{kl}} = a_m^{(kl)}$ sowie $\frac{a_{ls}}{a_{lk}} \frac{a_{km}}{a_{kl}} - \frac{a_{ms}}{a_{mk}} \frac{a_{km}}{a_{kl}} = b_{ms}^{(kl)}$ wird dann s $(a_m^{(kl)} \underline{\epsilon}_l - \underline{\epsilon}_m)$; $\left[{}^{i}_{k\,l}\right] + b_{ms}^{(kl)} \left[{}^{i}_{k\,l}\right]$; () $\left[{}^{s}_{k\,l}\right]$ = $\lambda_m (k,l) \left[{}^{i}_{k\,l}\right]$. Wird längs der hermetrischen Indizierungen m summiert und zur Kürzumg $a (kl) = \sum_{m=1}^{q} a_m^{(kl)}$ sowie $b_s^{(kl)} = \sum_{m=1}^{q} b_{ms}^{(kl)}$ und $\lambda (kl) = \sum_{m=1}^{q} \lambda_m (k,l)$ verwendet, dann ergibt sich aus der Summation, weil $a (k,l) \underline{\epsilon}_l - \sum_{m=1}^{q} \underline{\epsilon}_m = (a (kl) - 1) \underline{\epsilon}_l - \sum_{m \neq l} \underline{\epsilon}_m$ ist, $((a (kl) - 1) \underline{\epsilon}_l - \sum_{m \neq l} \underline{\epsilon}_m)$; $\left[{}^{i}_{k\,l}\right] + b_s^{(kl)} \left[{}^{i}_{k\,l}\right]$; () $\left[{}^{s}_{k\,l}\right] = \lambda (k,l) \left[{}^{i}_{k,l}\right]$. Wird in dieser Beziehung angenommen, daß die Kontravarianten $i = \tilde{i}$ antihermetrisch sind, so beschreibt diese Beziehung eine lineare Verknüpfung der kontravarianten antihermetrischen Kondensorkomponenten mit den hermetrischen (denn s läuft längs der hermetrischen Koordinaten). $i = \tilde{i}$ ist möglich; denn $\left[{}^{\tilde{i}}_{k\,l}\right] = \varkappa^{\underline{is}} \left[skl\right] \neq o$ ist einen Linearkombination der rein kovarianten Kondensorkomponenten, weil die antihermetrischen Fundamentalselektoren $\varkappa^{\underline{\tilde{i}s}} = \text{const}$ inbezug auf die hermetrischen Koordinaten sind. Zählt dagegen i ebenfalls hermetrisch, so beschreibt die Selektorgleichung offensichtlich die Struktur der betreffenden Kondensationsstufe und die Koeffizienten $b_i^{(k,l)}$ sind definiert. Die Selektorgleichung kann also mit $b_i^{(kl)}$ multipliziert und längs $1 \leq i \leq q$ summiert werden. Diese Linearkombinationen der gemischt - varianten Kondensorkomponenten definieren aber wiederum kovariante Selektoren $\phi_{kl} = b_i^{(kl)} \left[{}^{i}_{k\,l}\right]$. Da weiter $b_i^{(kl)} b_s^{(kl)} \left[{}^{i}_{k\,l}\right]$; () $\left[{}^{s}_{k\,l}\right] = (b_i^{(kl)} \left[{}^{i}_{k\,l}\right])$; () $(b_s^{(kl)} \left[{}^{s}_{k\,l}\right]) = \phi_{kl}^2$ ist, wird die Selektorgleichung auf diese Weise zu $((a (k,l) - 1) \underline{\epsilon}_l - \sum_{m \neq l} \underline{\epsilon}_m)$; ϕ_{kl} +

$+ \phi_{kl}^2 = \lambda(kl)\ \phi_{kl}$ • Mit der Wirkung ϕ_{kl} ; $n = \varphi_{kl}$ wird diese Selektorgleichung zum partiellen Metrondifferential $((a(kl) - 1)\ \underline{\delta}_l - \sum_{m \neq l} \underline{\delta}_m)$; $\varphi_{kl} + \varphi_{kl}^2 = \lambda(kl)\ \varphi_{kl}$ Das auf diese Weise exakt formulierte Hermetrieproblem kann nach einigen Transformationen einmal metronisch integriert werden. Mit dem normierten Orthogonalsystem $(\bar{e}_i\ \bar{e}_k)_q = \hat{E}$ und $\bar{a}_{kl} = \bar{e}_l/\alpha_l\ (a(kl) - 1) - \sum_{m \neq l} \bar{e}_m/\alpha_m$ wird $(a(kl) - 1)\ \underline{\delta}_l - \sum_{m \neq l} \underline{f}_m = \bar{a}_{kl} \sum_{s=1}^{q} \bar{e}_s\ \delta_s = \bar{a}_{kl}\ GRAD_q$, also $\bar{a}_{kl}\ GRAD_q\ \varphi_{kl} = \lambda(kl)\ \varphi_{kl} - \varphi_{kl}^2 = 1/4\ \lambda^2(kl)$ • $(1 - (2\varphi_{kl}/\lambda(kl) - 1)^2)$, oder mit $u = \pm\ (\frac{2\varphi_{kl}}{\lambda(kl)} - 1)$ ist auch $GRAD_q\ u = \pm\ 1/2\ \lambda(kl)\ \bar{a}_{kl}^{-1}\ (1 - u^2)$. Mit $\bar{n} = \sum_{s=1}^{q} \bar{e}_s\ n_s$ wird nach einer Multiplikation mit $\delta\ \bar{n}$ stets $\bar{a}_{kl}^{-1}\ \delta\ \bar{n} = \frac{\alpha_l\ \delta\ n_l}{a(kl)-1} - \sum_{m \neq l} \alpha_m\ \delta\ n_m = \delta\ N_{kl} = \varkappa_{kl} = const.$ wegen der Linearität und $GRAD_q\ u\ \delta\ \bar{n} = \sum_{s=1}^{q} \delta_s\ u\ \delta\ n_s = \sum_{s=1}^{q} \delta_s\ u = \delta\ u$. Es ergibt sich also die integrierbare Form $\frac{\delta\ u}{1 - u^2} = \pm\ 1/2\ \lambda(kl)\ \delta\ N_{kl} = \pm\ 1/2\ \lambda(kl)\ \varkappa_{kl} = \pm\ \wedge_{kl}$ und hier kann mit $u = TGw$ transformiert werden, was nach den Regeln der metronischen Differentiation $\pm\ \wedge_{kl} = \frac{\delta\ u}{1 - u^2} = COS^2\ w\ \delta\ T\ G\ w = COS^2\ w\ (COS^2\ w - 1/2\ S\ N\ 2\ w\ \delta\ w)^{-1}\ \delta\ w = \delta\ w\ (1 - TGw\ \delta\ w)^{-1} = \delta\ w\ (1 - \delta\ ln\ COS\ w)^{-1}$ liefert. Hieraus wird $\pm\ \wedge_{kl} = \delta\ w \pm \wedge_{kl}\ \delta\ ln\ COS\ w = \delta\ (w \mp 1/2\ ln\ \frac{1 + u}{1 - u}\ (1 - u^2)^{\mp \wedge_{kl}}$ • Da stets $\wedge_{kl} = 1/2\ \lambda(kl)\ \delta\ N_{kl}$ wegen $\varkappa_{kl} = \delta\ N_{kl}$ gesetzt werden kann, folgt unter Verwendung der logarithmischen Integrationskonstanten $ln\ C_{kl}$ für das Metrointegral nach Potenzierung $\frac{1+u}{1-u}\ (1 - u^2)^{\pm \wedge_{kl}} = C_{kl}\ e^{\pm \lambda(kl) N_{kl}}$. In dieser Lösung

mit $\bar{a}_{kl}^{-1}$ und $\bar{\alpha} = \sum_{s=1}^{q} \bar{e}_s \alpha_s$ kann man den Exponenten $\lambda(k,l) N_{k,l} = \lambda(k,l) \bar{a}_{kl}^{-1} \cdot \bar{\alpha}^{-1} \sum_{l=1}^{q} \alpha_s n_s =$ $= \lambda(k,l) \varepsilon_{k,l} \mu$; n umformen. Hier ist $\mu = \sum_{s=1}^{q} \alpha_s ()_s$ ein linearer Selektor und $\varepsilon_{kl} = \bar{a}_{kl}^{-1} \cdot \bar{\alpha}^{-1}$ mit $\bar{a}_{kl}\,\bar{\alpha} =$ $= a(kl) - 1 - (q-1) = a(kl) - q$ wegen der Orthogonalität $\bar{e}_i \cdot \bar{e}_k = \delta_{ik}$, also $\varepsilon_{kl} = (a(kl) - q)^{-1}$ ein nur von den $\lambda_m(kl)$ und der Hermetriebedingung q abhängiger Faktor. Auch $\lambda(k,l) \varepsilon_{k,l}$ ist in dieser Weise nur von dem $\lambda_m(kl)$ abhängig, so daß $\lambda(kl) \varepsilon_{kl} = \lambda_{kl}$ als neues Spektrum von Kondensationsstufen eingeführt werden kann. Der Exponent vereinfacht sich damit zu $\lambda(kl) N_{kl} = \lambda_{kl} \mu$; n. In dieser Lösung müssen zunächst die beiden eindeutigen Zweige analysiert werden. Desgleichen ist eine Bestimmung von C_{kl} notwendig. Eine universelle Bestimmung dieser Integrationskonstanten der partiellen Lösung des fundamentalen Hermetrieproblems ist offenbar nicht möglich; denn auf jeden Fall muß C_{kl} der speziellen Klasse von Hermetrieformen (imaginär oder komplex) angepaßt werden, was jedoch in der allgemeinen Teillösung des Fundamentalproblems ausgeschlossen ist.

Die Lösung gilt offensichtlich für alle N_{kl} und muß sich in den infinitesimalen approximierbaren Bereich fortsetzen, sowie auch dann gültig sein, wenn die $\lambda(kl)$ und $a(kl)$ so beschaffen sind, daß $\lambda(kl) \alpha_s \ll 1$, also $\wedge_{kl} \approx o$ wird. Damit ist aber zur Auswahl des Zweiges die Approximation $\frac{1 \pm u}{1 - u} =$

$= C_{kl} e^{\pm \lambda(kl) N_{kl}} = f$ gegeben. Mit $u = \pm \left(\frac{2\varphi_{kl}}{\lambda(kl)} - 1 \right)$ ergibt die Elimination $2 \frac{\varphi_{kl}}{\lambda(kl)} = \pm \frac{f-1}{f+1} + 1$. Die Extrema des Verlaufes von φ_{kl} sind gekennzeichnet durch $\delta_s \varphi_{kl} = o$, was in das hermetrische Fundamentalproblem eingesetzt $\varphi_{ext}^{(kl)} =$ $= \lambda(kl)$ liefert, und dies führt zu $u_{ext} = \pm 1$. Die nicht approximierte Lösung ergibt nur für das untere Vorzeichen ein nicht divergierendes Extremum $f_{ext} = o$, während das obere Vorzeichen zu einem uneigentlichen Wert führt. Mithin kommt also nur der negative Zweig von u in Betracht und dies liefert mit der normierten Zustandsfunktion $\eta_{kl} = \frac{\varphi_{kl}}{\lambda(kl)}$ die eindeutige Lösung

$(1 - \eta_{kl})^{\wedge_{kl}+1} \quad \eta_{kl}^{\wedge_{kl}-1} = 2^{-2\wedge_{kl}} \; C_{kl} \; e^{-\lambda_{kl} N}$ mit $N = \mu ; n$

und für die Approximation $\eta_{kl} \approx (1+C_{kl} \; e^{-\lambda_{kl} N})^{-1}$. Stets muß der Exponent $\lambda_{kl} \cdot N$ imaginäre Glieder enthalten; denn nach den Untersuchungen über die hermetrische Weltarchitektur sind Kondensationen ohne irgendeinen imaginären Gitterselektor $\alpha_s \; ()_s$ mit $s > 3$ nicht möglich, weil bei allen diesen Hermetrieforderungen die imaginäre entelechale Metronenzählung immer mitwirken muß. Dies bedeutet aber, daß die $Im \; \lambda_{kl} \; N \neq o$ grundsätzlich erfüllt sind, während $re \; \lambda_{kl} \; N \neq o$ gelten kann, wenn die reelle semantische Architektureinheit $s_{(1)}$, also der R_3 zur Kondensation kommt. Dieser Sachverhalt bedeutet aber, daß auch $C_{kl} = a + i \; b$ mindestens komplex aufgefaßt werden muß und daß für $f_{ext} = o$ auch $(\lambda_{kl} \; N)_{ext} = \alpha + i \; \beta$ spaltet.

Es ist $\varphi_{kl} = \lambda\,(kl) \; \eta_{kl} = \phi_{kl} ; n$, also auch $\eta_{kl} = \frac{\varphi_{kl}}{\lambda(kl)} = \frac{b_i^{(kl)}}{\lambda(kl)} = \left[{}^{i}_{k\,l} \right] ; n = \Psi_{kl} ; n$ durch ein Linearaggregat von Fundamentalkondensorkomponenten darstellbar.

Schließlich besteht noch die Möglichkeit, nach A VIII den Einheitsselektor $() \; E ; () = ()$ also $E ; n = 1$ einzuführen. Das erste Metronintegral des hermetrischen Fundamentalproblems wird also als Selektor beschrieben durch :

$$(E - \Psi_{kl})^{\wedge_{kl}+1} \quad \Psi_{kl}^{\wedge_{kl}-1} = 2^{-2\wedge_{kl}} \; C_{kl} \; e^{-\lambda_{kl}\mu} ,$$

$$\Psi_{kl} = \frac{b_i^{(kl)}}{\lambda(kl)} \left[{}^{i}_{k\,l} \right] , \mu = \sum_{m=1}^{q} \alpha_m \; ()_m ,$$

$C_{kl} = const, \; () \; E ; () = ()$ .....118.

Sämtliche Koëffizienten dieser Selektorgleichung, nämlich $\wedge_{kl}, \lambda(kl)$ $\lambda\,(kl)$ und $b_i^{(kl)}$ sind gemäß

$$\wedge_{kl} = \alpha_1 \; (a\,(kl) - 1)^{-1} - \sum_{m \neq 1} \alpha_m ,$$

$$(a\,(kl) - q) \cdot \lambda_{kl} = \lambda\,(kl) , (\lambda(kl) , a\;(kl) ,$$

$$b_i^{(kl)}) = \sum_{m=1}^{q} (\lambda_m\,(kl) , a_m\;(kl) , b_{mi}^{(kl)}) ,$$

$b_{mi}^{(kl)} = \left(\frac{a_{li}}{a_{lk}} - \frac{a_{mi}}{a_{mk}} \right) \frac{a_{km}}{a_{kl}}$, $a_m^{(kl)} = \frac{a_{km}}{a_{kl}}$,

$a_{ml} \lambda_m (ml) = - \lambda_l (mm)$, $\lambda_m (\tilde{k},l) = \lambda_m (k \tilde{l}) =$

$= \lambda_m (\tilde{k} \tilde{l}) = \lambda_{\tilde{m}} (k , l) = o$,

$\lambda_m (k , m) = \lambda_m (mm) = o$ ..... 118 a

mit Ausnahme der Integrationskonstanten sämtlich auf die Komponenten der $\bar{\lambda}$ aus 115 reduzierbar. Als Eigenwerte der linearen Kondensor aggregate Ψ_{kl} erscheinen die λ_{kl} , welche aber stets algebraisch durch diese Komponenten $\lambda_m (kl)$ gegeben sind. Dies bedeutet aber, daß die diskreten Eigenwerte derartiger Kondensoraggregate stets Korrelationen von Komponenten der in diskreten Punktspektren liegenden metronischen Kondensationsstufen aus 115 sind. Bei derartigen Eigenwertbestimmungen sind stets die in 118 a außerdem angeführten verschwindenden Komponenten der metronischen Kondensationsstufen zu berücksichtigen. Schließlich setzt $\lambda_{kl} < \infty$ nach 118 a für $\lambda (kl) < \infty$ immer $a (kl) - q \neq o$ voraus.

Da $\Psi_{kl} ; n$ im Extremum den Wert 1 annimmt und $(\lambda_{kl} \mu ; n)_{ext} = \alpha + i \beta$ ist, folgt für die Extrema $e^{-\alpha} e^{-i\beta} = | e^{-\alpha} (\cos \beta - i \sin \beta) = o$, was wegen $e^{-\alpha} > o$ nur für $\cos \beta - i \sin \beta = o$ oder $\cos \beta = o$ und $\sin \beta = o$ für $\alpha < \infty$ erreichbar ist. Die imaginären Folgen von Metronenziffern ermöglichen also grundsätzlich vier Eigenwertspektren, nämlich $\beta_+^{(+-)} = \pm \pi/2 (2 n_+ + 1)$ aus $\cos \beta_+ = o$ und $\beta_-^{(\pm)} = \pm \pi n_-$ aus $\sin \beta_- = o$. Diese Spektren können aber wiederum wegen der Ganzzahligkeit der $n_\pm$ als Selektoren $\varepsilon_\pm^{(\pm)} ; n = \beta_\pm^{(\pm)}$, nämlich $\varepsilon_+^{(\pm)} = \pm \pi/2 (2 ()_+ + E)$ und $\varepsilon_-^{(\pm)} = \pm \pi ()_-$ aufgefaßt werden. Da nach $n_+ = n_-$ die positiven ganzen Zahlen gleichsinnig durchlaufen werden können, ergeben sich die folgenden Komplementaritäten :

$\beta_+^{(+)} + \beta_-^{(-)} = \pi/2$ und $\beta_+^{(-)} + \beta_-^{(+)} = - \pi/2$, was aber zu $\beta_+^{(\pm)} + \beta_-^{(\mp)} = \pm \pi/2$ zusammengefaßt werden kann. Die Eigenwertspektren des ersten Metronintegrals 118 werden zusammengefaßt mit der Komplementarität der Eigenwertspektren beschrieben durch

$$\varepsilon_{+}^{(\pm)} = \pm \pi/2\ (2\ ()_{+} + E)\ ,\ \varepsilon_{-}^{(\pm)} = \pm \pi\ ()_{-}\ ,$$

$$\varepsilon_{\pm}^{(\pm)}\ ;\ n = \beta_{\pm}^{(\pm)}\ ,\ n_{\pm} = o\ ,\ \beta_{+}^{(\pm)} + \beta_{-}^{(\mp)} = \pm \pi/2 \ldots$$

..... 118b

und diese komplementären Spektren beschreiben durch ihre positiven ganzen Quantenzahlen $n_{\pm}$ die durch $\hat{[]}$ beschriebenen metrischen Kondensationsstufen des hermiteschen Kondensorfeldes als Kondensationszustände eines hermetrischenUnterraumes R_q vom metronischen Welttensorium R_6 , wobei stets $q \leq 6$ ist.

Diese Lösung zeigt ein bemerkenswertes Ergebnis, nämlich, daß nur $I\,m\ (\lambda_{kl}\ N)$ ein Eigenwertspektrum als diskretes Punktspektrum liefert, während $R\,e\ (\lambda_{kl}\ N)$ inbezug auf die Bildung von Eigenwerten, also auf die Bildung von metrischen Kondensationsstufen wirkungslos bleibt. Die Existenz von 3 imaginären Koordinaten in der äonischen Welt verursacht demnach die hermetrische Kondensation, so daß in dieser Funktion der tiefere Sinn imaginärer semantischer Architektureinheiten liegen muß. x_4 , x_5 und x_6 müssen demnach imaginär sein, weil es anderenfalls keine metrischen Kondensationsstufen (als Quantenstufen in der R_3 - Projektion) und damit kein zeitliches Geschehen im Sinne einer kosmischen Bewegung gäbe, was aber offensichtlich im Widerspruch zu dem zu dem Sinn der äonischen Weltarchitektur stünde. Weiter verifiziert diese Tatsache nachträglich die Definition der drei reellen vertauschbaren Koordinaten des R_3 als eine semantische Architektureinheit.

Die durch 118 bestimmten Komponenten des Fundamentalkondensors sind nur gegen reguläre Affinitäten invariant und müssen als partielle Metrondifferentiale des eigentlichen invarianten Strukturselektors ${}^{2}\bar{\gamma}$ aufgefaßt werden, für den aber in der äonischen Hyperstruktur ${}^{2}\bar{\gamma} = {}^{2}\bar{\gamma}^{\times}$ gilt. In dem Linearaggregat

$$\Psi_{kl} = \frac{b_i^{(kl)}}{\lambda\,(kl)}\ \begin{bmatrix} i \\ k\ l \end{bmatrix}$$ ist Ψ_{kl} nach 118 bekannt, allerdings wegen $\Lambda_{kl} \neq o$ nur implizit. Mit dem normierten Orthogonalsystem $(\bar{\bar{e}}_i\ \bar{\bar{e}}_k)_q = \hat{E}$ der hermetrischen Koordinaten wird

$$\frac{b_i^{(kl)}}{\lambda\,(kl)}\ \begin{bmatrix} i \\ k\ l \end{bmatrix} = \left(\sum_{s=1}^{q} \bar{e}\ \frac{b_s^{(kl)}}{\lambda\,(kl)} \right) \cdot \bar{e}_i\ \begin{bmatrix} i \\ k\ l \end{bmatrix} =$$

$= \frac{\bar{b}_{(kl)}}{\lambda(kl)} \bar{e}_i \begin{bmatrix} i \\ k\,l \end{bmatrix}$, also $\bar{\psi} = \sum_{k,l=1}^{q} \lambda(kl)\, \bar{b}^{-1}_{(kl)} \psi_{kl} =$

$= \sum_{kl=1}^{q} \bar{e}_i \begin{bmatrix} i \\ k\,l \end{bmatrix}$ oder $\psi_s = \bar{e}_s \bar{\psi} =$

$= \sum_{kl=1}^{q} \bar{e}_s \bar{e}_i \begin{bmatrix} i \\ k\,l \end{bmatrix} = \sum_{kl=1}^{q} \delta_{is} \begin{bmatrix} i \\ k\,l \end{bmatrix}$ beziehungsweise $\psi_i = \sum_{kl=1}^{q} \begin{bmatrix} i \\ k\,l \end{bmatrix}$ womit die Elimination der Kondensorkomponenten erreicht ist. Mit den Kürzungen $\sum_{k=1}^{q} \gamma_{ik} = \gamma_i$ und $\sum_{i=1}^{q} \gamma_i = \gamma$ wird unter Verwendung von ${}^2\bar{\gamma} = {}^2\bar{\gamma}^x$

diese kovariante Summe zu $\psi_i = \sum_{k,l=1}^{q} \begin{bmatrix} i \\ k\,l \end{bmatrix} =$

$= \gamma^{\underline{is}} \sum_{k,l=1}^{q} [s\,k\,l] = 1/2\ \gamma^{\underline{is}} \sum_{k,l=1}^{q} (\underline{\delta}_k \gamma_{sl} + \underline{\delta}_l \gamma_{ks} - \underline{\delta}_s \gamma_{kl}) = 1/2\ \gamma^{\underline{is}} (2\, \underline{\delta}\, \gamma_s - \underline{\delta}_s \gamma).$

Hier kann $\gamma_{ij} \cdot \gamma^{\underline{is}} = \delta^{\underline{s}}_j$ $\overline{()}$ $= \delta_{js}$ $\overline{()}$

wegen der hermiteschen Symmetrie verwendet werden. Es folgt

$\sum_{i=1}^{q} 2\, \psi_i \gamma_j = \gamma_j \gamma^{\underline{is}} (2\, \underline{\delta}\, \gamma_s - \underline{\delta}_s \gamma) =$

$= \delta_{sj} (2\, \underline{\delta}\, \gamma_s - \underline{\delta}_s \gamma) = 2\, \underline{\delta}\, \gamma_j - \underline{\delta}_j \gamma .$

Summation längs j liefert dann $\sum_{i=1}^{q} 2\, \psi_i \gamma_i =$

$= \sum_{j=1}^{q} (2\, \underline{\delta}\, \gamma_j - \underline{\delta}_j \gamma) = \underline{\delta}\, \gamma = \sum_{i=1}^{q} \underline{\delta}\, \gamma_i$

oder $\sum_{i=1}^{q} (2\, \psi_i \gamma_i - \underline{\delta}\, \gamma_i) = 0$, was nur für

$2\, \psi_i \gamma_i = \underline{\delta}\, \gamma_i$ möglich ist. Mit $1/\gamma_i\ \underline{\delta}\, \gamma_i =$

$= | \underline{\delta}\, ln\, \gamma_i = 2\, \psi_i$, sowie $\bar{\alpha} = \sum_{s=1}^{q} \bar{e}_s \alpha_s$,

ferner $\bar{Z} = \sum_{s=1}^{q} \bar{e}_s ()_s$ und dem Selektor $\mu = \sum_{s=1}^{q} \alpha_s ()_s =$

$= \bar{\alpha}\ \bar{Z}$ wird wegen $\underline{\delta}\ ln\ \gamma_i = \bar{\alpha}^{-1}\ GRAD_q\ ln\ \gamma_i$,
also $GRAD_q\ ln\ \gamma_i = 2\ \psi_i\ \bar{\alpha}$ die Metronintegration möglich, denn es ist $GRAD_q\ ln\ \gamma_i\ \delta\ \bar{Z} = \sum_{s=1}^{q} \delta_s\ ln\ \gamma_i =$
$= \delta\ ln\ \gamma_i$ und $2\ \psi_i\ \bar{\alpha}\ \delta\ \bar{Z} = 2\ \psi_i\ \delta\ \mu$. Mit der logarithmischen Integrationskonstante $ln\ A_i$ wird das Metronintegral von $\delta\ ln\ \gamma_i = 2\ \psi_i\ \delta\ \mu$ ausführbar. Es folgt

$$ln\ \gamma_i - ln\ A_i = 2\ S\ \psi_i\ \delta\ \mu = 2\ S \sum_{kl=1}^{q} \frac{\lambda_{(kl)}}{b_i^{(kl)}} \cdot$$

$$\cdot\ \psi_{kl}\ \delta\ \mu = 2 \sum_{k,l=1}^{q} \frac{\lambda_{(kl)}}{b_i^{(kl)}}\ S\ \psi_{kl}\ \delta\ \mu =$$

$$= \sum_{k,l=1}^{q} c_{kl}^{(i)}\ S\ \psi_{kl}\ \delta\ \mu$$ für dieses Metronintegral,

wenn zur Kürzung die Koëffizienten $c_{kl}^{(i)}\ b_i^{(kl)} = 2\ \lambda_{(kl)}$ und das Theorem $S \sum = \sum S$ verwendet wärden. Nach der Potenzierung ergeben sich als Lösungen die Summen der invarianten Komponenten des Fundamentalselektors zu

$$\sum_{k=1}^{q} \gamma_{ik} = A_i\ exp\ \Big(\sum_{k,l=1}^{q} c_{kl}^{(i)}\ S\ \psi_{kl}\ \delta\ \mu\ ,$$

$$c_{k,l}^{(i)}\ b_i^{(k,l)} = 2\ \lambda_{(k,l)} \qquad \text{..... 119.}$$

Wenn also nach Gleichung 118 die partiellen Lösungen ψ_{kl} bekannt sind, dann besteht nach Gleichung 119 die Möglichkeit, das zweite Metronintegral zu bilden und den Fundamentalselektor des Kompositionsfeldes explizit zu beschreiben, wodurch das fundamentale Hermetrieproblem in allgemeinster Form gelöst worden ist.

Nach den Antihermetriebedingungen verschwinden alle Kondensorkomponenten, welche kovariante antihermetrische Indizierungen tragen. Dies gilt jedoch nicht, wenn die kontravariante Indizierung antihermetrisch ist; denn auf diese Komponenten des Fundamentalselektors wirken keine Metrondifferentiale ein. Wird in der mit den Kondensorproportionalitäten hermitescher Symmetrie substituierten Gleichung 115 in Komponentendarstellung $(a_m^{(kl)}\ \underline{\delta}_i - \underline{\delta}_m)\ ;\ \left[{}^{i}_{k\ l} \right] +$
$+\ b_{ms}^{(kl)} \left[{}^{i}_{k\ l} \right]\ ;\ ()\ \left[{}^{s}_{k\ l} \right] = \lambda_{m\ (kl)} \left[{}^{i}_{k\ l} \right]$ längs m summiert und kontravariant $i = \tilde{r}$ gesetzt, dann folgt wegen

$b_s^{(kl)} \left[{}^{s}_{k\,l} \right] = \phi_{kl} = \lambda(kl)\ \psi_{kl}$ für $\left[{}^{\widetilde{r}}_{k\,l} \right]$ die lineare Selektorgleichung $((a\,(kl) - 1)\ \underline{\epsilon}_l - \sum_{m \neq l} \underline{\epsilon}_m$; $\left[{}^{\widetilde{r}}_{k\,l} \right] =$ $= \lambda\,(kl)\,(E - \psi_{kl})$; () $\left[{}^{\widetilde{r}}_{k\,l} \right]$, worin ψ_{kl} nach 118 als partielle Lösung des Hermetrieproblems bekannt ist. Nach 118 a sind Koëffizienten der Form $b^{(kl)}_{\widetilde{r}}$ nichtmehr definiert. Unter Verwendung des normierten Orthogonalsystems und der Hilfsvektoren $\bar{a}_{kl}$ und $\bar{\alpha}$ sowie $\bar{N}$ folgt dann $GRAD_q\ l\,n\ \left[{}^{\widetilde{r}}_{k\,l} \right] = \lambda\,(kl)\ \bar{a}_{kl}^{-1}$ . . $(E - \psi_{kl})$ oder $\delta\ l\,n\ \left[{}^{\widetilde{r}}_{k\,l} \right] = \lambda\,(kl)\ \bar{a}_{kl}^{-1}\ (E - \psi_{kl})$; ; () $\delta\ \bar{N} = \lambda\,(kl)\ \varepsilon_{kl}\ (E - \psi_{kl})\ \delta\ \mu = \lambda_{kl}\ (E - \psi_{kl})\ \delta\mu$ was metronisch integrierbar ist. Man erhält $l\,n\ \left[{}^{\widetilde{r}}_{k\,l} \right] =$ $= \lambda_{kl}\ \mu - \lambda_{kl}\ S\ \psi_{kl}\ \delta\ \mu + l\,n\ B^{\widetilde{r}}_{kl}$ oder

$$\left[{}^{\widetilde{r}}_{k\,l} \right] = B^{\widetilde{r}}_{kl}\ \exp\ \lambda_{kl}\ (\mu - S\ \psi_{kl}\ \delta\ \mu) \quad \ldots\ldots\ldots 119\ a$$

Aus dieser Darstellung kontravariant antihermetrischer Kondensorkomponenten geht unmittelbar hervor, daß mit $\lambda = \sum_{k,l=1}^{q} \lambda_{kl}$ das Produkt $\prod_{k,l=1}^{q} \left[{}^{\widetilde{r}}_{k\,l} \right]^{-1}$; () $e^{\lambda\,\mu}$ zur gleichen Schar metronischer Kurven gehört wie $\sum_{k=1}^{q} \gamma_{ik}$ aus 119 inbezug auf auf das Argument $S\ \psi_{kl}\ \delta\ \mu\ \sigma$

Aus Gleichung 119 können die Extrema der hermetrischen γ_{ik} ermittelt werden. Nach der metronischen Extremwerttheorie müssen diese Extrema bei $\delta_j\ \gamma_{ik} = o$ für alle hermetrischen Indizierungen liegen, was $[skl]_{ext} = o$, sowie $\left[{}^{i}_{k\,l} \right]_{ext} = o$ und daher auch $\psi^{(e)}_{kl} = \frac{b^{(kl)}_i}{\lambda(kl)} \left[{}^{i}_{k\,l} \right]_{ext} = o$ ergibt. Die gleiche Bedingung folgt auch aus $\delta \sum_{k=1}^{q} \gamma_{ik} = o$; denn nach Gleichung 119 wird $o = \delta\ A_i\ \exp\ (\sum_{k,l=1}^{q} c^{(i)}_{kl}\ S\ \psi_{kl}$; ; () $\delta\ \mu) = \sum_{k=1}^{q} \gamma_{ik}\ \delta \sum_{kl=1}^{q} c^{(i)}_{k,l}\ S\ \psi_{kl}$; ; () $\delta\ \mu = \sum_{k=1}^{q} \gamma_{ik} \sum_{kl=1}^{q} c^{(i)}_{kl}\ \psi^{(e)}_{kl}$; () $\delta\ \mu$,

weil $\delta \sum_{k=1}^{q} \psi_{kl}$; () $\delta \mu = \psi_{kl}$; () $\delta \mu$ ist. Da immer $\sum_{k=1}^{q} \gamma_{ik} \neq o$, sowie $c_{k,l}^{(i)} \neq o$ und $\delta \mu \neq o$ bleiben, kann $\sum_{k=1}^{q} \gamma_{ik} \sum_{k,l=1}^{q} c_{kl}^{(\dagger)} \psi_{kl}^{(e)}$; () $\delta \mu = o$ nur für $\psi_{k,l}^{(e)} = o$ erfüllt werden. Wenn in dem ersten Metronintegral der Gleichung 118 dieser Nullselektor in das reziproke erste Metronintegral eingesetzt wird, dann folgt als Bedingung der Extrema -

$$(e^{-\lambda_{kl}\mu})^{-1} \sim \lim_{\psi_{kl} \to o} \psi_{kl}^{1-\wedge_{kl}} (E - \psi_{kl})^{-1-\wedge_{kl}} =$$

$$= \lim_{\psi_{kl} \to o} \psi_{kl}^{1-\wedge_{kl}} = o, \text{ weil immer } \wedge_{kl} \ll 1 \text{ ist. Mit}$$

$(\lambda_{kl} \mu)_{ext} = \alpha + i \beta$ wird demnach $(e^{\lambda_{kl}\mu})_{ext} =$

$= | e^{\alpha} (\cos \beta + i \sin \beta) = o$, woraus für die Extrema der γ_{ik} die periodischen Bedingungen $\cos \beta = o$ und $\sin \beta = o$ folgen. Dies bedeutet aber, daß die Extrema derhermetrischen Komponenten von ${}^{2}\bar{\gamma}$ nach Gleichung 118 b mit den Eigenwerten der linearen Kondensoraggregate ψ_{kl} zusammenfallen. Für ψ_{kl} gibt es, nach diesen Untersuchungen zwei verschiedene Extrema, nämlich $\psi_{k,l}^{(min)} = o$ und $\psi_{kl}^{(max)} = E$, welche mit den Extrema der $\gamma_{k,l}$ zusammenfallen. Die Extrema contravariant antihermetrischer Kondensorkomponenten sind nach 119 a gegeben durch $\delta \left[\widetilde{r}_{k\,l}\right] =$ $= | \left[\widetilde{r}_{k\,l}\right]$; () $\lambda_{kl} (E - \psi_{kl})$; () $\delta \mu = o$, so daß diese Extrema ebenfalls mit $\psi_{kl} = E$ zusammenfallen. Diese Extrema der γ_{kl} können aber nur Wendebezirke sein, die sich mit den Minima der Kondensoraggregate decken, dem $\psi_{kl}^{(ext)}$ ist an $\delta \psi_{kl} = o$, also an $\delta^2 \gamma_{kl} = o$ gebunden, während $\gamma_{k,l}^{(ext)}$ wiederum $\psi_{k,l} = o$ fordert. Es gibt demnach eine periodische Folge von Minima und Maxima, der linearen Kondensoraggregate, während die Extrema der hermetrischen Komponenten des Fundamentalselektors als Wendebezirke mit den Minima der Linearaggregate zusammenfallen. Für diese $\gamma_{kl}^{(w)}$ gilt demnach

$$\gamma_{kl}^{(w)} = \psi_{kl}^{(min)} = o \quad , \quad \psi_{kl}^{(max)} = E \quad \ldots\ldots\ldots \quad 119b$$

deren Folge von den komplementären Spektren 118 b bestimmt wird.

Schließlich kann versucht werden, aus Gleichung 119 die γ_{ik} zu eliminieren. Nach der Hermetrieuntersuchung nur einer Koordinate muß stets $q > 1$ sein, wenn es zur Bildung von Kondensationsstufen kommen soll. Wenn aber $q > 1$ ist, dann ist auch $q/2\,(q+1) > q$ Symbolisiert ${}^2\bar{\gamma}_q = [\gamma_{ik}]_q$ mit $q \leq 6$ den hermetrischen Abschnitt aus ${}^2\bar{\gamma} = {}^2\bar{\gamma}^{\times}$ dann ist auch ${}^2\bar{\gamma}_q = {}^2\bar{\gamma}_q^{\times}$, so daß die $1 \leq i \leq q$ Gleichungen $\sum_{k=1}^{q} \gamma_{ik}$ insgesamt $\binom{q}{2} +$ $+ q\ (q = \frac{q}{2}\,(q+1) > q$ unbekannte Komponenten umfassen. Aus diesem Grunde ist eine algebraische Elimination nicht möglich, doch kann immer eine unitäre Transformatormatrix $\hat{S}\ \hat{S}^{\times} = \hat{E}$ aufgefunden werden, mit deren Hilfe das Diagonalschema $\hat{S}\ {}^2\bar{\gamma}_q\ \hat{S}^{\times} = {}^2\bar{\gamma} = {}^2\underline{\gamma} = \left[\ \underline{\gamma}_{ii}\ \delta_{ik}\ \right]_q$ erreichbar ist. Eine derartige Tensortransformation ist aber einer Koordinatendrehung äquivalent. Sind die orthogonalen Koëffizienten β_{ik} dieser Drehung in $\hat{\beta} = (\beta_{ik})_q$ enthalten, dann ist $\hat{\beta}\ \hat{\beta}^{\times} = \hat{E}$ und für die Koordinationsselektoren bedeutet dies $\underline{()}_i = \sum_{k=1}^{q} \beta_{ik}\ ()_k$ und dies hat für den linearen Selektor $\mu = \sum_{s=1}^{q} \alpha_s\ ()_s$ die Transformation $\underline{\mu} = \sum_{i=1}^{q} \alpha_i\ \underline{()}_i =$

$$= \sum_{ik=1}^{q} \alpha_i\ \beta_{ik}\ ()_k = \sum_{k=1}^{q} \beta_k\ ()_k \quad \text{mit} \quad \beta_k = \sum_{i=1}^{q} \alpha_i\ \beta_{ik}$$

zur Folge. Andererseits ist Ψ_{kl} nach 118 allein durch μ als Argumentselektor bestimmt. Die λ_{kl} müssen ebenso wie die $\lambda_m\,(kl)$ und $\wedge_{kl}$ gegen derartige Koordinatendrehungen invariant sein, während $\underline{\mu}$ gegeben ist, und dies liefert mit Gleichung 118 das transformierte Kondensoraggregat Ψ_{kl}, welches zusammen mit $\underline{\mu}$ in Gleichung 119 die jeweilige Summe der mit $\hat{S}$ transformierten hermetrischen Komponenten liefert. Es ist

demnach $A_i \exp\left(\sum_{kl=1}^{q} c_{kl}^{(i)}\ S\ \underline{\Psi}_{kl}\ ;\ ()\ \delta\ \underline{\mu}\right) =$

$= \sum_{k=1}^{q} \underline{\gamma}^{\varrho}_{ik} = \sum_{k=1}^{q} \underline{\gamma}^{\varrho}_{ii}\ \delta_{ik} = \underline{\gamma}^{\varrho}_{ii}$. Nach dieser Transformation wurde also die Zahl der $q/2\,(q+1)$ Komponenten auf die q Diagonalelemente reduziert, für die es nach

$$\underline{\gamma}^{\varrho}_{ii} = A_i \exp\left(\sum_{kl=1}^{q} c^{(i)}_{kl}\ S\ \underline{\Psi}_{kl}\ ;\ ()\ \epsilon\ \underline{\mu}\right),$$

$$\hat{S}\ {}^{2}\bar{\gamma}^{\varrho}_{q}\ \hat{S}^{\times} = {}^{2}\bar{\gamma}^{\varrho}\ ,\ \hat{S}\ \hat{S}^{\times} = \hat{E}\ ,\ \hat{\beta}\ \hat{\beta}^{\times} = \hat{E}\ ,$$

$$\underline{\mu} = \sum_{k=1}^{q} \beta_k\ ()_k\ ,\ \beta_k = \sum_{i=1}^{q} \alpha_i\ \beta_{ik} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots$$

$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$ 119 c

stets q Bestimmungsgleichungen gibt.

Der Verlauf der $\underline{\gamma}_{i,i}$ wird nach Gleichung 119 c allein durch $S\ \underline{\Psi}_{kl}\ ;\ ()\ \epsilon\ \underline{\mu}$ bestimmt.

Zur Anwendung dieser allgemeinen Lösung des kompositiven Hermetrieproblems auf die einzelnen hermetrischen Spezialfälle erscheint es zweckmäßig, die einzelnen Gültigkeitsbereiche der Darstellung in Approximationsstufen zu untersuchen. Auf jeden Fall muß gefordert werden, daß eine durchgängige Korrespondenz aller dieser Approximationsstufen existiert. Der Verlauf der hermetrischen Komponenten γ_{kl} und Ψ_{kl} wird wesentlich durch den linearen Selektor $\lambda_{kl}\mu$ bestimmt, von dessen Verhalten die betreffende Approximationsstufe abhängt. Im ersten Gültigkeitsbereich, der als metronischer Bereich bezeichnet werden kann, sind die Metronenziffern niedrig, so daß hier größenordnungsmäßig $\lambda_{kl}\ \mu\ ;\ n \approx \wedge_{kl}$ gesetzt werden muß, woraus hervorgeht, daß im metronischen Bereich nicht die Approximation $\wedge_{kl} \approx o$ durchgeführt werden darf. Erst im zweiten Gültigkeitbereich, dem Approximationsbereich hoher Metronenziffern, wird $\lambda_{kl}\ \mu\ ;\ n \gg \wedge_{kl}$, was zur Approximationsmöglichkeit $\wedge_{kl} \approx o$ führt. Wird diese Approximation in 118 verwendet (erster Gültigkeitsbereich), dann ergibt sich für den zweiten Gültigkeitsbereich hoher Metronenziffern approximativ nunmehr eine explizite Darstellung des linearen Kondensoraggregates, nämlich

$$\Psi_{kl} \approx (E + C_{kl} \cdot e^{-\lambda_{kl}\mu)^{-1}}\ ,\ \wedge_{kl} \approx o \quad \ldots\ldots\ldots 120\ .$$

Der dritte Gültigkeitsbereich ist dadurch gekennzeichnet, daß die Metronenziffern so groß werden, daß im Verhältnis zu den untersuchten

geometrischen Abmessungen das Metron praktisch vernachlässigt werden kann. Die Approximationsstufe dieses mikromaren Infinitesimalbereiches ist also durch $\tau \quad o$ und n gekennzeichnet. Mit $\bar{y}_o = \sum_{s=1}^{q} \bar{e}_s$ wird unter Verwendung dieser Infinitesimalapproximation $\mu ; n = \bar{y}_o \sum_{s=1}^{q} \bar{e}_s \alpha_s n_s \rightarrow \bar{y}_o \quad \bar{y} = \pm y$ mit $y^2 = \sum_{s=1}^{q} x_s^2$, also $y = \pm \left(\sum_{s=1}^{q} x_s^2 \right)^{1/2}$. Da die reellen Koordinaten des $R_3 \equiv s_{(1)}$ immer nur gemeinsam als eine semantische Architektureinheit erscheinen, kann für diese reellen Größen $r^2 = \sum_{k=1}^{3} x_k^2$ gesetzt werden, so daß die $q - 3$ imaginären Koordinaten zu $- \rho^2 = \sum_{s=4}^{q} x_s^2$ zusammenfaßbar sind Damit wird aber $\pm o \; y = \sqrt{\rho^2 - r^2}$, während im dritten Gültigkeitsbereich mit $\tau \rightarrow o$ auch $\wedge_{kl} = o$ wird. Somit folgt für den infinitesimalen Bereich

$$\tau \rightarrow o \quad \Psi_{kl} \; (x_s)_1^q = (1 + C_{kl} \; e^{\pm i \lambda_{kl} y})^{-1} ,$$

$$y^2 = \rho^2 - r^2 , \; - \rho^2 = \sum_{s=4}^{q} x_s^2 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 120 \; a;$$

denn die Selektorwirkung wird bei infinitesimaler Approximation gemäß $\Psi_{kl} ; n \rightarrow \Psi_{kl} \; (x_s)_1^q$ zur Feldfunktion. Solange r bleibt, liegt wegen $e^{\pm i \lambda_{kl} y} = \cos \lambda_{kl} y \pm i \sin \lambda_{kl} y$ ein Eigenwertproblem vor, das heißt, die Kondensationsstufen erscheinen nunmehr als diskrete Eigenwerte von Quantenstufen über einem nicht metronischen kontinuierlichen Argumentbereich. Erst für $r \geq \rho$, also $y = i \sqrt{r^2 - \rho^2}$ wird der Exponent reell, und dies bedeutet, daß Ψ_{kl} für beide Zweige sich einem konstanten Festwert exponentiell nähert. Hierdurch wird zugleich die Existenz eines vierten Gültigkeitsbereiches, nämlich des makromaren Bereiches angedeutet. Wird nämlich $r \gg \rho$, so kann $y \approx i r$ gesetzt werden. Außerdem rücken nach dem Korrespondenzprinzip, bezogen auf r, die Abstände zwischen den Quantenstufen so dicht zusammen, daß das Eigenwertspektrum $\lambda_{kl} \rightarrow \lambda$ das Kontinuum eines Strekkenspektrums annähert. Hier sind die einzelnen Elemente (kl) nicht

mehr unterscheidbar, so daß $\Psi_{kl} = \Psi(x_s)_1^q$ und $C_{kl} = C$ gesetzt werden kann. In dieser makromaren Approximation

$r^2 \gg \rho^2$, $\Psi = (1 + C\ e^{\pm \lambda r})^{-1}$ .....120 b

liegt also ebenfalls für beide Zweige ein exponentielles Abklingungsgesetz vor, dessen Verlauf als Reihe entwickelt werden kann, die ganz nach der Größenordnung von r wiederum approximativ nach irgendeiner Gliedzahl abgebrochen werden darf. Von diesem makromaren Gültigkeitsbereich eines Feldkontinuums läuft die Präzisierung der Beschreibung in den dritten Bereich eines Feldes diskreter Eigenwertstufen , welche zwar mikromar sind, aber noch in einem kontinuierlichen Bezugsraum liegen. Im zweiten Bereich wird dem metronischen Diskontinuitäten des Bezugsraumes im Bereich hoher Metronenziffern Rechnung getragen, während der ersten, durch 118 beschriebene Bereich völlig exakt sein muß. Aus der Kette der Approximationen geht hervor, daß tatsächlich eine durchgehende Korrespondenz vom 1. bis zum 4. Gültigkeitsbereich besteht.

Die vollständige Lösung des Hermetrieproblems - beschrieben durch 119 bis 119 c - hat nur impliziten Charakter, weil Ψ_{kl} nach 118 wegen $\Lambda_{kl} \neq o$ ebenfalls nur implizit als partielle Lösung gegeben ist, so daß $S\ \Psi_{kl}\ ;\ ()\ \delta\ \mu$ nicht explizit ausgeführt werden kann. Wird eine explizite Angabe nur im Bereich hoher Metronenziffern, also im zweiten Approximationsbereich gefordert, dann kann 120 zur Anwendung kommen. Mit dem Substitutionsselektor $\eta = \lambda_{kl}\ \mu - (\ln C_{kl})\ E$ wird

$C_{kl}\ e^{-\lambda_{kl}\mu} = e^{-\eta}$, also $\Psi_{kl} = (E + e^{-\eta})^{-1}$. Damit besteht die Möglichkeit $\lambda_{kl}\ \Psi_{kl}\ ;\ ()\ \delta\ \mu = (E+e^{-\eta})^{-1}$; $()\ \lambda_{kl}\ \delta\ \mu = e^{\eta}$; $()\ (e^{\eta} + E)^{-1}$; $()\ \delta\ \eta = (E + e^{\eta})^{-1}$; $()\ \delta\ (E + e^{\eta}) = \delta\ ln\ (E + e^{\eta})$, weil $\delta\ e^{\eta} = e^{\eta} - e^{\eta-\delta\eta} = e^{\eta}\ (E - e^{-\delta\eta})$, also $E - e^{-\delta\eta} = e^{-\eta}\ \delta\ e^{\eta} = \delta\ ln\ e^{\eta} = \delta\ \eta$ und daher $\delta\ e^{\eta} = e^{\eta}\ ;\ ()\ \delta\ \eta$ ist. Im zweiten Approximationsbereich kann also mit 120 das in der Lösung des Hermetrieproblems implizit enthaltene Metronintegral der Kondensoraggregate gemäß $\lambda_{kl}\ S\ \Psi_{kl}\ ;\ ()\ \delta\ \mu = ln\ (E + e^{\eta})$ ausgeführt werden. Hierin kann noch e^{η} aus $\Psi_{kl} =$.

$= (E + e^{-\eta})^{-1}$ in der Form $e^{\eta} = \Psi_{kl}$; () $(E - \Psi_{kl})^{-1}$ eliminiert und im Logarithmus substituiert werden. Dies liefert dann im zweiten Approximationsbereich λ_{kl} S Ψ_{kl} ; () δ $\mu = -$ t = $- \ln (E - \Psi_{kl})$, so daß zumindest im zweiten Approximationsbereich die Lösung explizit angegeben werden kann.

Nunmehr besteht die Möglichkeit, die in 118 bis 119 c enthaltene Lösung des Fundamentalproblems 115 der Hermetrie unter Berücksichtigung der Approximationsbereiche 120 bis 120 b zunächst auf die drei Hermetrieformen imaginärer und dann auf die vier Hermetrieformen komplexer Kondensationen anzuwenden.

3. Imaginäre Kondensationen

Nach der Partiallösung 118 hängt der Verlauf des Kondensoraggregates ebenso wie derjenige des Fundamentalselektors vom linearen Argumentselektor μ ab und dieser Selektor wird von den $1 \leq i \leq q$ Koëffizienten $\alpha_i^2 = \pm \tau$ derjenigen Gitterselektoren bestimmt, in denen die Hermetrie existiert. Nach den Untersuchungen der hermetrischen Weltarchitektur muß aber die entelechale Einheit $s_{(3)}$ immer hermetrisch sein, so daß wegen $C_5 = i \sqrt{\tau}$ $()_5$ der Argumentselektor $\mu = \sum_{1=1}^{q} \alpha_1 ()_1$ niemals reell, sonern nur imaginär oder komplex sein kann. Infolgedessen gibt es nur zwei Grundklassen von Kondensationen des R_6, nämlich imaginäre und komplexe, von denen zunächst die imaginären untersucht werden sollen.

Eine imaginäre Strukturkondensation liegt vor, wenn $R e \mu = o$ ist, daß heißt, wenn eine Antihermetrie des R_3 vorliegt; denn nur $s_{(1)}$ ist im R_6 reell. Da außerdem stets $s_{(3)}$ in der äonischen Welt kondensieren muß, wenn überhaupt irgendeine Struktur existiert, und mindestens zwei semantische Architektureinheiten hermetrisch sein müssen, wenn es zur Ausbildung von Kondensationsstufen kommen soll, gibt es für die imaginären Kondensationen grundsätzlich nur drei Möglichkeiten. Es sind dies:

a) Die transfiniten Selbstkondensationen in $s_{(3)}$ und $s_{(4)}$ bei einer Antihermetrie der durch $s_{(1)}$ und $s_{(2)}$ konstruierten Somawelt R_4, die in diesem Fall als antihermetrisches Soma der transfiniten Selbstkondensation bezeichnet werden soll.

b)
Zeitkondensationen bei äonischer Antihermetrie, also Kondensationen in $s_{(2)}$ und $s_{(3)}$.

c) Zeitkondensationen bei äonischer Hermetrie, für welche nur noch der R_3 antihermetrisch ist.

In jedem Fall müssen bei diesen imaginären Hermetrieformen die ψ_{kl} von den reellzählenden Gitterselektoren in μ unabhängig sein, das heißt , die Koordinaten des R_3 können nur als konstante Größen, also $R\,e\,\mu \sim E$ in den ψ_{kl} enthalten sein. Demnach können grundsätzlich im R_3 Paralleltranslationen durchgeführt werden, so daß immer $R\,e\,\mu = o$ und $\mu = -\mu^{\times}$ rein imaginär wird, wodurch die imaginären Kondensationen charakterisiert sind. Zur Analyse der Lösungen für diese drei imaginären Kondensationen wird die Bestimmung der C_{kl} in ψ_{kl} wesentlich. Zu dieser Ermittlung muß die Konvergenz von ψ_{kl} $\psi^{\times}_{kl}$ verwendet werden, weil für die Kondensationen wegen der Hermitezität des Raumkondensors und des diskreten Spektrums der Kondensationsstufen ein abstrakter metronischer Funktionenraum existieren muß. Es ist $\psi_{kl} = \psi^{\times}_{k,l}$ also $\psi_{kl} \cdot \psi^{\times}_{kl} = \psi^{2}_{kl}$; während aus der Fassung

$\delta u^2 / E-\mu^2 = -\,1/2\;\lambda\,(kl)\;\bar{a}^{-1}_{kl}\;\delta\,\bar{Z} = -\,1/2\;\lambda\,(kl)$.

$\cdot\;\varepsilon_{kl}\;\delta\,\mu = -\,1/2\;\lambda_{kl}\;\delta\,\mu$ mit $u = E - 2\;\psi_{kl}$

die Darstellung $\psi^{2}_{kl} = \psi_{kl} - 1/\lambda_{kl}\;\dfrac{\delta\,\psi_{kl}}{\delta\,\mu}$ folgt.

Wird zunächst der Fall (c) ausgeschlossen, so daß nur zwei imaginäre Architektureinheiten zur Kondensation kommen, dann gilt $\mu = \alpha_5\;()_5 + y$, wobei $y = \alpha_{4,6}\;()_{4,6}$ sein kann. Das metronische Integrationsvolumen Ω ; n in der Konvergenzbedingung ist also als ein imaginärer R_2 aufzufassen. Da $\psi_{kl}\,\psi^{\times}_{kl} = \psi^{2}_{kl} > o$ und $o < \overset{\infty}{\underset{o}{\S}}\;\psi_{kl}\;\psi^{\times}_{kl} \cdot \delta\,\Omega < \infty$, sowie $I\,m\;\psi_{kl}\;\psi^{\times}_{kl}\;\delta\,\Omega = o$ ist, muß auch $\delta\,\Omega > o$ reell sein und die Dimensionierung eines R_2 haben. Diese Bedingungen sind aber nur erfüllbar durch $\delta\,\Omega = -\,i\,\sqrt{\tau}\;\delta\,\mu$ und aus der Konvergenz $\overset{\infty}{\underset{o}{\S}}\;\psi_{kl}\;\psi^{\times}_{kl}\;\delta\,\Omega < \infty$ wird nach der Normierung $\lambda^{2}_{kl}\;\overset{\infty}{\underset{o}{\S}}\;\psi_{kl} \cdot \psi^{\times}_{kl}\;\delta\,\Omega = E$. Einsetzen von $\psi_{kl}\,\psi^{\times}_{kl} =$

$= \Psi^2_{kl}$ liefert dann $E/\lambda^2_{kl} = \int_0^\infty \Psi_{kl}\, \delta\, \Omega -$

$- 1/\lambda_{kl} \int_0^\infty \frac{\delta\, \Psi_{kl}}{\delta\, \mu}\, \delta\, \Omega = - i \sqrt{\tau} \left(\int_0^\infty \Psi_{kl}\, \delta \mu - ; = \right.$

$\left. - 1/\lambda_{kl}\, \Psi_{kl} \Big|_0^\infty \right)$ oder mit dem Selektor $\lambda_{kl}\, \mu = \xi$ auch

$\frac{i\, E}{\lambda_{kl} \sqrt{\tau}} = \int_0^\infty \Psi_{kl}\, \delta\, \xi - \Psi_{kl} \Big|_0^\infty$. Zur Bestimmung von C_{kl} kann der zweite metronische Approximationsbereich $\Psi_{kl} = (E + C_{kl}\, e^{-\xi})^{-1}$ verwendet werden. Hiermit ist aber die Integration möglich. Es folgt $S\, \Psi_{kl}\, \delta\, \xi = 2\, S\, (e^{\xi/2} + C_{kl}\, e^{-\xi/2})^{-1}\, \delta\, e^{\xi/2} = S\, \delta\, l/n\, (e^{\xi} + C_{kl}\, E) =$

$= S\, \delta\, l/n\, \frac{E}{E - \Psi_{kl}} = l/n\, \frac{E}{E - \Psi_{kl}}$. Einsetzen liefert

$+ \frac{i\, E}{\lambda_{kl} \sqrt{\tau}} = \left(l/n\, \frac{E}{E - \Psi_{kl}} - \Psi_{kl} \right) \Big|_0^\infty = l/n\, \frac{e^{-\Psi_{kl}}}{E - \Psi_{kl}} \Big|_0^\infty$

$= - l/n\, (E - \Psi_{kl})\, e^{\Psi_{kl}} \Big|_0^\infty$. Hierfür kann der Übergang vom Selektor zur metronischen Funktion durchgefürt werden und nach dem Korrespondenzprinzip der Approximationsstufen der mikromar infinitesimale Approximationsbereich gewählt werden. Mit $\tau \longrightarrow o$ dieser dritten Approximationsbereiches wird $\lim_{\tau \to o} \Psi_{kl}\, ;\, n = \Psi_{kl}\, (\varrho)$:

$= (1 + C_{kl} \cdot e^{\pm i \lambda_{kl} \varrho})^{-1}$, so daß sich für das Metronintegral

$l/n\, (1 - \Psi_{kl}\, (\varrho)) \cdot e^{\Psi_{kl}(\varrho)} \Big|_0^\infty \to - \infty$ oder nach Potenzierung $\frac{((1 - \Psi_{kl})\, e^{\Psi_{kl}})_{\varrho \to \infty}}{((1 - \Psi_{kl})\, e^{\Psi_{kl}})_{\varrho = o}} = o$, weil im Falle der reinen imaginären Hermetrie $\Psi_{kl}\, (\varrho)$ sein muß. Für den negativen Zweig der Exponenten in $\Psi_{kl}\, (\varrho)$ ist diese Bedingung wegen $\lim_{\varrho \to \infty} \Psi_{kl} = 1$ identisch erfüllt , doch folgt für den positiven Zweig $\lim_{\varrho \to \infty} \Psi^{(+)}_{kl} = o$, während für beide Zweige $\Psi_{kl}\, (o) = (1 + C_{kl})^{-1}$ ist. Dies bedeutet aber $1 + C_{kl}$ exp -

$- (1 + C_{kl})^{-1} = o$, was nur durch

$C_{kl} = - 1$, $\mu = - \mu^\times$ 121

erfüllt werden kann, womit die Integrationskonstante C_{kl} im Fall der imaginären Kondensationen a und b bestimmt worden ist.

Zunächst soll der Fall a weiter analysiert werden, das heißt die transfiniten Kondensationsstufen im äonischentelechalen R_2 welche jenseits der raumzeitlichen Antihermetrie liegen.

Ist $\varepsilon \geq o$ eine hypotetische äonischentelechale Elementarlänge, derart, daß $\varrho \geq \varepsilon > o$ gesetzt werden muß, dann würde das Eigenwertspektrum für $\varepsilon = o$ in einem kontinuierlichen Strekkenspektrum liegen, was aber zu der Hermitezität des Zustandsoperators (beziehungsweise des Zustandsselektors) und der Konvergenz der Eigenfunktionen im Widerspruch stehen. Die Existenz des metronischen Funktionenraumes beziehungsweise des abstrakten Funktionenraumes, also die Lage der Kondensationsstufen, beziehungsweise der Eigenwerte in einen diskreten Punktspektrum, fordert demnach die Existenz einer transfiniten Diskontinuität, also die Existenz einer äonischentelechalen Elementarlänge $\varepsilon = \text{const} > o$ im Sinne einer Naturkonstanten; denn nur dann wird die Diskontinuität $\lambda_n \varrho_n = \beta_{\pm}^{(\pm)}$ möglich.

Da es für k und l bei der diskutierten Hermetrieform nur die Möglichkeiten 5 oder 6 gibt, können auch nur zwei Proportionalitätsfaktoren der Kondensorproportionalitäten als Folge der hermiteschen Symmetrie geben. Wenn es gelingt, diese beiden Faktoren in $\left[{}^{i}_{5}5\right] = a \left[{}^{i}_{5}6\right]$ und $\left[{}^{i}_{6}6\right] = b \left[{}^{i}_{5}6\right]$ zu bestimmen (nach 118 a handelt es sich dabei um Eigenwertverhältnisse), dann ist die Hermetrieform transfiniter Selbstkondensationen so weit bestimmt, daß eine physikalische Interpretation möglich wird. Zu diesem Zweck wird zur Kürzung als weitere metronische Zustandsfunktion eingeführt und dies bedeutet $\underline{\varphi}^{i} = \left[{}^{i}_{5,5}\right]$; $n = 1/a \; \underline{\varphi}^{i}$ und $\left[{}^{i}_{6}6\right]$; $n = b \left[{}^{i}_{5}6\right]$; $n = b/a \; \underline{\varphi}^{i}$. Wird weiter zur Kürzung $\lambda_1 = \lambda_6$ (5,5) und $\lambda_2 = \lambda_5$ (6,6) sowie ein aus a und b aufgebauter Faktor α verwendet, dann folgt $a \lambda_1 \underline{\varphi}^{i} = (\underline{\delta}_5 - a \underline{\delta}_6)$; $\underline{\varphi}^{i} - \alpha/a \; \underline{\varphi}^{i} \underline{\varphi}^{6}$ und $b \lambda_2 \underline{\varphi}^{i} = (\underline{\delta}_6 - b \underline{\delta}_5)$; $\underline{\varphi}^{i} - \alpha/a \; \underline{\varphi}^{i} \underline{\varphi}^{5}$. Addition der vier Gleichungen für i = 5 und i = 6, mit $\underline{\lambda} = a \lambda_1 + b \lambda_2$, sowie $\underline{\varphi} = \underline{\varphi}^{5} + \underline{\varphi}^{6}$ ergibt).

$\underline{\lambda}\ \varphi = (\underline{\varepsilon}_5 - a\ \underline{\varepsilon}_6 + \underline{\varepsilon}_6 - b\ \underline{\varepsilon}_5)$; $\varphi - \alpha/a\ (\varphi^{\underline{5}}\ \varphi^{\underline{5}} + 2\ \varphi^{\underline{5}}\ \varphi^{\underline{6}} + \varphi^{\underline{6}}\ \varphi^{\underline{6}}) = - ((b-1)\ \underline{\varepsilon}_5 + (a-1)\ \underline{\varepsilon}_6)$; $\varphi - \alpha/a\ \varphi^2$. Wird $\lim_{\tau \to o} \varphi = \Psi$ und $\lim_{\tau \to o} \underline{\varepsilon}_i = \partial/\partial x^{\underline{i}}$ eingeführt, dann wird das Metrondifferential zur partiellen Differentialgleichung $- \underline{\lambda}\ \Psi = (b-1)\ \frac{\partial \Psi}{\partial x^{\underline{5}}} + (a-1)\ \frac{\partial \Psi}{\partial x^{\underline{6}}} + \alpha/a\ \Psi^2 = \frac{\partial \Psi}{\partial x} + \frac{\partial \Psi}{\partial y} + \alpha/a\ \Psi^2$. Mit ξ und $\psi' = \alpha/a\ \Psi$ wird dann $\frac{d\ \psi'}{d\ \xi} + \psi'^2 = - \underline{\lambda}\ \psi'$.

Mit $\underline{\lambda} = - \lambda$ geht aber diese Differentialgleichung in die Form $\frac{d\ \psi}{d\ \xi} + \psi^2 = \lambda\ \psi$ über , was auch für die Lösung $\psi' = - \underline{\lambda}\ (1 + \underline{A} \cdot e^{-i\underline{\lambda}\ \varrho})^{-1}$ mit $\underline{A} = \underline{B} + i\ \underline{C}$ im dritten Bereich gilt. Auch hier ergibt sich aus der Lage der Maxima und der Konvergenz $\iint_E \psi' \cdot \psi'^{*}\ d\,x\ d\,y = 1$ als einzige Möglichkeit $\underline{C} = o$ und $\underline{B} = - 1$ nach 121 , also $\Psi = - \underline{\lambda} \cdot (1 - e^{-i\underline{\lambda}\varrho})^{-1}$. Setzt man in ψ für $\lambda = - \underline{\lambda}$, dann folgt unmittelbar $\psi' = \psi$, wobei $\underline{\lambda} = - \lambda$ die ursprüngliche Symmetriebeziehung ist. Da die reellen Extrema von ψ durch die Eigenwerte $\lambda_n \cdot \varrho_n = \pm n\ \pi$, also $\cos \lambda\ \varrho = \pm 1$ gekennzeichnet werden und $\lambda = \lambda_5\ (5,6) + \lambda_6\ (6,5)$ ist, folgt $\pm 1 = \cos \lambda\ \varrho = \cos \lambda_5\ (5,6)\varrho \cdot \cos \lambda_6\ (6,5) \cdot \varrho - \sin \lambda_5\ (5,6)\ \varrho \cdot \sin \lambda_6\ (6,5)\ \varrho$ und $o = \sin \lambda\ \varrho = \sin \lambda_5\ (5,6)\ \varrho \cdot \cos \lambda_6\ (6,5)\varrho + \sin \lambda_6\ (6,5)\ \varrho \cos \lambda_5\ (5,6)\ \varrho$. Diese Bedingungen können nur durch $\cos \lambda_5\ (5,6)\ \varrho = \cos \lambda_6\ (6,5)\ \varrho = 1$ und $\sin \lambda_5\ (5,6)\varrho = \sin \lambda_6\ (6,5) \cdot \varrho = o$ oder $\cos \lambda_5\ (5,6)\ \varrho = \cos \lambda_6\ (6,5)\varrho = o$ und $\sin \lambda_5 \varrho = \sin \lambda_6\ (6,5)\ \varrho = o$ erfüllt werden. Da $\lambda_n \varrho_n = \pm n\ \pi$ ist und keine zusätzlichen Auswahlregeln der Quantenzahlen gegeben sind, kommt nur die Erste der beiden Möglichkeiten in Betracht, was zu $\lambda_5\ (5,6)\ \varrho_n = n_1\ \pi$ und $\lambda_6\ (6,5) \cdot \varrho_n = n_2\ \pi$ führt, wobei die Summe der beiden Quantenzahlen

$n_1 + n_2 = n$ ist. Da für $\underline{\lambda} = - \lambda$ der gleiche Formalismus gilt, und ferner die Kosinusfunktion gerade und $\underline{\lambda} = a\ \lambda_6\ (5,5) + b\ \lambda_5\ (6,6)$ ist, müssen auch die Eigenwertspektren $a\ \lambda_6\ (5,5)\ \varphi_n = - \pi\ n_1$ und $b\ \lambda_5\ (6,6)\ \varphi_n = - \pi\ n_2$ gelten, wodurch die beiden Symmetriebeziehungen erfüllt werden. Zur Bestimmung der Faktoren a und b werden die Proportionalitäten der Fundamentalkondensoren verwendet. Es werden aus $[^{i}_{5,5}] = a\ [^{i}_{5,6}]$ und $[^{i}_{6,6}] = b\ [^{i}_{5,6}]$ die Beziehungen $\gamma^{\underline{is}}$; () $(2\ \underline{\varepsilon}_5\ \gamma_{s,5} - \underline{\varepsilon}_s\ \gamma_{5,5}) = a\ \gamma^{\underline{is}}$; () $(\underline{\varepsilon}_5\ \gamma_{s,6} + \underline{\varepsilon}_6\ \gamma_{s,5} - \underline{\varepsilon}_5\ \gamma_{5,6})$ und $\gamma^{\underline{is}}$; () $(2\ \underline{\varepsilon}_6\ \gamma_{s,6} - \underline{\varepsilon}_s\ \gamma_{6,6}) = b\ \gamma^{\underline{is}}$; () $(\underline{\varepsilon}_5\ \gamma_{s,6} + \underline{\varepsilon}_6\ \gamma_{s,5} - \underline{\varepsilon}_s\ \gamma_{5,6})$ wegen ${}^{2}\gamma = {}^{2}\gamma^{x}$ oder $2\ \underline{\varepsilon}_5\ \gamma_{s,5} - \underline{\varepsilon}_s\ \gamma_{5,5} - a\ (\underline{\varepsilon}_5\ \gamma_{s,6} + \underline{\varepsilon}_6\ \gamma_{s,5} - \underline{\varepsilon}_s\ \gamma_{5,6}) = o$ beziehungsweise $2\ \underline{\varepsilon}_6\ \gamma_{s,6} - \underline{\varepsilon}_s\ \gamma_{6,6} - b\ (\underline{\varepsilon}_5\ \gamma_{s,6} + \underline{\varepsilon}_6\ \gamma_{s,5} - \underline{\varepsilon}_s\ \gamma_{5,6}) = o$, weil im allgemeinen $\gamma^{\underline{is}} \neq o$ bleibt. Für $s = 5$ und $s = 6$ folgt aus der ersten Beziehung $\underline{\varepsilon}_5\ \gamma_{5,5} = a\ \underline{\varepsilon}_6\ \gamma_{5,5}$ und $2\ \underline{\varepsilon}_5\ \gamma_{5,6} - \underline{\varepsilon}_6\ \gamma_{5,5} = a\ \underline{\varepsilon}_5\ \gamma_{6,6}$, aber aus der zweiten Beziehung $2\ \underline{\varepsilon}_6\ \gamma_{5,6} - \underline{\varepsilon}_5\ \gamma_{6,6} = b\ \underline{\varepsilon}_6\ \gamma_{5,5}$ und $\underline{\varepsilon}_6\ \gamma_{6,6} = b\ \underline{\varepsilon}_5\ \gamma_{6,6}$ Werden die ersten und die zweiten beiden Beziehungen ineinander Substituiert, dann folgt $2\ \underline{\varepsilon}_5\ \gamma_{5,6} - 1/a\ \underline{\varepsilon}_5\ \gamma_{5,5} = a\ \underline{\varepsilon}_5\ \gamma_{6,6}$ und $2\ \underline{\varepsilon}_6\ \gamma_{5,6} - 1/b\ \underline{\varepsilon}_6\ \gamma_{6,6} = b\ \underline{\varepsilon}_6\ \gamma_{5,5}$ oder $\underline{\varepsilon}_5\ (a^2\ \gamma_{6,6} - 2\ a\ \gamma_{5,6} + \gamma_{5,5}) = o$ und $\underline{\varepsilon}_6\ (b^2\ \gamma_{5,5} - 2\ b\ \gamma_{5,6} + \gamma_{6,6}) = o$. Diese Beziehungen sind aber nur nach den Regeln der metronischen Integration möglich, wenn $(a^2\ \gamma_{6,6} - 2\ a\ \gamma_{5,6} + \gamma_{5,5})$; $n = \text{const}\ (n^{5}_{\underline{}})$ und $(b^2\ \gamma_{5,5} - 2\ b\ \gamma_{5,6} + \gamma_{6,6})$; $n = \text{const}\ (n^{6}_{\underline{}})$ ist. Addition beziehungsweise Substraktion dieser beiden Selektorgleichungen liefert $((a^2 \pm 1)\ \gamma_{6,6} \pm (b^2 \pm 1)\ \gamma_{5,5} - 2\ (a \pm b)\ \gamma_{5,6})$; $n = \text{const}\ (n^{5}_{\underline{}}) \pm \text{const}\ (n^{6}_{\underline{}})$. Die hierin auftretenden Komponenten des Fundamentalselektors sind bei transfiniter Hermetrie Funktionen von $Z^{5}_{\underline{}}$ und $Z^{6}_{\underline{}}$, die aber nicht von a und

b abhängen können, weil diese Konstanten nur die Symmetriebeziehungen kennzeichnen. Demnach kann die Gleichung nur durch const (n^{6}_{-}) $\pm$ const (n^{6}_{-}) = o , also $(a^2 \pm 1)\ \gamma_{6,6} + (1 \pm b^2)\ \gamma_{5,5} - 2\,(a \pm b)\ \gamma_{5,6} = o$ erfüllt werden. Da die Komponenten des Fundamentalselektors von null verschieden sind, ist dies nur mit $a^2 \pm 1 = b^2 \pm 1 = a \pm b = o$ möglich und dies wiederum gestattet nur $a^2 = \mp 1$, beziehungsweise $b^2 = \mp 1$. Da $-\varrho^2 = x^2 + y^2 = -(\varepsilon^2\,(b-1)^{-2} + \eta^2\,(a-1)^{-2})$ gilt und ϱ definitionsgemäß reell sein muß, entfällt von vornherein $a^2 = b^2 = -1$, so daß nur noch $a = b = \pm 1$ übrig bleibt. Da $a = b = +1$ die Divergenz $\varrho \to \infty$ bedeuten würde, kommt nur noch $a = b = -1$ inbetracht, was $\varrho = 1/2\ \sqrt{\varepsilon^2 + \eta^2}$, sowie $\lambda_5\ (5,6)\ \varrho_n = \lambda_6\ (5,5)\ \varrho_n = \pi\ n_1$ und $\lambda_6\ (6,5)\ \varrho_n = \lambda_5\ (6,6)\ \varrho_n = \pi\ n_2$ für die Eigenwertspektren zur Folge hat. Damit ist aber die transfinite Hermetrie durch zwei Quantenzahlen $o \leqq n_{1,2} < \infty$ vollständig bestimmt, so daß mit der äonisch - entelechalen Elementarlänge ε zwei transfinite Zustandsgrößen $H_{(1,2)n} = \pi\ n_{1,2}\ \varepsilon$ eingefürt werden können, von denen die Kondensationsstufen bei transfiniter Hermetrie in den semantischen Architektureinheiten $s_{(3,4)}$ jenseits des R_4 vollständig beschrieben werden, Da bei einfacher Hermetrie in $s_{(3)}$ oder $s_{(4)}$ nur kontinuierliche Streckenspektren existieren, also keine diskreten Kondensationsstufen, aber diese Kondensationsstufen erscheinen, wenn $s_{(3)}$ und $s_{(4)}$ hermetrisch werden, muß angenommen werden daß diese Stufen durch eine Selbstkondensation bei transfiniter Hermetrie entstehen. Andererseits hat aber die einfache Hermetrie nur in $s_{(4)}$ einen semantischen Sinn als latente Seinspotenz, so daß daraus folgt, daß diese latente Seinspotenz eine Hermetrie in $s_{(3)}$ induziert , was unmittelbar zur Selbstkondensation bei transfiniter Hermetrie führt. Zur Interpretation dieser jenseits von Raum und Zeit liegenden Terme der transfiniten Selbstkondensation erscheint es zweckmäßig den 3. Approximationsbereich nach 120 a zu wählen, so daß die folgende Analyse infinitesimal im mikromaren Bereich erfolgt.

Es bleibt übrig , die Auswirkungen des Strukturfeldes bei transfiniter Hermetrie unter bestimmten metrischen Bedingungen auf den antihermetrischen Bereich R_4 zu untersuchen. Die transfinite Herme-

trie wird bei infinitesimaler Approximation beschrieben durch $\frac{d\varphi}{d\xi} +$ $+ \varphi^2 = \lambda \varphi$, weil $\varphi = \left\{ {5 \atop 5\,6} \right\} + \left\{ {6 \atop 5\,6} \right\} = \varphi^{\times}$, also $\varphi \ \varphi^{\times} = \varphi^2$ ist. Hierin gilt für die totale Differentialoperation wegen $x^{\underline{5}} \ (b-1)^{-1} = x$, sowie $x^{\underline{6}} \ (a-1)^{-1} = y$ und $a = b = -1$ die Beziehung $d/d\xi = \partial/\partial x + \partial/\partial y =$ $= -2 (\partial/\partial x^{\underline{5}} + \partial/\partial x^{\underline{6}})$. Ferner gilt $\left\{ {5 \atop 5\,6} \right\} = g^{\underline{5s}} \left\{ s56 \right\}$ und $\left\{ {6 \atop 5\,6} \right\} = g^{\underline{6s}} \left\{ s56 \right\}$ mit $s = (5,6)$. Wird zur vorläufigen Kürzung die Chiffre $g_{pq} \equiv p, q$, sowie $g^{\underline{pq}} \equiv \underline{p\,q}$ und $\partial/\partial x^{\underline{p}} = (p)$ eingeführt, dann folgt unmittelbar $\varphi =$ $= 1/2 \ (\underline{5,5} \ (6) \ 5,5 + \underline{66} \ (5) \ 66 + \underline{56} \ ((6) \ 55 + (5) \ 66))$ und $d\varphi/d\xi = - [\underline{66} \ ((55) + (56)) \ 66 + \underline{55} \ ((56) + (66)) \ 55 +$ $+ \underline{56} \ ((56) \ (56 + 66) + (55) \ 66 + (66) \ 55) + (5) \ \underline{66} \ (5) \ 66 +$ $+ (5) \ \underline{55} \ (6) \ 55 + (5) \ \underline{56} \ ((5) \ 66 + (6) \ 55) + (6) \ \underline{66} \ (5) \ 66 +$ $+ (6) \ \underline{55} \ (6) \ 55 + (6) \ \underline{56} \ ((5) \ 66 + (6) \ 55)]$. Grundsätzlich gilt $\overline{\overline{div}}_6 \ ^2\overline{\overline{g}} = \overline{\overline{o}}$, also $\sum_{k=1}^{6} \frac{\partial g_{ik}}{\partial x^{\underline{k}}} = o$, was demnach immer $(k) \ ik = (k) \ ki = o$ bedingt. Dies bedeutet aber, da $(ik) = (ki)$ kommutiert, $d\varphi/d\xi = - [\underline{66} \ (55) \ 66 + \underline{55} \ (66) \ 55 + \underline{56} \ ((55) \ 66 +$ $+ (66) \ 55) + (5) \ \underline{66} \ (5) \ 66 + (6) \ \underline{55} \ (6) \ 55]$ und $\varphi =$ $= 1/2 \ (\underline{55} \ (6) \ 55 + \underline{66} \ (5) \ 66 + \underline{56} \ ((6) \ 55 + (5) \ 66))$. Wird zur Kürzung $g_{5,5} \ ! \ \eta$, $g_{5,6} = w$ sowie $g_{6,6} = p$ eingeführt und $g_{i,k} \ g^{\underline{i,k}} = 1$ berücksichtigt, dann folgt $- d\varphi/d\xi =$ $= \partial^2/\partial x^2 \ \ln p + \partial^2/\partial y^2 \ \ln \eta + 1/w \ (\partial^2 p/\partial x^2 +$ $+ \partial^2 \eta/\partial y^2)$ mit $x = x^{\underline{5}}$ und $y = x^{\underline{6}}$. Ferner wird $\varphi =$ $= 1/2 \ (\partial/\partial x \ \ln p + \partial/\partial y \ \ln \eta + 1/w \ (\partial p/\partial x + \partial \eta/\partial y))$. Immer besteht die Möglichkeit $^2\overline{\overline{g}}$ mit einer Unitärmatrix $\hat{S} \ \hat{S}^{\times} = \hat{E}$ auf ein Diagonalschema $g_{ik} \sim \delta_{ik}$ zu transformieren, so daß $g^{\underline{5,6}} = 1/w = o$ wird und dies bedeutet $- d\varphi/d\xi = \partial^2/\partial x^2 \ \ln p +$ $+ \partial^2/\partial y^2 \ \ln \eta$ beziehungsweise $\varphi = 1/2 \ (\partial/\partial x \ \ln p +$ $+ \partial/\partial y \ \ln \eta)$. Damit wird aber die Gleichung des infinitesimalen Strukturfeldes $d\varphi/d\xi + \varphi \ \varphi^{\times} = \lambda \varphi$ wegen der kovarianten Hermitezität $\varphi \ \varphi^{\times} = \varphi^2$ also $d\varphi/d\xi + \varphi^2 = \lambda \varphi$ zu $\partial^2 P/\partial x^2 + \partial^2 Q/\partial y^2 - 1/4 \ (\partial P/\partial x + \partial Q/\partial y)^2 =$ $= - \lambda/2 \ (\partial P/\partial x + \partial Q/\partial y)$, wenn die Kürzung $P = \ln p$

und Q = l n η verwendet werden. Wegen (5) 55 = (6) 66 = o wird $\partial P/\partial y = \partial Q/\partial x = o$, so daß wegen der Vertauschbarkeit der partiellen Ableitungen die Strukturfeldgleichung in den folgenden Weisen ergänzt werden kann, also $o = \partial^2 P/\partial x^2 +$ $+ \partial^2 P/\partial y^2 + \partial^2 P/\partial x \partial y + \partial^2 Q/\partial x\, y + \partial^2 Q/\partial x^2 +$ $+ \partial^2 Q/\partial y^2 - 1/4 (\partial P/\partial x + \partial P/\partial y + \partial Q/\partial x +$ $+ \partial Q/\partial y)^2 + \lambda/2 (\partial P/\partial x + \partial P/\partial y + \partial Q/\partial x +$ $+ \partial Q/\partial y) = (\partial/\partial x + \partial/\partial y)^2 ; (P + Q) - 1/4 [(\partial/\partial x +$ $+ \partial/\partial y) ; (P + Q)]^2 + \lambda/2 (\partial/\partial x + \partial/\partial y) ; (P + Q)$.

Hierin ist aber grundsätzlich $\partial/\partial x + \partial/\partial y = d/d\xi$ und die beiden Feldfunktionen P und Q erscheinen stets in der Summe $P + Q = \psi$, so daß für das Strukturfeld eine totale Differentialgleichung zweiter Ordnung mit quadratischem Glied, nämlich

$$\frac{d^2\psi}{d\xi^2} - 1/4 \left(d\psi/d\xi\right)^2 + \lambda/2 \frac{d\psi}{d\xi} = o$$ entsteht.

Mit der Substitution $\varphi = d\psi/d\xi$ wird $d\varphi/d\xi = 1/4\ \varphi^2 -$ $- \lambda/2\ \varphi = 1/4 (\varphi^2 - 2\lambda\varphi + \lambda^2 - \lambda^2) =$ $= - \lambda^2/4 (1 - 1/\lambda^2 (\varphi - \lambda)^2)$ oder wenn $y = 1/\lambda (\varphi - \lambda)$ verwendet wird und y = T G w zur Substitution kommt, dann folgt $dw/d\xi = - \lambda/4$. Die Lösung dieses Ausdruckes ergibt sich zu $\varphi = 2\lambda f (1 + f)^{-1}$ mit $f = A e^{-\lambda/2 \xi}$, wenn A die Integrationskonstante ist. Da $\varphi = d\psi/d\xi$, also $d\psi/d\xi =$ $= 2\lambda f (1 + f)^{-1}$ gilt, besteht die Möglichkeit auch ψ durch eine Integration zu erhalten. Da $d \ln f = d (\ln A - \lambda/2 \xi) =$ $= d (- \lambda/2 \xi)$ ist, wird $\psi = 2\lambda \int f (1 + f)^{-1} d\xi =$ $= - 4 \int f (1 + f)^{-1} d \ln f = - 4 \int d \ln (1 + f) = -$ $= - 4 \ln (1 + f) + \text{const} = \ln B (1 + f)$, wenn B ebenfalls eine Integrationskonstante ist. Andererseits gilt $\psi = P + Q =$ $= \ln p + \ln \eta = \ln g_{5,5}\, g_{6,6}$, also für das invariante Produkt der hermetrischen transfiniten Strukturen $g_{5,5}\, g_{6,6} =$

$= B\ (1 + A\, e^{-\lambda/2\,\xi})^{-4}$, wobei ξ das imaginäre äonische entelechale Argument ist. Die auf diese Weise beschriebene transfinite hermetrische Struktur kann auch anders interpretiert werden. Man kann annehmen, daß diese Struktur, die durch $\psi = \ln g_{5,5}\ g_{6,6}$ beschrieben wird, als Feldfunktion über dem antihermetrischen Argumentbereich R_4 gegeben ist und ein Feld in einem euklidischen beziehungsweise pseudoeuklidischen Raum beschreibt. In diesem Falle wäre $\psi(\xi) = \psi(x_5, x_6)$ von den transfiniten Koordinaten abhängig und wegen dieser Interpretation wäre $g_{ik} \to \delta_{ik}$ zu setzen, so daß sich die Metrik $ds^2 = \sum_{k=1}^{6} dx_k^2 = dr^2 + d\xi^2$ pseudoeuklidisch ergibt, wenn $dr^2 = \sum_{k=1}^{4} dx_k^2$ die Metrik des pseudoeuklidisch approximierten R_4 ist, Im allgemeinen ist ψ transfinit und definiert demnach Zustände jenseits des R_4, doch greifen diese latenten transfiniten Prozesse unmittelbar in die Somawelt ein, wenn ψ Vorgänge beschreibt, die metrisch so beschaffen sind, daß ξ unmittelbar durch r gegeben ist. Dies ist eindeutig der Fall, wenn die Weltlinie von ψ eine geodätische Nullinie ist; denn dann wird $ds^2 = o$, also $d\xi = i\,dr$ und damit wird die transfinite Beziehung $d^2\psi/d\xi^2 - 1/4\,(d\psi/d\xi)^2 + \lambda/2\ d\psi/d\xi = o$, wegen $\psi(\xi) = \psi(x_k)_1^4$ zur Raumzeitgleichung : $d^2\psi/dr^2 - 1/4\,(d\psi/dr)^2 + i/2\ \lambda\ d\psi/dr = o$. Die euklidische Approximation des R_4 ist zweideutig ; denn es besteht die Möglichkeit $R_4 \to R_{\pm 4}$, wobei zu entscheiden ist, welche dieser Projektionsmöglichkeiten für den transfiniten Nullinienprozeß ψ möglich ist; denn danach richtet sich die physikalische Interpretation von ψ. Da sich die $R_{\pm 4}$ nur in $x_4 \sim t$ unterscheiden, wird die Zweideutigkeit durch $x_4 = C\ t$ umgangen, wobei $C = i\ c$ den R_{-4}, aber $C = \omega$ den R_{+4} kennzeichnet.

In der totalen Raumzeitgleichung 2, Ordnung für ψ kennzeichnet das quadratische Glied die Wechselbeziehungen zwischen gleichen transfiniten Nullinienprozessen in der Somawelt, so daß es für eine Interpretation von ψ genügt diesen quadratischen Term $(d\psi/dr)^2 \to o$ zu vernachlässigen. In der entstehenden linearen Approximation ist

$$d^2/dr^2 = \bar{r}_o\ d/dr\ \bar{r}_o\ d/dr = \bar{r}_o\ d/dr\ \mathrm{grad}_4 =$$

$$= \bar{r}_o \left(\sum_{k=1}^{4} dx_k/dr\ \partial/\partial x_k \right) ; \quad \mathrm{grad}_4 = \bar{r} \sum_{k=1}^{4} 1/x_k\ \partial/\partial x_k \mathrm{grad}_4 .$$

$= \bar{r} \sum_{k=1}^{4} \bar{e}_k / x_k \; \partial^2 / \partial x_k^2 = \sum_{k=1}^{4} \partial^2 / \partial x_k^2$, wenn die Einheitswektoren der Koordinaten ein normiertes Orthogonalsystem $\bar{e}_i \cdot \bar{e}_k = \delta_{ik}$ bilden. Andererseits ist $\lambda \; d\psi/dr = \bar{\lambda} \; \mathrm{grad}_4 \psi =$

$= \sum_{k=1}^{4} \lambda_k \; \partial\psi/\partial x_k$, das heißt, in analytischer Fassung wird die

Linearapproximation zu $\sum_{k=1}^{4} \partial^2\psi/\partial x_k^2 = - \; i/2 \sum_{k=1}^{4} \lambda_k \frac{\partial \psi}{\partial x_k}$

Wegen des linearen Charakters besteht immer die Möglichkeit, die Zeitabhängigkeit gemäß $\psi (x_k)_1^4 = \sim (t) \; w \; (x_k)_1^3$ zu separieren.

Für diese Separation folgt, wenn $x_4 = C \; t$ gesetzt wird,

$1/w \; (\sum_{k=1}^{3} \partial^2 w/\partial x_k^2 + i/2 \sum_{k=1}^{3} \lambda_k \; \partial w/\partial x_k) =$

$= - \; 1/\sim \; (\ddot{\sim}/C^2 + i \; \lambda_4/2C \; \dot{\sim})$. Wird hierin zur Kürzung $\lambda_4 = \lambda$ verwendet, dann folgt, weil $1/w \; (\sum_{k=1}^{3} \frac{\partial^2 w}{\partial x_k^2} +$

$+ \; i/2 \sum_{k=1}^{3} \lambda_k \; \partial w/\partial x_k) = a = \mathrm{const}\,(t)$ ist , $\ddot{\sim} +$

$+ \; i/2 \; \lambda \; C \; \dot{\sim} + a \; C^2 \sim = o$ für die Zeitabhängigkeit, wobei a die Bedeutung einer Separationskonstanten hat. Ist $H\,(t)$ eine Hilfsfunktion, dann wird die Lösung des Zeitgesetzes mit dem Ansatz $\sim \sim e^H$ möglich. Es wird $o = \ddot{H} + \dot{H}^2 + i/2 \; \lambda \; C \; \dot{H} +$

$+ \; a \; C^2 = \ddot{H} + (\dot{H} + i/4 \; \lambda \; C)^2 + C^2 \; (\lambda^2/16 + a)$. Setzt man $\mathcal{R} = i \; C \sqrt{\lambda^2/16 + a}$ und $y = \dot{H} + i/4 \; \lambda \; C$, dann wird $\dot{y} = \mathcal{R}^2 - y^2 = \mathcal{R}^2 \; (1 - y^2/\mathcal{R}^2)$ oder mit $W = y/\mathcal{R}$ auch $\dot{W} = \mathcal{R} \; (1 - W^2)$. Mit der Substitution $W = T \; G \; \phi$ ergibt sich $\dot{\phi} = \mathcal{R}$, also $1+W/1-W = A \; e^{2 \mathcal{R} t} = F$. Dies bedeutet aber $y = \mathcal{R} \; F-1/F+1$. Hieraus folgt wiederum $\dot{H} = \mathcal{R} \; F-1/F+1 - i/4 \; \lambda \; C$. Dieser Ausdruck ist aber (A ist in F die Integrationskonstante) wiederum ~~interpretierbar~~ interpretierbar. Es gilt $H =$

$= \mathcal{R} \int F-1/F+1 \; dt - i/4 \; \lambda \; C \; t$. Da $d \ln F = 2 \mathcal{R} \; dt$ ist, gilt $\mathcal{R} \int F-1/F+1 \; dt = 1/2 \int F-1/F+1 \; dF/F =$

$= 1/2 \int dF/F+1 - 1/2 \int dF/F^2+F = 1/2 \ln (1 + F) -$

$- \; 1/2 \int \frac{dF}{(F+1/2)^2 - 1/4}$. Hierin ist aber wiederum

$- \; 1/2 \int \frac{dF}{(F + 1/2)^2 - 1/4} = \int \frac{d\,(2F+1)}{1 - (2F+1)^2} = 1/2 \ln (-1/F\,(1+F))$.

Einsetzen liefert $\varkappa \int \frac{F-1}{F+1}\, dt = 1/2 \ln (-1/F\,(1+F)^2) +$ + const. Demnach ergibt sich $H = 1/2 \ln (-1/F\,(1+F)^2) +$ $+ \ln e^{-i/4\,\lambda C t}$ + const $= \ln B (1+F)\, 1/\sqrt{F}\, e^{-i\,\lambda/4\,C\,t}$, wenn $B = 1/i$ const eine weitere Integrationskonstante ist. Wegen $\mathfrak{H} \sim e^{H}$ ergibt sich dann für das Zeitgesetz $\mathfrak{H} \sim \frac{B}{\sqrt{F}}\,(1+F) \cdot e^{-i/4\,\lambda C\,t}$ mit $F = A\, e^{2\lambda t}$ und $\varkappa = i\,C \sqrt{\frac{\lambda^2}{16} + a}$.

Wegen $1/w \left(\sum_{k=1}^{3} \frac{\partial^2 w}{\partial x_k^2} + i/2 \sum_{k=1}^{3} \lambda_k \frac{\partial w}{\partial x_k} \right) =$ $= - 1/\mathfrak{H} \left(\ddot{\mathfrak{H}}/C^2 + i\,\lambda/2C\, \dot{\mathfrak{H}} \right) = a = \text{const}\ (t)$ muß auch $a = \text{const}\ (x_k)_1^3$ sein, weil $\mathfrak{H}$ von den Koordinaten des R_3 unabhängig ist. Liegen im R_3 kugelsymmetrische Verhältnisse vor, dann kann $dR^2 = \sum_{k=1}^{3} dx_k^2 \geq o$ gesetzt werden und dies führt zu $\frac{d^2 w}{dR^2} + i/2\, \underline{\lambda}\, \frac{dw}{dR} - a\, w = o$, wenn im $\sum_{k=1}^{3} \lambda_k \frac{\partial w}{\partial x_k} = \bar{\lambda}\, \text{grad}\, w = \lambda_R \frac{dw}{dR}$ zur Kürzung $\lambda_R = \underline{\lambda}$ gesetzt wird. Mit dem Lösungsansatz $w \sim e^{\varkappa}$ nimmt die Differentialgleichung die Form an $o = \frac{d^2\varkappa}{dR^2} + \left(\frac{d\varkappa}{dR}\right)^2 +$ $+ i/2\, \underline{\lambda}\, \frac{d\varkappa}{dR} - a = \frac{d^2\varkappa}{dR^2} + \left(\frac{d\varkappa}{dR} + i/4\, \underline{\lambda} \right)^2 +$ $+ \underline{\lambda}^2/16 - a$. Hierin wird $\beta^2 = a - 1/16\, \underline{\lambda}^2$ und $y = 1/\beta \left(\frac{d\varkappa}{dR} + i/4\, \underline{\lambda}\right)$ eingeführt, was zu $\frac{dy}{dR} = \beta\,(1-y^2)$ führt. Ist in $f = \underline{A}\, e^{2\beta R}$ die Integrationskonstante, dann ergibt sich für die erste Integration $\frac{d\varkappa}{dR} + i/4\, \underline{\lambda} = \beta \frac{f-1}{f+1}$ und dies macht eine weitere Integration möglich. Man erhält $\varkappa + i/4\, \underline{\lambda}\, R - \text{const} = \beta \int \frac{f-1}{f+1}\, dR =$ $= 1/2 \int \frac{f-1}{f+1}\, d \ln f = 1/2 \ln (1+f) - 1/2 \int \frac{df}{f^2+f} =$ $= 1/2 \ln (1+f) + \int \frac{d(2f+1)}{1-(2f+1)^2} = 1/2 \ln (1+f) +$ $+ 1/2 \ln \left(-1/f\,(1+f)^2\right) = 1/2 \ln \left(-1/f\,(1+f)^2\right)$. Ein-

setzen in $\mathcal{K}$ und Potenzierung liefert dann $w \sim 1/\sqrt{f}$ $(1 \neq f)$. $e^{-i/4 \lambda R}$. Wegen $\psi = w \mathcal{S}$ beschreibt w die Verteilung des in dem R_4 projizierten transfiniten Prozeß im R_3 . Da aufgrund des Baues von $\mathcal{S}$, also des Zeitverlaufs immer $\lim_{t \to \infty} \mathcal{S} \neq 0$ bleibt, unabhängig davon, welche der Möglichkeiten $R_{\pm 4}$ realisiert ist, muß $\lim_{R \to \infty} w < \infty$ gefordert werden, wenn $\lim_{t, R \to \infty} \psi < \infty$ bleiben soll. ψ ist eine Zustandsfunktion und muß daher grundsätzlich konvergieren, weil für ψ ein abstrakter Funktionenraum existent sein muß , das heißt, die Konvergenz ist in der Form

$$\lim_{t,R \to \infty} \psi = \lim_{t \to \infty} \mathcal{S} \lim_{R \to \infty} w < \infty \text{ , also } \lim_{R \to \infty} w < \infty$$

und $\lim_{t \to \infty} \mathcal{S} < \infty$ zu fordern. w ist durch den Verlauf

$$w \sim (1 + \underline{A}\, e^{2 \beta R}) \exp (-1/4\, \underline{\lambda} R - \beta R)$$ eindeutig bestimmt weil der reelle Unterraum R_3 eindeutig festliegt (die Zweideutigkeit $R_{\pm 4}$ bezieht sich auf x_4) . Dieser eindeutige Verlauf von w genügt der Konvergenzbedingung aber nur dann, wenn $Re\ \beta = o$ und $Im\ \beta \geq o$ ist; denn nur dann wird w zu einer komplexen periodischen Funktion. Für $Re\ \beta > o$ und $Im\ \beta = o$ divergiert w dagegen monoton, was wegen der Konvergenzforderung auszuschließen ist. Die Konvergenzforderung für den Verlauf von w verdichtet sich demnach in $\beta^2 \leq o$, was wegen $\beta = \sqrt{a - 1/16\, \underline{\lambda}^2}$ als Bedingung für die Separationskonstante $16\, a \leq \underline{\lambda}^2$ liefert . Der Verlauf von $\mathcal{S}$ wird dagegen von C bestimmt, wofür es $R_{\pm 4}$ entsprechend die Möglichkeiten $C = i\, c$ und $C = \omega$ gibt. Nimmt man für den antihermetrischen R_4 den imaginären Wert $C = i\, c$ an, dann zeigt sich $\lim_{t \to \infty} \mathcal{S} \to \infty$, so daß der R_{-4} unmöglich die antihermetrische Somawelt sein kann und der transfinite Nulllinienprozeß ψ kann unmöglich im $R_4 \equiv R_{-4}$ als Wirkung mit einer geodätischen Nulllinie in der Somawelt als elektromagnetisches Strahlungsquant erscheinen. Im reellen Fall $C = \omega$ des R_{+4} dagegen, wird $\mathcal{S}$ zu einem komplexen Schwingungsgesetz, so daß hiermit die Konvergenz $\lim_{t \to \infty} \mathcal{S} < \infty$ erfüllt wird. Der antihermetrische Bereich kann also nur der R_{+4} sein. In dieser Somawelt laufen aber nur Gravitationswellen mit $\omega = 4/3\ c$ und dieser Befund gestattet eine physikalische Interpretation des Nulllinienprozesses ψ . Wenn

die Weltlinien der transfiniten Kondensationsstufen (also äonisch - entelechale Hermetrie) geodätische Nullinien sind, dann erscheinen diese Kondensationsstufen im antihermetrischen R_{+4} als Raumzeitlinien, die im reellen R_3 als quantisierte Gravitationswellen auftreten.

Die transfiniten Kondensationsstufen, deren Weltlinien keine geodätischen Nullinien sind, können offenbar nicht im R_4 erscheinen. Andererseits sind aber alle metrischen Kondensationsstufen der Weltgleichung entsprechend energetische Quantenstufen, so daß diese Kondensation als transfinite energetische Zustände aufzufassen sind, die in den transfiniten semantischen Architektureinheiten der Welt, also jenseits von Raum und Zeit latent liegen, ohne im R_4 manifest zu werden. Mit den analysierten Methoden ist offenbar eine physikalische Interpretation ebensowenig möglich, wie eine Entscheidung darüber, in wieweit diese transfiniten Kondensationen latente Ereignisse der äonischen Welt bestimmen. Im Gegensatz hierzu erscheinen diejenigen transfiniten Kondensationen , deren Weltlinien geodätische Nullinien sind im R_3 als Gravitationswellen. Die Abbildung dieser Kondensationsstufen auf dem R_3 erscheinen als System von Energietermen , weil $\bar{\lambda} \times \hat{[]}$ energetischer Natur ist. Diese energetischen Quanten einer Gravitationswelle im R_3 sollen als Gravitonen bezeichnet werden, Diese Interpretation geodätischer Nullinienprozesse transfiniter Kondensationen kann auch formal beschrieben werden, wenn (a) P (b) der Projektionsoperator ist, der gemäß P ; φ (a) $\rightarrow$ φ (b) einen Prozeß im Bereich a in einen anderen Bereich b projiziert. Der Projektor P_o soll dabei stets geodätische Nullinienprozesse projizieren . Mit diesem Projektor kann dann für die Interpretation transfiniter Nullinienprozesse

$$\mu = i \sqrt{\tau} \; (\;)_5 + (\;)_6 \;) \, , (\; z^{\underline{5}} \; , \; z^{\underline{6}} \;) \; P_o \; (\; R_4) \; ;$$

$$; \; \Psi_{kl} \; (\; z^{\underline{5}} \; , \; z^{\underline{6}} \;) \; ; \; n \rightarrow \Psi \; (\; (\; \bar{\tau} \, , \, \bar{\mu} \;) \; R_{+4} \;) \; \ldots\ldots\ldots$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \; 122$$

geschrieben werden. Die Identität der Projektion solcher transfiniter Selbstkondensationen , - deren Weltlinien geodätische Nullinien sind - mit Gravitonen im R_3 gilt jedoch nur für einen Nullinienprozeß . Es besteht zwar inbezug auf das Vorangegangene noch keine Möglichkeit allgemein die Selbstkondensationen jenseits von Raum und Zeit zu interpretieren, doch muß wegen 122 irgendeine Beziehung zur allgemeinen Gravitation im R_3 bestehen, wenn die betreffende

Selbstkondensation als geometrische Fortsetzung einer R_4 Struktur in den transfiniten Bereich aufgefaßt werden muß .

Die transfinite Hermetrie wird nur durch x_5 und x_6 bestimmt. Aus der Notwendigkeit $g_{ik}^{l\,i\,m} \rightarrow \pm \delta_{ik} \mid g_{ik}|_6 = -1$ bei der Konstruktion der äonischen Welt und aus der empirischen Stabilität atomarer und stellarer Systeme ergab sich unmittelbar $x_{56} = i\ (\varepsilon,\eta)$, doch hätte eine reelle Zählung der transfiniten Koordinaten ebenfalls zur Weltgleichung 115 geführt, weil der Deduktionsformalismus des Weltselektors von den algebraischen Eigenschaften der einzelnen α_k nicht abhängt. Da bei transfiniter Hermetrie nur α_5 und α_6 wirksam sind müßte sich die Entscheidung über den Zweig aus $\alpha_{5,6} = \sqrt{\pm\tau}$ auch aus 115 in der transfiniten Hermetrieform ergeben, wenn es sich bei 115 wirklich um ein universelles System handelt. In einer Weltgleichung muß die gesamte Empirie, also auch diejenige der Stabilität mikro- und makromarer Systeme enthalten sein. Es soll daher versucht werden, aus der transfiniten Hermetrie von 115 über den Zweig $\alpha_{5,6} = \sqrt{\pm\tau}$ zu entscheiden. Hierbei genügt es, die Analyse ebenfalls im 3. Approximationsbereich 120 a durchzuführen. Gilt tatsächlich der negative Zweig, dann unterscheiden sich die Architektureinheiten $s_{(2)}$, $s_{(3)}$ und $s_{(4)}$ nur in ihrer Quantität und ihrer Semantik, nicht aber in ihrer Qualität, während im Fall des positiven Zweiges sich $s_{(3)}$ und $s_{(4)}$ qualitativ nicht voneinander, wesentlich aber von $s_{(2)}$ unterscheiden. Die oben diskutierte transfinite Hermetrie in der Fassung $d\varphi/d\xi + \varphi \cdot \varphi^{\varkappa} = \lambda\ \varphi$ mit $\lambda = \lambda^{\varkappa}$ und $x_5 = (b-1)\xi \cos\phi$, sowie $x_6 = (a-1)\xi \sin\phi$,

also $\xi^2 = \dfrac{x^2_5}{(b-1)^2} + \dfrac{x^2_6}{(a-1)^2}$, von $\xi^2 < o$, oder $\xi^2 > o$ völlig unabhängig. Auf jeden Fall ist $a \neq 1$ und $b \neq 1$, so daß $(a-1)^2 > o$ und $(b-1)^2 > o$ wegen der Realität von a und b gilt. Das Verhalten von ξ hängt also allein ab vom Reellen oder Imaginären der transfiniten Koordinaten . Wenn also aufgrund der transfiniten Hermetrie über $\xi^2 > o$ oder $\xi^2 < o$ entschieden werden kann, dann ist damit auch das Verhalten von x_5 und x_6 entschieden. Setzt man zur Kürzung $x = \lambda\xi$ mit $\lambda = \lambda^{\varkappa}$ und berücksichtigt man , daß die Integrationskonstante $A = -1$ sein muß, dann gilt nach der transfiniten Hermetrie die Lösung

$\varphi = \lambda\ e^x\ (e^x - 1)^{-1}$ und hier muß das Konvergenzkriterium diskreter Quantenstufen $\oint_T \varphi\ \varphi^{\varkappa}\, d\,x_5\ d\,x_6 \sim \oint_T \dfrac{\varphi\ \varphi^{\varkappa} d\,x_5\ dx_6}{(a-1)\ (b-1)} < \infty$

sein. Mit $\mathcal{H}(b-1) = x_5$ und $Y(a-1) = x_6$ wird $\mathcal{H} = \xi \cos\phi$ und $Y = \xi \sin\phi$ mit $o \leq \phi \leq 2\pi$ in der transfiniten Ebene T. Nun ist

$$\frac{dx_5\, dx_6}{(a-1)(b-1)} = d\mathcal{H}\, dY = \frac{\partial(x_5 \cdot x_6)}{\partial(\xi, \phi)} \cdot d\xi\, d\phi = \xi\, d\xi\, d\phi.$$

Da aufgrund der Voraussetzung transfiniter Symmetrie $\varphi(\xi)$ nicht von ϕ abhängt, wird $\iint_T \varphi\, \varphi^{\times}\, d\mathcal{H}\, dY = \int_{\phi=o}^{2\pi} \varphi\, \varphi^{\times} \cdot \xi\, d\xi\, d\phi = 2\pi \int \varphi\, \varphi^{\times}\, \xi\, d\xi$. Wird nun der positive Zweig als $\xi = \xi^{\times}$ angenommen, dann muß wegen $\lambda = \lambda^{\times}$ auch $x = x^{\times}$ sein und dies bedeutet $\varphi\, \varphi^{\times}\, \xi\, d\xi = e^{2x}(s^x - 1)^{-2} \cdot x\, dx = \frac{y\, ln\, y\, dy}{(y-1)^2}$ mit $y = e^x$. Die Integration kann partiell ausgeführt werden. Mit $I(a-1)(b-1) = \iint_T \varphi\, \varphi^{\times}$. $dx_5\, dx_6$ wird $I/2\pi = \int_1^{\infty} \frac{y\, ln\, y\, dy}{(y-1)^2} = (ln\, y\, F)_1^{\infty} - \int_1^{\infty} F/y\, dy$. Hier ist $F = \int y(y-1)^{-2}\, dy =$

$= \int (w+1)\, dw/w^2 = ln(y-1) - (y-1)^{-1}$, also $(lny\, F)_1^{\infty} =$

$= ln\, y \left(ln(y-1) - (y-1)^{-1}\right)_1^{\infty} \to \infty$. Daraus folgt $I/2\pi +$

$+ \int_1^{\infty} F\, dy/y \to \infty$, so daß nur noch das links stehende Integral zu untersuchen ist. Dieses uneigentliche Integral spaltet gemäß

$\int_1^{\infty} F\, dy/y = \int_1^{\infty} ln(y-1)\, dy - \int_1^{\infty} (y^2 - y)^{-1}\, dy$, wo

$- \int_1^{\infty} (y^2 - y)^{-1}\, dy = 2 \int_1^{\infty} d\, A\, RTG\, (2y-1) =$

$= ln\, J/J-1 \Big|_1^{\infty} \to -\infty$ ebenfalls divergiert. Es gilt demnach

die Divergenz $I/2\pi + \int_1^{\infty} ln(y-1)\, dy/y \to \infty$ und hierin kann

für das uneigentliche Integral $\int_1^{\infty} ln(y-1)\, dy/y =$

$= \int_0^{\infty} ln(e^x - 1)\, dx$ mit $y = e^x$ gesetzt werden. Partielle Integration liefert $\int_0^{\infty} ln(e^x - 1)\, dx = x\, ln(e^x - 1)\Big|_0^{\infty} -$

$- \int_0^{\infty} x\, e^x (e^x - 1)^{-1}\, dx = ln\, y\, ln(y-1)\Big|_1^{\infty} -$

$- \int_1^{\infty} (y-1)^{-1}\, ln\, y\, dy$. Wird dies mit den übrigen divergierenden

Termen in I eingesetzt, dann folgt $I/2\pi + \ln y \cdot$

$\cdot \ln (y-1) \Big|_1^\infty - \int_1^\infty (y-1)^{-1} \ln y \, dy = \ln y \,(\ln(y-1) -$

$- (y-1)^{-1}) \Big|_1^\infty - 2 \operatorname{ARTG} (2y-1) \Big|_1^\infty = (\ln y + 1) \ln (y-1) \Big|_1^\infty -$

$- ((y-1)^{-1} + 1) \ln y \Big|_1^\infty = (\ln y + 1) \ln (y-1)^{-1} \Big|_1^\infty -$

$- (y-1)^{-1} \, y \ln y \Big|_1^\infty$ oder $I/2\pi = \ln (y-1) \Big|_1^\infty -$

$- (y-1)^{-1} \, y \ln y \Big|_1^\infty + \int_1^\infty (y-1)^{-1} \ln y \, dy$ und hierin

ist $(y-1)^{-1} \ln y = f(y)$ eine stetige Funktion, so daß

$1/y \Big|_1^\infty (y-1)^{-1} \ln y \, dy = 1/y \int_1^\infty f \, dy = \tilde{f} \Big|_1^\infty$ der

Mittelwert dieser Funktion ist. Man erhält also $I/2\pi = \ln (y-1) \Big|_1^\infty +$

$+ y (\tilde{f} - f) \Big|_1^\infty$, wo wegen des Mittelwertcharakters $(\tilde{f}-f) \Big|_1^\infty = A < \infty$

beschränkt und $A > o$ ist. Aus $I/2\pi = \ln (y-1) \Big|_1^\infty + A \Big|_1^\infty$

folgt unmittelbar, daß sich die einzelnen divergierenden Terme nicht kompensieren, also $I \to \infty$ selbst divergent ist, was aber im Widerspruch zur Hermitezität und Konvergenz der Weltgleichung steht, zumal die hierdurch bedingte Existenz diskreter Zustandsstufen auch im dritten Bereich $\tau \to o$ gelten muß. Der positive Zweig $\alpha_{5,6} = \sqrt{\tau}$, welcher $\bar{\xi} = \bar{\xi}^x$ und damit $\xi^2 > o$ bedingt, kann demnach wegen dieses Widerspruchs nicht realisiert sein. Nimmt man dagegen die zweite verbleibende Möglichkeit des negativen Zweiges $\alpha_{5,6} = i\sqrt{\tau}$ mit $\bar{\xi} = -\bar{\xi}^x$ und $\xi^2 < o$ an, dann folgt wegen

$\varphi = \lambda (1 - e^{-\lambda \xi})^{-1}$ für das Produkt $\varphi \, \varphi^x = \lambda^2 (2 - e^{\lambda \xi} - \xi$

$- e^{-\lambda \xi})^{-1}$, also $I = \iint_T \varphi \, \varphi^x \, d\mathcal{H} \, dY = 2\pi \int_o^\infty \varphi \, \varphi^x \xi \, d\xi$

in der transfiniten Ebene T . Unter Verwendung von $x = \lambda \xi$ und $y = e^x$ wird dann $I/2\pi = \lambda^2 \int_o^\infty (2 - e^{\lambda \xi} - e^{-\lambda \xi})^{-1} \xi \, d\xi =$

$= \int_o^\infty (2 - e^x - e^{-x})^{-1} \, x \, dx = \int_1^\infty (2 - y - y^{-1})^{-1} \ln y \cdot dy/y =$

$= - \int_1^\infty (y-1)^{-2} \ln y \, dy = - \int_o^\infty x \, e^x \, (e^x - 1)^{-2} \, dx =$

$= - \int_o^\infty x/2 \, \operatorname{SIN}^{-2} (x/2) \, d\, x/2 = - \int_o^\infty \eta \, \operatorname{SIN}^{-2} \eta \, d\eta$ mit $2\eta = x$.

Die Integration kann partiell durchgeführt werden. Es gilt $-\int \eta \ SIN^{-2} \ \eta \, d\eta = \eta \ CTG \ \eta - ln \ SIN \ \eta \leq \eta \, (CTG \ \eta + 1) -$ $- ln \, (e^{2\eta} - 1) + ln \, 2 = x \, e^x \, (e^x - 1)^{-1} + ln \ (e^x - 1)^{-1} +$ $+ ln \, 2$, also $I/2\pi = ln \, 2 \, (e^x - 1)^{-1} \ exp \, (x \, e^x \, (e^x - 1)^{-1}) \Big|_0^\infty < \infty$, weil sich hier die Divergenzen kompensieren. Mithin ist also für $\alpha_{5,6} = i \sqrt{\tau}$ die durch die Weltgleichung gegebene Konvergenzbedingung $I < \infty$ erfüllt, so daß tatsächlich im Fall imaginärer transfiniter Koordinaten ein abstrakter Funktionenraum im dritten Bereich, beziehungsweise metronisch im ersten oder zweiten Bereich ein metronischer Funktionenraum mit entsprechenden Zustandsselektoren existiert. $\xi^2 < o$ bedeutet aber, daß x_5 und x_6 imaginär sind, so daß diese ursprünglich empirische Aussage durch den Formalismus der transfiniten Hermetrie im 3. Bereich theoretisch begründet wurde und zwar als Folge von 115 unabhängig von der Empirie. Da die Entwicklung von 115 vom algebraischen Charakter der transfiniten Koordinaten unabhängig ist, sich dieser aber als Konsequenz aus der partiellen Lösung von 115 für die transfinite Hermetrieform im 3. Bereich ergibt, und andererseits die imaginäre Koordinatenzählung $x_{5,6} = i \ (\varepsilon, \eta)$ unmittelbar aus der Empirie stabiler R_3 - Strukturen mikro- und makromarer Art folgt, muß geschlossen werden, daß diese Stabilität aller R_3 - Projektionen der Weltstrukturen bereits von 115 impliziert wird. Schließlich erscheint dieser Sachverhalt im Bereich transfiniter Hermetrie, so daß geschlossen werden könnte, daß möglicherweise die nicht interpretierbaren latenten Terme transfiniter Selbstkondensationen diese Stabilität der Weltstrukturen verursachen, was eine überaus bemerkenswerte Eigenschaft dieser Terme wäre.

Nach dieser Untersuchung des Falles a transfiniter Hermetrie h_- (34) können nunmehr die beiden restlichen Hermetrieformen imaginärer Kondensationen h_- (23) als b und h_- (234) als c beschrieben werden. In beiden Fällen ist neben der Kondensation transfiniter Bestimmungsstücke noch eine solche der Zeit als $s_{(2)} = i \, c \, t$ gegeben. Aus diesem Grunde müssen die Hermetrieformen b und c als Zeitkondensationen bezeichnet werden. Zunächst werde die Zeitkondensation b (äonischer Antihermetrie) untersucht.

Aufgrund der theoretischen Verifikation $\alpha_{5,6} = i \sqrt{\tau}$ unterscheiden sich die Architektureinheiten $s_{(3)}$ und $s_{(4)}$ nur semantisch und quantitativ, nicht aber qualitativ voh $s_{(2)}$, das heißt

der Formalismus einer zeitlich- entelechalen Hermetrie, also ein Formalismus der Zeitkondensationen $h_-(23)$ als zweite imaginäre Hermetrieform ist demjenigen der transfiniten Hermetrie völlig analog. Wegen $\mu = i \sqrt{\tau}\,(()_4 + ()_5)$ bei $h_-(23)$ wird $\lim_{\tau \to 0} (\mu ; n)^2 = - c^2 t^2 - \varepsilon^2 = - r^2$ mit $r = \pm c \sqrt{t^2 + (\varepsilon/c)^2}$ $= \pm c \vartheta$ im dritten Approximationsbereich, also $\psi_{kl}(x_4, x_5) = (1 - e^{-i\lambda r})^{-1}$ nach 120 a, weil 121 für alle imaginären Condensationen gilt. In $\lambda r = \pm \lambda c \vartheta$ ist ϑ die durch die entelechale Koordinate ε zur Kondensation gebrachte Zeitzählung, so daß λc in $\varphi = \lambda \psi_{kl}$ eine Frequenzangabe $\gamma = \lambda c$ sein muß und zwar die Frequenz einer Struktur, die sich mit c ausbreitet, so daß φ einem komplexen Schwingungsvorgang beschreibt. In der Darstellung $r = \pm c \vartheta$ kommt die Sonderstellung der Zeitdimension als semantische Architektureinheit inbezug auf die transfiniten und die R_3 - Dimensionen zum Ausdruck. Wegen $i/2\ \lambda c \vartheta = i/2\ \gamma \vartheta$ existieren also nur stationäre Kondensationsstufen längs x_4, die also, bezogen auf den R_3, nicht als stationäre Stufen erscheinen können. Zur physikalischen Interpretation dieser längs x_4 erscheinenden Zeitkondensationen müssen die g_{ik} im Fall der zeitlich- entelechalen Hermetrie bestimmt werden. Auch dieser Formalismus ist ein Analogon zu demjenigen der transfiniten Hermetrie. Aus $\varphi = \left\{ {4 \atop 4,5} \right\} + \left\{ {5 \atop 4,5} \right\}$ folgt unter Verwendung derjenigen Koordinaten für die $g^{4,5} = 0$ wird, $\varphi = g^{4,4} \left\{ 4,4,5 \right\} + g^{5,5} \left\{ 5,4,5 \right\}$ und dies liefert mit $d\xi = 1/2\ d\varrho$ und $d\varrho = i\, d\, r$, in $d\varphi/d\xi + \varphi^2 = \lambda \varphi$ eingesetzt, $d^2\psi/d\varrho^2 - 1/4\ (d\psi/d\varrho)^2 = - \lambda/2\ d\psi/d\varrho$, wenn zur Kürzung $\psi = ln\, g_{4,4}\, g_{55}$ verwendet wird. Es gilt

$4\ d^2\psi/d\varrho^2 = (d\psi/d\varrho)^2 - 2\ \lambda\ d\psi/d\varrho =$

$= - \lambda^2\ (1 - (1/\lambda \cdot d\psi/d\varrho - 1)^2)$, also $4\ ARTG\ (1/\lambda \frac{d\psi}{d\varrho} - 1) =$

$= - \lambda \cdot \varrho$, folglich mit $f = A\, e^{-\lambda/2\varrho}$ schließlich $d\psi/d\varrho =$

$= 2\ \lambda\ f\ (1+f)^{-1}$. Da $d\, ln\, f = - \lambda/2\ d\varrho$ ist, wird $\psi =$

$= 2\ \lambda \int f\ (1+f)^{-1}\ d\varrho = - 4 \int f\ (1+f)^{-1}\ d\, ln\, f =$

$= - 4\ ln\ (1+f) + const = ln\, B\, (1+f)^{-4}$. Verglichen mit $\psi =$

$= ln\ g_{4,4}\ g_{5,5}$ folgt $B\ g^{4,4}\ g^{5,5} = (1+f)^4$, wobei B = const eine Integrationskonstante ist, wie A = const in f. Mit Hilfe dieser

Gleichung kann aber eine nur von der Hermetrischen Struktur $g_{4,4} \cdot g_{5,5}$ abhängige Funktion X definiert werden, nämlich $X(g_{4,4}, g_{5,5})$ in der Form $X = \sqrt[4]{B\, g^{4,4}\, g^{5,5}} - 1$, die also den Verlauf der entelechal bedingten Zeitkondensation beschreibt. Einsetzen von X in die Lösung liefert $X = f$, also mit $= i\, c\, \wr$ und $\lambda\, c = \gamma$ das komplexe Schwingungsgesetz $X \sim e^{-i/2\, \gamma \wr} =$ $= \cos 1/2\, \gamma \wr - i \sin 1/2\, \gamma \wr$, und dieses komplexe harmonische Schwingungsgesetz genügt der Differentialgleichung $\frac{d^2 X}{d \wr^2} + \frac{\lambda^2}{4} c^2 X = 0$. Diese homogene lineare Differentialgleichung 2. Ordnung wiederum entsteht eindeutig, wenn im R_{-4} die lineare Beziehung $div_4\ grad_4\ P = \lambda^2/4\ P$ für die Skalarfunktion $P(x_k)_1^4 = X\ w\ (x_k)_1^3$ angesetzt wird; denn aufgrund der homogenen Linearität wird diese Separation möglich, was zu den beiden Beziehungen div grad $w = \lambda^2/4\ w$ und $\frac{d^2 X}{d \wr^2} + \lambda^2/4\ c^2 X = 0$ führt, wenn $x_4 = i\, c \wr$ verwendet wird. Nun ist aber $div_4\ grad_4\ P = \lambda^2/4\ P$ das Eigenwertproblem, durch welches ein quantisiertes elektromagnetisches Strahlungsfeld im R_{-4} vollständig beschrieben wird, welches sich mit der Geschwindigkeit c ausbreitet. Wird die Wellenlänge hinreichend groß, das Heißt, treten die Korpuskulareigenschaften der Strahlungsquanten so stark zurück, daß $\lambda^2 \approx o$ gesetzt werden kann und wird zur Kürzung $\frac{\partial P}{\partial \wr} = \dot{P}$ eihgeführt, dann ergibt sich die Wälengleichung div grad $P = \frac{\ddot{P}}{c^2}$ im R_3 als Approximation zum Feldkontinuum und diese Wellengleichung beschreibt ein sich im R_3 ausbreitendes elektromagnetisches Strahlungsfeld. Auf diese Weise wird eine physikalische Interpretation der durch die entelechale Koordinate bewirkten Zeitkondensationen möglich. Alle Konden/sationsstufen liegen längs der Zeitkoordinate und erstrecken sich in der Architektureinheit $s_{(3)}$. Weiterhin sind sie im R_{-4} definiert und breiten sich im R_3 mit der Geschwindigkeit c aus, wobei sich dieses Ausbreitungsgesetz unter Vernachlässigung der Quantenstufen als identisch erweist mit dem Ausbreitungsgesetz elektromagnetischer Skalarpotentiale, das seinerseits wiederum eine Konsequenz des elektromagnetischen Induktionsgesetzes ist.

Während die transfinite Hermetrie zu zeitlich unabhängigen transfiniten Kondensationsstufen führt, die immer dann im antihermetrischen R_{+4} als Gravitationswellen erscheinen, wenn ihre Weltlinien geodäti-

sche Nullinien sind, erscheinen die Zeitkondensationen grundsätzlich im R_{-4} als geodätische Nullinien der Somawelt infolge ihrer reinen Zeitstruktur, die im R_3 als elektromagnetische Strahlungsquanten wirken. Wesentlich ist, daß inbezug auf diese Zeitkondensationen nicht die Zeitzählung t der Einheit $s_{(2)}$, sondern die Zeitzählung $\vartheta = \sqrt{t^2 + \left(\frac{\varepsilon}{c}\right)^2}$ gilt, in der das entelechale additive Glied $\frac{\varepsilon}{c}$ wirkt, wodurch die metrischen Kondensationsstufen der Zeit offenbar erst ermöglicht werden. Für die zweite Art der Zeitkondensation $h_-(234)$ kann im dritten Approximationsbereich der gleiche Formalismus entwickelt werden, weil $c^2 \vartheta^2 = c^2 t^2 + \varepsilon^2$ von $h_-(23)$ nur zu $c^2 \vartheta^2 = c^2 t^2 + \varepsilon^2 + \eta^2$ ergänzt zu werden braucht. Dies bedeutet aber, daß auch die Zeitkondensationen bei äonischer Hermetrie als Quantenstufen elektromagnetischer Strahlungsfelder im R_3 erscheinen. Die metrischen Kondensationsstufen aller Zeitkondensationen sind demnach als Photonen zu interpretieren, weil sie wegen des vorangegangenen Formalismus mit dem $\bar{E} \times \bar{H}$ -Quanten $h \cdot \gamma$ eines empirischen Photonenfeldes identisch sind. Es ist nunmehr zu analysieren in wieweit sich die in Bezug auf x_6 hermetrischen, beziehungsweise antihermetrischen Zeitkondensationen unterscheiden.

Die Zeitkondensation bei äonischer Hermetrie, also der Fall c wird durch $\mu = \sum_{k=4}^{6} \alpha_k ()_k$ oder für $\tau \to o$ durch

$$\varsigma^2 = - \sum_{k=4}^{6} x_k^2 = \varepsilon^2 + \eta^2 + c^2 t^2 \quad \text{und} \quad \delta \Omega =$$

$= - i \tau \delta \mu$ gekennzeichnet. Dies bedeutet aber, daß sich aus der Konvergenz $\int_o^\infty \psi_{kl} \psi_{kl}^{x} \delta \Omega < \infty$ nach der Normierung $- \frac{i E}{\lambda^2 \tau} = \ln (E - \psi_{kl}) \Big|_o^\infty$ ergibt, wenn die zweite Approximationsstufe $\psi_{kl} = (E + C_{kl} e^{- \lambda_{kl} \mu})^{-1}$ verwendet wird. Der Übergang zur dritten Approximationsstufe $\tau \to o$ und $\psi_{kl} ; n \to \psi_{kl} (x_i)_4^6 = \psi_{kl} (\varsigma) = (1 + C_{kl} e^{\pm i \lambda_{kl} \varsigma})^{-1}$ liefert dann für den positiven Zweig $\lim_{\varsigma \to \infty} \psi_{kl} (\varsigma) = o$ und $\psi_{kl} (o) = (1 + C_{kl})^{-1}$ was wie im Fall a und b zu $C_{kl} = -1$

gemäß 121 führt. Die Lösung dieser Kondensation unterscheidet sich also nur durch das Hinzutreten von η^2 in $\wp^2$ von den Fällen a und b . Da $\wp^2_a = \varepsilon^2 + \eta^2$ transfinite latente Energieterme , beziehungsweise im antihermetrischen R_{+4} mit ω fortschreitende Gravitonen , aber $\wp^2_b = \varepsilon^2 + c^2 t^2$ im R_{-4} fortschreitende Photonen beschreibt, müssen durch $\wp^2_c = \varepsilon^2 + \eta^2 + c^2 t^2$ Photonen wiedergegeben werden, die von Gravitonen begleitet werden. Diese Photonen bei äonischer Hermetrie liegen also im R_{-4} , doch setzen sie sich durch angekoppelte Gravitationsfelder in den R_{+4} fort. Da Gravitations- und Trägheitswirkungen äquivalent sind, erfährt die durch $E = m c^2$ aus empirischen Sachverhalten deduzierte Trägheit der Feldenergie eine radikale Interpretation durch die Zeitkondensation bei äonischer Hermetrie. Während der Zeitnullpunkte $t = o$ wird immer $\wp_c = \wp_a$, das heißt, es existiert stets eine durchgehende Korrespondenz der Photonenenergie zwischen der manifesten Form im R_4 und transfiniten Energietermen, so lange $\eta \neq o$ bleibt. Hieraus kann wiederum auf den Elementarprozeß geschlossen werden, der für $\eta \neq o$ im Sinne einer Strukturkorrespondenz abläuft, wenn Photonen induktiv emittiert und absorbiert werden. Im Photon muß bei $t = o$ immer ein transfiniter Term vorangehen. Dies bedeutet aber, daß die Photonenkorrespondenz immer nur über solche Terme gehen kann, so daß Photonenaustausch über eine Distanz des R_3 in mehreren Phasen erfolgt.

1. Phase : Der Energieterm des emittierenden Systems im R_3 , der zur Emission kommt, muß zunächst transfinit werden.

2. Phase : Nach $t = o$ wird dieser Term im R_4 als Photon wiederh manifest.

3. Phase : Das entstandene Photon durchläuft die betreffende Distanz des R_3 . Bei diesem Durchgang bleibt $\eta \neq o$, doch ist $\eta = \text{const}$ n zu vermuten, weil keine Wechselwirkung vorliegt. $\eta = o$ würde bedeu ten, daß kein Graviton an das Photon gekoppelt ist, was aber die Träg heitslosigkeit und damit die Unablenkbarkeit von Photonen durch Gravitationsfelder zur Folge hätte, was aber im Widerspruch zur Erfahrung steht. $\eta = o$ wird nur möglich sein, wenn das Photon die einzige Struktur der ganzen äonischen Welt wäre. Der Fall b ist demnach, eben wegen dieser Irrealität, nur als eine analytische fiktion zu werten, welche zur Interpretation der Zeitkondensationen geeignet ist.

4. Phase : Bei der Absorbtion des Photons durch irgendein anderes System des R_3 wird ein neuer Zeitnullpunkt - bezogen auf diese Phase - gesetzt, so daß die Photonenenergie transfinit wird, also in einen latenten energetischen Zustand übergeht.
5. Phase : Der transfinite Term wird im R_4 als Absorbtionsterm des absorbierenden Systems wieder manifest. Da die Absorbtionsterme nicht elektromagnetischer Natur zu sein brauchen, sondern auch in kinetischer Form erscheinen können, muß angenommen werden, daß das Latentwerden des Emissionsterms vor der Photonenemission, sowie das inverse Manifestwerden des Absorbtionsterms über Gravitonen vermittelt wird; denn nur diese Gravitonen sind als Strukturen sowohl im R_4 manifest als auch transfinit. Dieser Sachverhalt wird bereits durch die Konsequenz 69 a aus dem phänomenologischen System 69 angedeutet; denn die telektronische Beziehung vermittelt den Photonenübergang durch einen gravitativen Mesofeldoperator. Mit Ausnahme der dritten Phase werden in den übrigen Phasen die als negative und positive Raumschlüsse definierten Übergänge von den Somastrukturen in transfinite Terme und umgekehrt durch Gravitonen vermittelt. Bei der Photonenemission erfährt also der Emissionsterm über ein Gravitonensystem einen negativen Raumschluß, dem sich ein positiver, ebenfalls über ein Gravitonensystem anschließt, wodurch das Emissionsphoton ensteht. Bei der Photonenabsorbtion vollzieht sich der inverse Prozeß, das heißt, das Photon erfährt nunmehr einen negativen Raumschluß über ein Gravitonensystem, dem sich ein positiver Raumschluß bei der Entstehung des Absorbtionsterm~~e~~s anschließt. Offensichtlich bestimmt die Struktur des Emissionsterm~~e~~s das den negativen Raumschluß vermittelnde Gravitonensystem, was auch beim negativen Raumschluß der Photonenabsorbtion gilt. Freiheitsgrade existieren demnach nur bei den positiven Raumschlüssen; denn hier können die Gravitonensysteme mehrdeutig ausfallen. So können zum Beispiel mehrere Photonen emittiert und verschieden strukturierte Absorbtionsterme entstehen Da die Natur der Gravitonensysteme die den positiven Raumschluß vermitteln, allein von ε und η bestimmt wird, muß die durch den Freiheitsgrad bedingte Unschärfe durch den transfiniten Weltbereich bestimmt werden. Als Sonderfall derartiger Raumschlüsse muß eine direkte Transmutation von Photonen in Gravitonen und umgekehrt möglich sein, wie sie von den elementaren Mesofeldgleichungen 69 a bereits in kontrabarischer und dynabarischer Form angedeutet wird. Die Analyse derartiger Prozesse setzt jedoch eine explizite Beschreibung der Raumschlüsse voraus und dies wiederum fordert eine Analyse derjenigen

Kondensationen, die unmittelbar im R_3 manifest werden und somit Ortsfunktionen der reellen semantischen Architektureinheiten $s_{(1)}$ sind. Es handelt sich hierbei um komplexe Kondensationen, weil in μ neben den imaginären auch die reellen Selektoren α_k $()_k$ mit $k \leq 3$ des $R_3 \equiv s_{(1)}$ auftreten.

Von den imaginären Kondensationen sind also nur die Hermetrieformen h_- (34) als transfinite Selbstkondensationen beziehungsweise als nach 122 in den R_3 projizierte Gravitonen und H_- (234) als träges Photonenfeld interpretierbare Zeitkondensationen relevant Beschrieben wird mit dem Projektor diese Zeitkondensation durch

$$(Z^{\underline{4}} , Z^{\underline{5}} , Z^{\underline{6}}) \; P \; (R_4) \; ; \; \psi_{kl} \; ;$$

$$; \; n \rightarrow \psi \; ((\bar{E} , \bar{H}) \; R_{-4} \; (\bar{p}) \; R_{+4}) \; ,$$

$$\mu = i \sqrt{\tau} \sum_{k=4}^{6} ()_k \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 123,$$

worin $(\bar{p}) \; R_{+4}$ andeutet, daß die begleitende transfinite Kondensation das zur Korrespondenz befähigende Gravitationsfeld des Photons im R_{+4} verursacht, welches in der R_3 - Projektion als begleitendes Gravitonensystem erscheint.

4.) Komplexe Kondensationen

Wenn neben den imaginären Architektureinheiten auch die reelle Einheit $s_{(1)}$ zu einer metronischen Kondensation des R_3 kommt, dann erscheinen in μ der Partiallösung ψ_{kl} die reellen Gitterselektoren $\alpha = \sum_{k=1}^{3} \alpha_k \; ()_k$ des R_3 neben den imaginären

$i \; \beta = \sum_{k>3} \alpha_k \; ()_k$, so daß $\mu = \alpha + i \; \beta \neq \mu^{\times}$ zu einem komplexen Linearselektor wird. Neben den imaginären Strukturkondensationen gibt es also auch solche komplexer Natur, deren Eigenwerte durch die metronische Strukturkondensation des physischen Raumes bestimmt wird. Ist $3 < p \leq 6$ die Zahl der zur komplexen Kondensation kommenden Dimensionen, dann gilt für ein metronisches Volumenelement $\delta \Omega \sim \sqrt{\tau^p} \; \delta \mu$ im geodätischen Gitter der Hyperstruktur. Unabhängig vom Proportionalitätsfaktor ist dann $\delta \Omega \neq \delta \Omega^{\times}$, so

daß auch $\overset{\infty}{\underset{o}{S}} \psi_{kl} \; \psi^{x}_{kl} \; \delta \curvearrowleft < \infty$ gegen einen komplexen Wert konvergieren muß, weil $\psi_{kl} \; \psi^{x}_{kl} = \psi^{2}_{kl}$ ein reeller Selektor ist. Mit $E = \frac{()}{()}$ folgt dann für die Notmierung

$\lambda^{p}_{kl} \overset{\infty}{\underset{o}{S}} \psi_{kl} \; \psi^{x}_{kl} \; \delta \curvearrowleft \sim (1+i) \; E = \varepsilon$, oder

$(\lambda_{kl} \sqrt{\tau})^{-p} \; \varepsilon \sim \overset{\infty}{\underset{o}{S}} \psi_{kl} \; \psi^{x}_{kl} \; \delta \; \mu$ und hierin kann mit dem hermetrischen Fundamentalproblem in der Fassung $\psi_{kl} \; \psi^{x}_{kl} = \psi^{2}_{kl} = \psi_{kl} - \frac{\delta \psi_{kl}}{\lambda_{kl} \delta \mu}$ substituiert werden. Mit der linearen Selektortransformation $\lambda_{kl} \; \mu = x$ folgt nach eiher Substitution für die Konvergenz $\lambda_{kl} \; (\lambda_{kl} \sqrt{\tau})^{-p} \; \varepsilon \sim \overset{\infty}{\underset{o}{S}} \psi_{kl} \; \delta x - \psi_{kl} \overset{\infty}{\underset{o}{I}}$. Hierin gilt im zweiten Approximationsbereich $\psi_{kl} = (E + C_{kl} \cdot e^{-x})^{-1}$, also $S \; \psi_{kl} \; \delta x = S \; (E + C_{kl} \; e^{-x})^{-1} \; \delta x$

$= S \; (e^{x} + C_{kl})^{-1} \; e^{x} \; \delta \; x = S \; \delta \; l n \; (e^{x} + C_{kl}) =$

$= S \; \delta \; l n \; E + 1/C_{kl} \; e^{x}) = - S \; \delta \; l n \; (E - \psi_{kl})$. Dies bedeutet aber $l n \; e^{\psi_{kl}} \; (E - \psi_{kl}) \overset{\infty}{\underset{o}{I}} \sim - \lambda_{kl} \; (\lambda_{kl} \sqrt{\tau})^{-p} \; \varepsilon$

für die Konvergenz des Zustandsselektors ψ_{kl} . Es kann nunmehr der Übergang in den dritten Approximationsbereich $\tau \rightarrow o$ durchgeführt werden. Bei diesem Übergang wird $\lim\limits_{\tau \rightarrow o} x \; ; \; n = \pm i \; y =$

$= \pm i \sqrt{\varrho^{2} - r^{2}}$ mit $r^{2} = \sum\limits_{k=1}^{3} x^{2}_{k}$ und $- \varrho^{2} = \sum\limits_{k>3} x^{2}_{k}$.

Weiter gilt $\lim\limits_{\tau \rightarrow o} \psi_{kl} \; ; \; n = \psi_{kl} \; (y) = (1 + C_{kl} \; e^{\pm i \lambda_{kl} y})^{-1}$

und $\lim\limits_{\tau \rightarrow o} \lambda_{kl} \; (\lambda_{kl} \sqrt{\tau})^{-p} \; (1+i) \rightarrow \infty$, oder $\lim\limits_{\tau \rightarrow o} \exp ($

$\cdot (- \lambda_{kl} \; (\lambda_{kl} \sqrt{\tau})^{-p} \; (1+i)) = o$. Für den positiven Zweig $\psi_{(+)kl} \; (y)$ folgt offenbar $\lim\limits_{y \rightarrow \infty} \psi_{(+)kl} = o$, während für beide Zweige $\psi_{(\pm)kl} \; (o) = (1+C_{kl})^{-1}$ gilt. Einsetzen dieser Sachverhalte in das potenzierte und anschließend infinitesimal approximierte Metronintegral liefert dann die Bedingung

$1/C_{kl} \; (1+C_{kl}) \; \exp (- (1+C_{kl})^{-1}) = o$, was nur durch $C_{kl} = - 1$ erfüllbar ist. Die Integrationskonstante komplexer Strukturkondensationen ist also nach 121 mit derjenigen imaginärer Kondensationen identisch.

Aufgrund dieser Bestimmung $C_{kl} = -1$ liegt die Lösung im dritten, also mikromaren Approximationsbereich infinitesimal fest, wenn es zu allgemeinen komplexen Strukturkondensationen kommt. Für diese komplexen Kondensationen gilt deshalb allgemein im nichtmetronischen mikromaren Bereich

$$\Psi_{(\pm)kl} (y) = (1 - e^{\pm i\lambda_{kl} y})^{-1} , \quad y^2 = \rho^2 - r^2 ,$$

$$r^2 = \sum_{k=1}^{3} x_k^2 , \quad -\rho^2 = \sum_{k>3} x_k^2 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 124.$$

Aus dem Bau des komplexen Linearselektors $\mu = \alpha + i\beta$ können die möglichen Fälle komplexer Kondensationsstufen abgelesen werden. Auf jeden Fall muß immer $\alpha \neq o$ bleiben; denn würde der R_3 nicht kondensieren, dann würde $\Psi_{(\pm)kl}$ zum imaginären Kondensoraggregat werden, was bereits in C VIII 3 beschrieben wurde. Außerdem muß in $i\beta$ grundsätzlich nach der hermetrischen Weltarchitektur $\alpha_5 ()_5$ enthalten sein, weil eine Struktur ohne entelechale Bewertung nicht möglich ist. Durch diese beiden Fixierungen ergeben sich für die komplexen Kondensationen nur vier Möglichkeiten. Es ist dies die restliche Klasse der Hermetrieformen $h_+ (13)$, $h_+ (134)$, $h_+ (123)$ und $h_+ (1234)$ in denen stets $s_{(1)}$ kondensiert, so daß durch die imaginären hermetrischen Koordinaten eine Unterklassifikation komplexer Kondensationen erreicht werden kann. Kennzeichnet (α) die äonische Antihermetrie, dagegen (β) die äonische Hermetrie, dann beschreibt $i\beta$ allein die vier möglichen Kondensationsformen, weil immer $\alpha \neq o$ ist. Im ersten und einfachsten Fall wäre $\beta_{(a,\alpha)} = -i(\alpha_5 ()_5$, beziehungsweise $\beta_{(a\beta)} = -i(\alpha_5 ()_5 + \alpha_6 ()_6)$ bei äonischer Hermetrie. In diesem Fall (a) kondensiert von der Somawelt (verursacht durch die transfiniten Strukturen) nur $s_{(1)}$, also der R_3, so daß die komplexen Strukturkondensationen vom Typ (a) als Raumkondensationen bezeichnet werden müssen. Die beiden übrigen komplexen Kondensationstypen (b) wären dann $\beta_{(b\alpha)} = -i(\alpha_4 ()_4 + \alpha_5 ()_5)$ und $\beta_{(b,\beta)} = -i(\alpha_4 ()_4 + \alpha_5 ()_5 + \alpha_6 ()_6)$. Neben $s_{(1)}$ kondensiert hier noch die Einheit $s_{(2)}$ der Somawelt R_4, so daß die Kondensationen (b) Raumzeitkondensationen sind. Mit $-x_4^2 = c^2 t^2$, sowie $-x_5^2 = \varepsilon^2$ und $-x_6^2 = \eta^2$ folgt für den mikromaren In-

finitesimalbereich $\tau \rightarrow o$ für diese Kondensationstypen ein analoger Sachverhalt für y ; denn in $y^2 = \rho^2 - r^2$ ist r^2 eine Distanz im reellen R_3 , welche dem Selektor α aus μ während ρ^2 dem imaginären Selektoranteil β entspricht. In der Approximation $\psi_{kl} = (1 - e^{\pm i \lambda_{kl} y})^{-1}$ kennzeichnet also ρ^2 den jeweiligen Kondensationstyp. Die Raumkondensationen werden dabei beschrieben durch $\rho^2(a,\alpha) = \varepsilon^2$ und $\rho^2(a\beta) = \varepsilon^2 + \eta^2$, während für die Raumzeitkondensationen $\rho^2(b,\alpha) = c^2 t^2 + \varepsilon^2$ und $\rho^2(b\beta) = c^2 t^2 + \varepsilon^2 + \eta^2$ gilt. Nach dieser Klassifikation der aufgrund der Weltarchitektur überhaupt möglichen komplexen Kondensationsvorgänge können die Kondensationsstufen im einzelnen analysiert werden. Charakteristisch für alle Kondensationen ist das Auftreten von Singularitäten in ψ_{kl} . Für den zweiten metronischen Approximationsbereich $\psi_{kl} = (E - e^{- \lambda_{kl} \mu})^{-1}$ kommt es nur für $\mu ; n = o$ zur Unendlichkeitsstelle, doch ist dieser Fall von vornherein auszugrenzen, weil $\mu ; n = o$ bedeutet, daß überhaupt kein Metron existiert, was im Widerspruch zum Metronenbegriff steht. Außerdem würde $\mu ; n = o$ nur im ersten Gültigkeitsbereich, nicht aber im zweiten gelten. Auch in den Extrema gibt es keine singulären Unendlichkeitsstellen; denn wegen $\mu = \alpha + i \beta$ steht vor dem komplexen Exponentialgesetz grundsätzlich der räumliche Abklingungsselektor $e^{- \lambda_{kl} \alpha} \neq E$, was die Unendlichkeitsstelle auch im gradzahlig reellen Spektrum unmöglich macht. Im Gegensatz hierzu traten im dritten Approximationsbereich $\tau \rightarrow o$ derartige Unstetigkeiten auf, weil $\psi_{kl}(y) = (1 - e^{\pm i \lambda_{kl} y})^{-1}$ immer $y^2 = \rho^2 - r^2$ ist. Tatsächlich setzen sich also für $\tau > o$ metronische Eigenwerte in dem ganzen R_3 fort, deren Amplituden allerdings räumlich steil abklingen, aber auch für $\alpha ; n \geq \beta ; n$ wegen $e^{-i \lambda_{kl} \beta} = \cos \lambda_{kl} \beta - i \sin \lambda_{kl} \beta$ als harmonischer Anteil erhalten bleiben. Für $\tau \rightarrow o$ kommt es aber zu einer Reihe von Singularitäten. Die erste hiervon liegt bei $\rho^2 = r^2 = o$, doch muß diese wegen $\varepsilon > o$ grundsätzlich ausgeklammert werden. Die übrigen Singularitäten sind eine Folge von $\tau \rightarrow o$ und lassen sich ausklammern, weil sie nur im Bereich der reellen geradzahligen Eigenwerte $\cos \lambda_{kl} y = + 1$ für $\rho^2 > r^2$ auftreten, so daß in diesem Bereich nur die imaginären Eigenwerte $\sin \lambda_{kl} y = 1$ und die

ungradzahligen reellen zählen. Eine allein auf $\tau \to o$ zurückgehende singuläre Fläche liegt dagegen bei $\varrho^2 = r^2 \neq o$, die auf jeden Fall als Folge des 3, Approximationsbereiches auszugrenzen ist. Diese singuläre Fläche zerlegt den ganzen Definitionsbereich der Kondensation in zwei Teile, nämlich in $o \leqq r^2 < \varrho^2$ und $r^2 > \varrho^2$ wobei in $o \leqq r^2 < \varrho^2$ wegen $y^2 > o$ immer ein komplexes Schwingungsgesetz gilt, dessen diskrete Eigenwertverteilung durch $r^2 = \varrho^2$ von einem Abklingungsbereich $y^2 < o$ getrennt wird. In diesem Abklingungsbereich in dem ψ_{kl} den Charakter eines Nachwirkungsfeldes annimmt, setzen sich jedoch tatsächlich die metronischen Eigenwerte mit räumlich steil abklingenden Amplituden fort. Im metronischen Bereich $\tau > o$ gelten in jedem Fall die beiden komplementären Eigenwertspektren der Gleichung 118 b nicht aber im dritten Approximationsbereich $\tau \to o$; denn hier liefert das reelle gradzahlige Spektrum als Folge von $\tau \to o$ singuläre Unendlichkeitsstellen, die aber als Folge der Approximation auszugrenzen sind. Alle vier Kondensationstypen $\lambda_{kl} \sqrt{\varrho^2 - r^2}$ genügen daher dem zweideutigen Imaginärspektrum $\beta_+^{(\pm)} = \pm \pi/2 \ (2 n_+ + 1)$, sowie $\beta_-^{(\pm)} = \pm \pi \ (2 n_- + 1)$, wobei im Vergleich $\beta_+^{(\pm)} = \pm \lambda_{kl} y$ die Eindeutigkeit $\lambda_{kl}^+ y = \pi/2 \ (2 n_+ + 1)$ erreicht wird. Desgleichen folgt eindeutig $\lambda_{kl}^- y = 2 \lambda_{kl}^+ y$. Da immer $\varrho \perp R_3$ gilt, folgt mit dem normierten Orthogonalsystem $\bar{e}_\varrho \ \bar{e}_r = \delta_{\varrho,r}$ nach Quadrierung $(\lambda_{kl}^-)^2 (\varrho^2 - r^2) = 1 (\lambda_{kl}^-)^2 (\bar{\varrho} + i \bar{r})^2 =$ $= \pi^2 (\bar{e}_\varrho (2 n_\varrho + 1) + i \bar{e}_r (2 n_r + 1))^2$ oder $\lambda_{kl}^- (\varrho, r) =$ $= \pi (2 n_{\varrho,r} + 1)$ und analog $\lambda_{kl}^+ (\varrho, r) = \pi/2 (2 n_{\varrho,r} + 1)$, was nach Division durcheinander für beide Klassen von Eigenwertspektren die gleiche Beziehung nämlich

$$r = \frac{2 n_r + 1}{2 n_\varrho + 1} \cdot \varrho \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \text{ 124 a}$$

liefert. Wegen $r < \varrho$ muß also auch für die beiden Eigenwertspektren für die ganzen Zahlen erfüllt; n_r und n_ϱ die Bedingung $n_r < n_\varrho$ sein. Auch muß grundsätzlich 124 a so beschaffen sein, daß $r > o$ positiv zählt, weil dies von der reellen Natur des R_3 gefordert wird. Der Zusammenhang zwisdhen $s_{(1)} \equiv R_3$ und den übrigen Architektureinheiten erfolgt also für $\tau \to o$ durch zwei Systeme ganzer Quantenzahlen im Bereich $r < \varrho$, während $r > \varrho$ ein abklingen-

gendes Nahwirkungsfeld kennzeichnet.

Diese Beziehung 124 a zeigt, daß es zumindest im dritten Approximationsbereich kritische Distanzen r im R_3 als Folge komplexer Kondensationen gibt, welche durch diskrete Quantenzahlen definiert sind. Weiter ist evident, daß in diesem Approximationsbereich

$\lambda_{kl}\, y = o$ wegen $C_{kl} = -1$, also $\psi_{kl} = (1-e^{\pm i \lambda_{kl} y})^{-1}$ in jedem Fall zur Singularität $\psi_{kl} \to \infty$ führt. Wenn derartige Divergenzstellen ausgeschlossen werden, (im ersten und zweiten Approximationsbereich ist dies wegen $e^{\alpha} \neq o$ immer erfüllt) dann muß also als Folge der Infinitesimalapproximation stets $\lambda_{kl}\, y \neq o$ gefordert werden. Im allgemeinen muß unabhängig von der komplexen Hermetrieform ϱ eine Zeitfunktion sein; denn wäre $\varrho = \text{const}$, dann könnte keine Korrespondenzmöglichkeit für die betreffende Kondensation existieren, was aber nur exakt erfüllbar ist, wenn es im R_6 neben dieser Kondensation keine andere mehr gibt. Da dieser Fall zur Realität der Welt im Widerspruch steht, kann stets $\varrho\,(t)$ und allgemeiner auch $r\,(t)$ gesetzt werden. Dies bedeutet $d\,y^2 = d\,\varrho^2 - d\,r^2 = (\dot{\varrho}^2 - \dot{r}^2)\, d\,t^2 = w^2\,(1 - v^2/w^2)\, d\,t^2$, weil $\dot{\varrho} = w$ in euklidischer beziehungsweise pseudoeuklidischer Approximation der Imaginärteil der Weltgeschwindigkeit und $\dot{r} = v$ eine eventuelle zeitliche Ortsänderung im R_3 ist. Mit dem auf w bezogenen Geschwindigkeitsmaß $w\,\beta = v$ wird also $w\,d\,t\,\sqrt{1-\beta^2} = dy$ oder $y = \int w\,d\,t\,\sqrt{1-\beta^2} = \varrho\,\sqrt{1-\beta^2} + \int \beta\,\dot{\beta}\,(1-\beta^2)^{-1/2} \cdot d\,t$. In der Bedingung $\lambda_{kl}\, y \neq o$ ist stets $\lambda_{kl} \neq o$, wenn eine Kondensation überhaupt vorliegt, so daß auch $y \neq o$ bleiben muß. Wird weiter $\beta = \text{const}$, also $\dot{\beta} = o$ erreicht, was immer möglich sein muß, dann folgt $y = \varrho\,\sqrt{1-\beta^2} \neq o$, was aber $\beta^2 \neq 1$ fordert. Schließlich muß noch festgestellt werden, daß sich der jeweilige algebraische Charakter von y durch die Forderung $\dot{\beta} = o$ nicht ändern darf, so daß $1 - \beta^2 \neq o$ zu $1 - \beta^2 > o$ also $o \leqq \beta < 1$ präzisiert wird. Dies ist aber für $w\,\beta = v$, mit $\beta = \text{const}$ dasjenige Verhalten, welches im pseudoeuklidischen R_6 den Gültigkeitsbereich von $\hat{C}$ kennzeichnet. In diesem Gültigkeitsbereich von $\hat{C}$ ist wegen $o \leqq \beta < 1$ das Erreichen einer geodätischen Nullinie unmöglich. Die komplexen Kondensationen können demnach im dritten Approximationsbereich mit $\beta < 1$ den raumzeitlichen Asymtotenkegel nur annähern, aber niemals erreichen. Im

Gegensatz dazu liegen die imaginären Zeitkondensationen in ihrer R_{-4} - Projektion grundsätzlich auf diesem Asymtotenkegel, während R_4 - Projektion der transfiniten Selbstkondensationen nur im R_{+4} möglich ist. Diese Aussage ist aber das Charakteristikum für ponderable Materiefeldquanten , so daß die λ_{kl} im Fall der komplexen Kondensationen die Quantenniveaus ponderabler Materiefeldquanten beschreiben, so daß die komplexen Kondensationen in dieser Weise interpretierbar sind. Diese ponderablen Materiefeldquanten können aber nur die im B III beschriebenen Elementarkorpuskeln sein, von denen es, den Klassen komplexer Hermetrieformen entsprechend zwei ganz verschiedene Arten geben muß. Zum einen müssen Elementarkorpuskeln existieren, welche durch die Hermetrieformen a α beziehungsweise a β, also Raumkondensationen (neben transfiniten semantischen Einheiten kondensiert nur $s_{(1)} \equiv R_3$) beschrieben werden. Zum anderen muß es durch b α , beziehungsweise b β beschriebene Elementarkorpuskeln als Raumzeitkondensationen geben, bei denen neben transfiniten semantischen Einheiten noch $(s_{(1)}, s_{(2)}) \equiv R_4$ in Form von Raumzeitbereichen kondensieren.

Nach dieser Analyse allgemeiner Approximationseigenschaften können nunmehr die vier möglichen Formen komplexer Kondensationen diskutiert werden und zwar soll mit dem einfachsten Fall, also mit der Raumkondensation bei äonischer Antihermetrie begonnen werden.

Jede derartige Elementarkorpuskel a α ist inbezug auf die Niveaus λ_{kl} durch kritische Radien $\varrho_1 = \varepsilon_1$ charakterisiert, die durch das jeweilige entelechale Feld ε_1 im transfiniten Bereich definiert werden. Im Bereich $0 \leq r < \varrho_1$ beschreibt ψ_{kl} ein komplexes Schwingungsgesetz, bleibt auf der Fläche $r = \varrho_1$ konstant und wird jenseits dieser Fläche $r > \varrho_1$ zu einem exponentiell abklingenden Nahwirkungsfeld, woraus folgt, daß die durch ψ_{kl} beschriebenen Elementarkorpuskeln den in der deduktiven Basis beschriebenen Quantendualismus aufweisen müssen, was sich wiederum mit der Interpretation der Raumkondensationen als Elementarkorpuskeln deckt. Da bei allen Raumkondensationen, also bei a α ebenso wie bei a β die Größe ϱ eine die Kondensation kennzeichnende transfinite Strecke ist, welche in ihrer R_3 - Projektion nicht stetig mit t wächst und für $r > \varrho$ ein exponentielles Abklingungsgesetz ein Nahwirkungsfeld beschreibt, ergibt sich für $r \gg \varrho$ eine gewisse indifferente Neutralität der Raumkondensationen. Im folgenden kenn-

zeichne die jeweilige Indizierung a α oder a β , beziehungsweise b α oder b β eine Größe inbezug auf die jeweilige komplexe Hermetrieform. Im Fall $\varsigma_{(a,\alpha)}$ mit $\tau \to o$ wird dieser neutrale Charakter besonders deutlich in hinreichend großen Abständen r . Zwar sind im metronischen Bereich $\tau > o$ die reellen Kondensationsstufen bipolar, also hinsichtlich des Vorzeichens zweideutig, desgleichen für $\tau \to o$ alle Eigenwerte im Eigenwertbereich $o \leq r < \varepsilon$ und auch im Abklingungsbereich $r > \varepsilon$ liegt noch eine potentielle Bipolarität $\psi_{k,l} = (1 - e^{\pm \lambda_{kl} y})^{-1}$ mit $y^2 = r^2 - \varepsilon^2$ vor, die aber für $r \gg \varepsilon$ verschwindet, weil im 4. Approximationsbereich $\psi = (1-e^{\lambda r})^{-1}$ wegen $\lim_{r \to \infty} \psi = o$ gefordert werden muß. ψ wird demnach hier zu einem eindeutigen Feldverlauf, der aber nur einem Gravitationsfeld entsprechen kann, welches keinerlei Polarität aufweist. $r \gg \varepsilon$ ist zweifellos nur deshalb möglich, weil jeder Raumkondensation aufgrund der Weltarchitektur ein charakteristischer ε - Wert zukommt, durch welchen die betreffende Struktur entelechal bewertet wird. Die durch den Fall (a,α) beschriebenen komplexen Kondensationen müssen also als Neutrokorpuskeln des physischen R_3 aufgefaßt werden, deren Spektrum durch die möglichen ε - Werte im transfiniten Bereich der Welt beschrieben wird. Offensichtlich ist die für $\tau \to o$ auftretende singuläre Fläche das R_3 - Komplement dieses transfiniten ε - Wertes, so daß $r = \varepsilon$ als räumlicher Entelechalradius der Neutrokorpuskel aufgefaßt werden muß. Für $\varsigma_{(a\alpha)} = \varepsilon_o$ gilt im Bereich $o \leq r < \varepsilon$ der mikromaren Eigenwerte

$$r = \frac{2 n_r + 1}{2 n_\varsigma + 1} \cdot \varepsilon$$

nach Gleichung 124 a, doch fordert diese Beziehung stets $n_r < n_\varsigma$, weil sie nur für $r < \varepsilon$ gilt. Der das mikromare Eigenwertspektrum abschließende Entelechalradius ist also grundsätzlich nicht im Fall (a,α) erfaßbar durch Systeme von Quantenzahlen, so daß auch ε nicht als zahlentheoretische Funktion ganzzahliger Indizes ausdrückbar ist. Dies würde aber bedeuten, daß es im R_3 kein diskretes Spektrum von Neutrokorpuskeln geben kann, was aber mit der Erfahrung im Widerspruch steht. Hieraus folgt, daß der Fall (a,α) virtuell ist, das heißt, für das Spektrum der Neutrokorpuskeln kommt nur noch der Fall (a,β) inbetracht. Aus Gleichung 124 a , nämlich

$$r = \frac{2 n_r + 1}{2 n_\varsigma + 1} \cdot \varsigma_{(a,\beta)}$$

, wird mit $\varsigma^2_{(a\beta)} =$

$= \varepsilon^2 + \eta^2$ nach Quadrierung $r^2 - (\frac{2\,n_r + 1}{2\,n_\varrho + 1})^2 \cdot \varepsilon^2 =$
$= (\frac{2\,n_r + 1}{2\,n_\varrho + 1})^2 \cdot \eta^2$. Die beiden Quantezahlen beschreiben den Verlauf der metronischen Eigenwerte im Bereich $o \leq r^2 < \varrho^2(\alpha,\beta)$, wobei immer $n_r < n_\varrho$ bleiben muß. Für $r = \varepsilon$, also auf der singulären Fläche im Fall $\eta = o$ wird dann $\eta/r = \pm 2\,(2n_r+1)^{-1} \cdot \sqrt{(n_\varrho + n_r + 1)\cdot(n_\varrho - n_r)}$. Ist $\mu > o$ irgendeine Zahl, welche den Beitrag $\eta > o$ im System der Quantenzahlen bestimmt, dann muß immer $n_r = n_\varrho - \mu$ gesetzt werden, weil $n_\varrho > n_r$ als Hauptquantenzahl die eigentliche Begrenzung der Raumkondensation hinsichtlich des metronischen Eigenwertbereiches bestimmt. Aus diesem Grunde kann $n_\varrho = n$ und $n_r = n - \mu$ gesetzt werden, was $\eta/r = \pm 2\,(2\,n + 1 - 2\,\mu)^{-1} \cdot \sqrt{\mu\,(2\,n + 1 - \mu)} = \pm 2\,f$ mit $f(n,\mu) = (2\,n + 1 - 2\,\mu)^{-1} \sqrt{\mu\,(2\,n + 1 - \mu)}$ ergibt. Zweifellos ist $f < 1$ für alle $\mu < n$, so daß in $\eta/r = \pm 2\,f$ immer $|\eta/r| < 2$ bleiben muß. Wesentlich ist die Interpretation der im R_3 wirkenden, aber an sich transfiniten Größen. Sowohl η als auch r müssen im R_3 als irgendwelche ausgezeichneten Längen der betreffenden Neutrokorpuskeln erscheinen, von denen es aber unabhängig vom Bewegungszustand im R_3 nur die drei Arten gibt, nämlich die Mesofeldwellenlänge (3), die Materiewellenlänge (2) und der Gravitationsradius (1), der aus der Realitätsforderung von $r\,q\,e^{-q} \sim (1 - \frac{r}{\varrho})^2$ mit $\varrho = \frac{h^2}{\varkappa m^3}$ und $q = 1 - \sqrt{1 - \frac{2\varphi}{3\,c^2}}$ des erweiterten Gravitationsgesetzes ergibt. Auf jeden Fall ist $(1) < (2) < (3)$, weil die Mesofeldmasse wesentlich kleiner ist als die Trägheit der betreffenden Korpuskel. η und r können also jeweils in dreifacher Weise interpretiert werden, so daß sich für das Verhältnis $\frac{\eta(k)}{r(l)} \equiv (kl)$ insgesamt 6 Interpretationsmöglichkeiten ergeben, nämlich $(1,2)$, $(1,3)$, $(2,1)$, $(2,3)$, $(3,1)$ und $(3,2)$. Wegen $(1) < (2) < (3)$ und $|\frac{\eta}{r}| < 2$ entfallen grundsätzlich $(3,1)$, $(3,2)$ und $(2,1)$, so daß nur noch $(1,2)$, $(1,3)$ und $(2,3)$ verbleiben. Zur weiteren Eingrenzung dieser Interpretationen muß zunächst die Mesofeldwellenlänge untersucht werden. Es ist $\lambda\!\!\!^{-} = h/\mu c$ nach dem Mesofelddualismus der Zusammenhang zwischen der Mesofeldmasse μ und der Mesofeldwellenlänge $\lambda\!\!\!^{-} \equiv (3)$. Diese Mesofeldmasse kann aber aus der Lösung des approximativen Gravitationsgesetzes $r\,q\,e^{-q} = A\,(1 - \frac{r}{\varrho})^2$ mit $A = 3/16\ \frac{\varkappa M}{c^2}$ und $M = L\,m$ durch eine Limesrelation ermittelt

werden. Es ist $r\,(1-\frac{r}{\varrho})^{-2}\; q\, e^{-q} = A = \text{const.}$, also auch, wenn $r_o \ll \varrho$ der Korpuskelradius ist, $A = r_o\,(1-\frac{r_o}{\varrho})^{-2}\; q\, e^{-q_o} \approx r_o\; q_o\; e^{-q_o}$. Da weiter $q = 1 - \sqrt{1-\frac{3\varphi}{8c^2}}$ und $\varphi = \gamma m/r\,(1-\frac{r}{\varrho})^2 \ll c^2$ bleibt, folgt $\varphi_o \approx \gamma m/r_o$, also

$$A \approx r_o\,(1-\sqrt{1-\frac{3\gamma m}{8 r_o c^2}})\cdot e^{-q_o} \approx 3/16\;\gamma/c^2\; m\;\cdot$$

$$\cdot\,(1-\frac{3}{16}\;\frac{\gamma}{c^2}\;\frac{m}{r_o})\,,$$ während $A = r\,(1-r/\varrho)^{-2}\; q\; e^{-q}$ im ganzen Interwall $r_o \leq r \leq \varrho$ gilt. Mithin gilt auch die Limesrelation

$$A = \lim_{r\to\varrho} r\,(1-\frac{r}{\varrho})^{-2}\; q\; e^{-q} = \frac{3}{16}\;\frac{\gamma}{c^2}\; m_\varrho \cdot$$

$$\cdot \lim_{r\to\varrho} e^{-q} = \frac{3}{16}\;\frac{\gamma}{c^2}\; m_\varrho\,,$$ weil $\lim_{r\to\varrho} e^{-q} = e^0 = 1$ ist. Vergleich mit A liefert $m_\varrho = m\,(1-\frac{3}{16}\;\frac{\gamma}{c^2}\;\frac{m_o}{r_o})$.

Für die Mesofeldmasse folgt dann $\mu = m - m_\varrho = \frac{3}{16}\;\frac{\gamma}{c^2}\;\frac{m^2}{r_o}\cdot$

Nach dieser Approximation in $\mu = \frac{3\gamma m^2}{16\, c^2\, r_o} = \frac{\gamma m^2}{4\omega c\, r_o} \ll m$ der Korpuskelradius r_o auf, der in jedem Fall $r_o = \lambda/2 = h/2mc \equiv (2)$ interpretiert werden muß. Es gilt demnach $(2,3) = r_o/h\; 2\omega\mu = \frac{6\omega\gamma}{16\, c^2\, h}\; m^2 = 1/2\;\frac{\gamma}{c}\frac{m^2}{h}$. Für den Zweig (2,3) ergibt sich also das Massenspektrum $m^2_{(2,3)} = \pm 4\,\frac{c\,h}{\gamma}$ f.

Für die beiden übrigen Zweige muß zunächst $\eta(1)$ aus $\operatorname{Im} r\, q\, e^{-q} = o$ ermittelt werden. Diese Nullbeziehung bedeutet aber $1 - \frac{3\varphi}{8\,c^2} \geq o$ mit $\varphi = \frac{\gamma}{r}\frac{m}{}\,(1-\frac{r}{\varrho})^2$. Im Extremum $r = \eta(1)$ wird also $\varphi_{extr} = \frac{8}{3}\; c^2 = 2\omega c$ oder mit $x = \frac{\eta(1)}{\varrho}$ auch

$$2\omega c\;\frac{m^2\varrho^2}{h^2} = 1/x\,(1-x)^2\,.$$ Mit $\alpha = \omega c\;\frac{m^2\varrho^2}{h^2}$ ergibt sich die lösbare quadratische Gleichung $x^2 - 2x\,(1+\alpha) + 1 = o$ mit den Lösungen $x = (1+\alpha)\,(1 \pm \sqrt{1-(1+\alpha)^{-2}})$. Da auf jeden Fall $x \ll 1$ bleiben muß und ebenfalls $\alpha \gg 1$ ist, kommt nur der negative Zweig inbetracht, der die Reihenentwicklung

$$\sqrt{1-(1+\alpha)^{-2}} \approx 1 - 1/2\;(1+\alpha)^{-2}$$ in sehr guter Näherung erfüllt. Einsetzen liefert dann $x = 1/2\,(1+\alpha)^{-1}$ oder $(1) = \varrho/2\,(1+\alpha)^{-1}$ mit $\alpha = \omega\, c\; m^2\; \varrho^2\; h^2$ und $\varrho = h^2/\gamma m^3$, also

(1) = $h^2/2\gamma$ m $(m^4 + \omega c \frac{h^2}{\gamma^2})^{-1}$ und dies bedeutet für den Zweig (1,2) das Verhältnis $\eta/r = \frac{c\,h}{\gamma}$ m^2 $(m^4 + \omega c \frac{h^2}{\gamma^2})^{-1}$, also die Spektraldarstellung $\frac{c\,h}{\gamma}$ $m^2_{(1,2)}$ $(m^4_{(1,2)} + \omega c \frac{h^2}{\gamma^2})^{-1}$ $= \pm 2$ f . Ganz entsprechend folgt für den letzten Zweig (1,3) die Beziehung $\eta \neq r = h/\gamma\ \omega\ \mu$ m $(m^4 + \omega c \frac{h^2}{\gamma^2})^{-1} =$ $= h/\gamma\ \omega \frac{\gamma m^3}{4 \omega c r_o} (m^4 + \omega c \frac{h^2}{\gamma^2})^{-1} = m^4 (m^4 + \omega c \frac{h^2}{\gamma^2})^{-1}$ also das Spektrum $m^4_{(1,3)}$ $(m^4_{(1,3)} + \omega c \frac{h^2}{\gamma^2})^{-1} = \pm 2$ f. Es kommt nun darauf an, alle drei Zweige zu analysieren und aufgrund dieser Analyse die richtige Interpretation auszuwählen. In jedem Fall muß für n = o auch m = o sein, denn , wenn überhaupt keine Quantenzahl existiert, kann es auch keine Kondensation als ponderable Korpuskel geben. m = o bedeutet aber in jedem Fall f (o) = o , was für μ die Anpassung μ = 1 und damit f (n) = $= \frac{\sqrt{2n}}{2n-1}$ zur Folge hat. Einsetzen in die expliziten Darstellungen

$m_{(2,3)} = \pm 2 \sqrt{ch/\gamma}\ \sqrt{f}$ oder $m_{(1,2)} = \pm 1/2 \cdot$

$\cdot \sqrt{ch/\gamma}\ \sqrt{1/f\ (1 - \sqrt{1 - \frac{64}{3} f^2}}$ beziehungsweise $m_{(1,3)} =$

$= \pm \sqrt{\pm 1} \cdot 2 \sqrt{\frac{ch}{\gamma}}\ \sqrt[4]{1/6\ f\ (1-2f)^{-1}}$ zeigt, daß für die Fälle (1,2) und (1,3) die m - Werte komplex werden für $n \geq 3$ beziehungsweise $n \leq 11$, was aber unmöglich ist, wenn f tatsächlich die Spektralfunktion eines Spektrums echter ponderabler Massen ist. Nur für (2,3) beschreibt m (n) ein echtes Massenspektrum, weil die m - Werte für alle $n \geq o$ reelle Zahlen sind. Man hat also für das Massenspektrum der Raumkondensationen

$$m = 2 \sqrt{\frac{ch}{\gamma}}\ \frac{\sqrt[4]{2n}}{\sqrt{2n-1}} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 125$$

zu setzen, wobei die aeonische Projektion in dem R_3 als halbe Materiewellenlänge $\eta = \lambda/2 = \frac{h}{2\,m\,c}$ und der Entelechalradius $r = \varepsilon$ in dieser Projektion als halbe Mesofeldwellenlänge $\Lambda = \frac{h}{\mu\,\omega}$ und erscheint. Einsetzen der Mesofeldmasse $\mu \approx 3/16 \frac{\gamma\varrho}{c^2} \frac{m^2}{r_o}$ und $r_o = \eta = \lambda/2$ liefert dann $\Lambda = 2 \frac{h^2}{\gamma m^3}$, doch ist hierin $\frac{h^2}{\gamma m^3} = \varrho$ die Gravitationsgrenze aus $r\,q\,e^{-q} \sim$ $\sim (1 - r/\varrho)^2$, so daß $\Lambda = 2\varrho$ ist. Aufgrund dieser Interpretation

$$\eta = 1/2\ \lambda\ ,\ r = \varepsilon = \frac{\wedge}{2}\ ,\ \lambda = \frac{h}{m\,c}\ ,$$

$$\wedge = \frac{h}{\mu\,\omega} = 2\,\varrho\ ,\ \varrho = \frac{h^2}{\gamma^8 m^3} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 125\,a\ ,$$

ergibt sich also das folgende Bild : Bei der Raumkondensation beschreibt die Projektion der äonischen Koordinate in dem R_3 die quantenhafte Materiewellenlänge und die Projektion der entelechalen Bewertung als Mesofeldwellenlänge die Grenze des attraktiven Gravitationsfeldes, so daß jenseits dieser Gravitationsgrenze das exponentielle Abklingungsgesetz wirksam wird. Im Gegensatz zu der ursprünglichen Interpretation als Neutrokorpuskel, kann nach Gleichung 125 a aus diesem Abklingungsgesetz mit Nahwirkungscharakter nicht mehr direkt auf die elektrische Neutralität der Raumkondensation geschlossen werden, weil $\wedge > \lambda$ ist und im ganzen makromaren Bereich $r \leq \frac{\wedge}{2}$ Kondensationsstufen vorliegen. Da aber $1/2\ \wedge$ mit der Gravitationsgrenze und dem Entelechalradius identisch ist, und außerdem im Hermetriefall (a,β) die transfiniten Selbstkondensationen an Raumstrukturen gekoppelt erscheinen, nicht aber imaginäre Zeitkondensationen können die Raumkondensationen der Spektralgleichung 125 als Neutrokorpuskeln interpretiert werden, zumal transfinite Selbstkondensationen mit geodätischen Nullinien im R_3 stets als Gravitonen, niemals aber als Photonen erscheinen. Elektrisch geladene Korpuskeln müssen aber immer in einer elktromagnetischen Wechselwirkung stehen, was mit einem Austausch elektromagnetischer Wirkungen, also einem Photonenaustausch verbunden ist, während sich die Wechselwirkung von Neutrokorpuskeln auf einen Gravitonenaustausch wegen (a,β), also auf eine Gravitations- und Mesofeldwechselwirkung beschränkt.

Bei der Kondensation (a,β) ist zwar die Zeit antihermetrisch doch müssen in jedem Fall die hermetrischen Einheiten Zeitfunktionen-sein, was in Gleichung 125 die Zeitabhängigkeit $n\,(t)$ der Quantenzahl zur Folge hat. Ist $n = \text{const}\ (t)$ längs irgendeines Zeitintervalls, dann beschreibt n eine in diesem Zeitintervall stabile Neutrokorpuskel, die in eine andere übergeht, wenn die Grenze des Zeitintervalles überschritten wird. Bei $n = o$ ist überhaupt kein m - Wert definiert, während der Maximalwert bei $n = 1$ liegt. $n < o$ ist nicht möglich und m nimmt mit wachsendem n immer mehr ab. Dies bedeutet aber, daß n mit t nur anwachsen kann, das heißt wegen

$$n = n\,(t)\ ,\ \frac{d\,n}{d\,t} \geq o \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 125\,b$$

kann eine stabile Neutrokorpuskel nur in eine solche geringerer Masse

übergehen, weshalb dieser Übergang auch als Zerfall bezeichnet wird. Ob irgendein n - Wert längs $t_1 \leqq t \leqq t_2$, also während $t_2 - t_1$ der Stabilität $\frac{dn}{dt} = o$ der Neutrokorpuskel genügt, oder ob es nach $\frac{dn}{dt} > o$ zum Zerfall in eine tiefere Neutrokorpuskel kommt und wie groß die Zeit $t_2 - t_1$ der Stabilität ist, bleibt nach dem vorangegangenen Formalismus unbekannt. Zunächst müssen noch die beiden letzten Möglichkeiten (b,α) und (b,β) komplexer Kondensationen des Kompositionsfeldes untersucht werden.

Bei der letzten Klasse komplexer Kondensationen (b,α) und (b,β) entfällt wegen der Interpretationsnotwendigkeit (2,3) die Klasse (b,α) als nicht real; denn $\eta = \lambda/2$ als Projektion im R_3 bedeutet $\eta = o$ wegen $\lambda = \frac{h}{mc}$, daß entweder $h \to o$ oder $c \to \infty$ sein müßte, was in jedem Fall zur Erfahrung im Widerspruch steht. Es verbleibt demnach die Diskussion des Falles (b,β), wo alle Weltkoordinaten kondensieren. Komplexe Kondensationen dieser Art können als Raumzeitkondensationen bei äonischer Hermetrie bezeichnet werden; denn es kondensieren alle Koordinaten der Somawelt. Für (b,β) ist der Partiallösung des allgemeinen Hermetrieproblems der Linearselektor $\mu = \alpha + i\beta$ durch den Imaginärteil $i\beta = n$. $= \sum_{k=4}^{6} \alpha_k ()_k$ gekennzeichnet. Im mikromaren Approximationsbereich $\tau \to o$ folgt dann für das Eigenwertgesetz $\varsigma = \frac{2n_\varsigma + 1}{2n_r + 1} \cdot r$ wegen $\varsigma^2 = \eta^2 + \varepsilon^2 + c^2 t^2$ aufgrund des Baues von μ ; n nach Quadrierung $\eta^2 + \varepsilon^2 + c^2 t^2 = (\frac{2 n_\varsigma + 1}{2 n_r + 1})^2 \cdot r^2$. Hieraus wird unmittelbar deutlich, daß neben der transfiniten Kondensation noch eine Zeitkondensation an die Raumkondensation gekoppelt ist. Im Fall der imaginären Kondensationen beschreiben die transfiniten Selbstkondensationen latente transfinite Terme, die im R_3 als Gravitonen erscheinen, wenn ihre Weltlinien geodätische Nullinien sind. Die Zeitkondensationen erscheinen dagegen immer im R_3 als Photonen mit angekoppelten Gravitationsfeldern, also als elektromagnetische Wirkungen, die mit c fortschreiten. Bei den komplexen Raumkondensationen erscheint ein transfiniter Term an die eigentliche Raumkondensation gekoppelt, was im R_3 zu einer Neutrokorpuskel mit einem angekoppelten Gravitationsfeld führt. In Analogie hierzu wäre also die Raumzeitkondensation als eine Raumstruktur zu verstehen, an welche ein elktromagnetisches Feld zusammen mit einem Gravitationsfeld gekoppelt ist. Dieser Analogieschluß läßt Raumzeitkondensationen im

R_3 als Korpuskeln erscheinen, von denen elektromagnetische Wirkungen ausgehen. Strukturen dieser Art können aber nur elektrisch geladene Korpuskeln sein, die immer nur paarweise in Erscheinung treten. Die vom Eigenwertgesetz angegebenen Massen sind demnach auch als Massen dieser Korpuskelpaare zu verstehen. Im Extremfall gilt $\eta = \lambda/2$ und $r = \varepsilon = \Lambda/2 = \varrho$, wo $\varrho = \frac{h^2}{\gamma m^3}$ die Gravitationsgrenze aus $r\ q\ e^{-q} \sim (1-\frac{r}{\varrho})^2$ gilt. Setzt man auch für $c\,t = c\,T$ einen Extremwert, dann wird das Gesetz des Massenspektrums zu $(\frac{\lambda}{2\varrho})^2 + (\frac{c\,T}{\varrho})^2 = (\frac{2\,n_\varrho + 1}{2\,n_r + 1})^2 - 1 = 4\,\mu\,\frac{2\,n + 1 - \mu}{(2n+1-2\mu)^2} = 4\,f^2$, wenn $n_r = n_\varrho - \mu$ und $n_\varrho = n$ für die Hauptquantenzahl des Massenspektrums und μ für die Anpassung gesetzt wir $c\,T = s$ ist offensichtlich ein Weg im R_3, der während T von einer Wirkung durchlaufen wird, die mit c fortschreitet und daher elektromagnetischer Natur sein muß. Dieser Sachverhalt läßt den Schluß zu, daß s der räumliche Abstand zwischen den beiden elektrischen Ladungskomponenten ist; denn nach dem elektromagnetischen Induktionsgesetz erscheint das elektrische Kraftfeld im Gegensatz zum Gravitationsfeld (wegen seiner Quellen- und Senkennatur) nur zwischen den Ladungen. Einsetzen von ϱ und λ liefert als Massengesetz $\frac{\gamma^2 m^4}{4 c^2 h^2} + s^2 \frac{\gamma^2}{h^4} m^6 = 4 f^2$. Da für die Quantenzahl $n = o$ auch $m = o$ sein muß, folgt, daß auch in diesem Fall wie bei den Neutrokorpuskeln $f(o,\mu) = o$ sein muß, weil nur dann $m(o) = o$ erfüllbar ist. Dies bedeutet aber, daß auch für elektrisch geladene Korpuskeln $\mu = 1$ und damit $f = \frac{\sqrt{2\,n}}{2\,n - 1}$ wird. Es kommt nun noch darauf an, s durch die Eigenschaften des Korpuskelpaares zu substituieren.

Diese Attraktion der beiden elektrisch geladenen Korpuskeln, welche die Ladungen $|\,q_+\,| = |\,q_-\,|$ tragen, wird nicht allein durch diese elektromagnetischen Wechselwirkungen bestimmt, sondern darüberhinaus durch eine gravitative Komponente der Korpuskelmassen und durch das Spektrum der quantenhaften Mesofeldresonanzen. Die gesamte Attraktionsladung $Q_\pm$ muß demnach $|\,Q_\pm\,| > |\,q_\pm\,|$ sein, weil die durch die Mesofeldresonanzen ergänzte Gesamtattraktion höher liegt, als die elektromagnetische Attraktion. Zur weiteren Analyse kann der, aus den elementaren Mesofeldgleichungen 69 resultierende Ausdruck 69 b nämlich $4\,Q_\pm \sqrt{3\,R_-} = \pm\, a\,\pi^2 \cdot m \sqrt{R_+}$ verwendet werden. Einsetzen von $R_+^- = 16\,\pi\,\gamma^4/c$ und $1/R_- = c\,\varepsilon_o$

liefert dann $Q_{\pm} = a \frac{\pi^2}{\sqrt{3}} m \sqrt{4 \pi \varepsilon_0 \gamma^2}$, also

$4 \pi \varepsilon_0 \gamma^2 m^2 (\Lambda) = \frac{3 Q_{\pm}^2}{a^2 \pi^4}$. Für die Energie des Gravitationsfeldes folgt $E_g = \int_0^{\Lambda} \text{grad } (m \varphi_g) \, d\bar{r} = m (\Lambda) \cdot \varphi_g (\Lambda) -$ $- m(o) \varphi_g (o) = m (\Lambda) \varphi_g (\Lambda) = \frac{\gamma^2 m^2 (\Lambda)}{\Lambda}$, wenn $\varphi_g (r) =$ $= \gamma^2 \frac{m (r)}{r} (1 - \frac{r}{\varrho})^2$ verwendet wird; denn wegen des Mesofeldexponenten in $m (r)$ wird $\lim_{r \to o} \varphi_g = o$, durch $\lim_{r \to o} m (r) = o$ in höherer Ordnung. Für die rein elektromagnetische Feldenergie folgt dagegen, wenn $\lambda = \frac{h}{m c}$ die elektromagnetische Oberfläche bestimmt, $E_e = \int_{\lambda}^{\infty} \text{grad } V \, d\bar{r} = - \frac{q_{\pm}^2}{4 \pi \varepsilon_0 \lambda}$. Für das Verhältnis beider Energien ergibt sich $\frac{E_g}{E_e} = - 1/q_{\pm}^2 \; 4 \pi \varepsilon_0 \gamma^2 m^2 \lambda/\Lambda =$ $= - \frac{3 Q_{\pm}^2}{a^2 \pi^4 q_{\pm}^2} \lambda/\Lambda$. Hierin ist $E_g = - h \frac{\omega}{\lambda}$ und $E_e = h \frac{c}{\lambda}$ was eingesetzt unter Berücksichtigung von $4/3 = \frac{\omega}{c}$ die Beziehung $Q_{\pm}^2 = q_{\pm}^2 (\frac{a \pi^2}{2} \frac{\omega}{c})^2$ oder für die gesamte Attraktionsladung der geladenen Korpuskeln $Q_{\pm} = q_{\pm} \frac{a \pi^2}{2} \frac{\omega}{c}$ liefert. Für die Attraktionsenergie dieses $Q_{\pm}$ - Feldes folgt dann $E = \frac{Q_{\pm}^2}{4 \pi \varepsilon_0 r} =$ $= \frac{\alpha q_{\pm}^2}{4 \pi \varepsilon_0 r}$, wenn zur Kürzung $\sqrt{\alpha} = \frac{a \pi^2}{2} \frac{\omega}{c}$ verwendet wird. Bilden beide Korpuskeln ein stationäres dynamisches System, so bewegen sie sich mit der Geschwindigkeit $\bar{v}$ im Abstand s auf Kreisbahnen umeinander, was mit $\beta = \frac{v}{c}$ die gegen Λ im R_4 invariante Form $E = \frac{m c^2 \beta}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ liefert. Setzt man $r x = \frac{\alpha q_{\pm}^2}{4 \pi \varepsilon_0 m c^2}$, dann folgt im Vergleich $\beta = \frac{x}{\sqrt{1 + x^2}}$. Als Wirkungsgröße w dieser Bewegung gilt, ebenfalls in invarianter Fassung $w = \oint \frac{m c \beta \, d\sigma}{\sqrt{1 - \beta^2}} =$ $= m c \oint \beta \, d \sigma_o = 2 \pi m c \int_o^s \beta \, dr$, weil $d\sigma = d \sigma_o \sqrt{1 - \beta^2}$ und $d \sigma_o = 2 \pi \, dr$ ist. Für die Wirkung

gilt aber die Quantisierung $w = N h$, was mit $d r = \frac{\alpha q_{\pm}^2}{4 \pi \varepsilon_0 m c^2} d(1/x)$ und $\beta = \frac{x}{\sqrt{1 + x^2}}$ eingesetzt $N h = \frac{1}{2} \alpha q_{\pm}^2 R_- \int_0^s \frac{x}{\sqrt{1 + x^2}} d(1/x)$ liefert, weil $R_- = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0} = 1/c\varepsilon_0$ ist. Zur Ausführung des Integrals wird $x \sin y = 1$ als Transformation verwendet und das ergibt

$$\frac{2 N h}{\alpha q_{\pm}^2 R_-} = \int_0^s \frac{x}{\sqrt{1 + x^2}} d(1/x) = y(s) - y(o) =$$

$$= \arcsin \frac{1}{x(s)} - \gamma \pi \quad \text{oder} \quad \frac{2 N h}{\alpha q_{\pm}^2 R_-} = \arccos \frac{1}{x(s)} - \pi/2 (2\gamma + 1).$$

Nach den Additionstheoremen ist aber immer $\sin(\gamma^2 + \gamma \pi) = \pm \sin \gamma^2$ und $\cos(\gamma^2 + \pi/2 (2\gamma + 1)) = -\sin \gamma^2$, so daß die Zweideutigkeit zu

$$s = \pm \frac{\alpha q_{\pm}^2}{4 \pi \varepsilon_0 m c^2} \cdot \sin \frac{2 N h}{\alpha q_{\pm}^2 R_-}$$

wird. Dieser Wert muß nun mehr in das Massenspektrum eingesetzt werden, was

$$4 f^2 = \frac{\gamma^2 m^4}{4 c^2 h^2} + s^2 \frac{\gamma^2}{h^4} m^6 = m^4 \frac{\gamma^2}{4 c^2 h^2} \left(1 + \left(\frac{\alpha q_{\pm}^2}{2 \pi \varepsilon_0 c h}\right)^2 \sin^2 \frac{2 N h}{\alpha q_{\pm}^2 R_-}\right) =$$

$$= \frac{m^4}{4 \mu^4} \left(1 + \left(\frac{\alpha q_{\pm}^2 R_-}{2 \pi h}\right)^2 \sin^2 \frac{2 N h}{\alpha q_{\pm}^2 R_-}\right)$$

ergibt. Nach der Empirik des elektromagnetischen Feldes erscheinen alle elektrischen Ladungen $q_{\pm}$ als ganzzahlige Vielfache $q \varepsilon_{\pm} = q_{\pm} \geq o$ einer Elementarladung $\varepsilon_{\pm}$. Zwar ist empirisch nach B LLI nicht völlig evident ob die Elektronenladung $e_{\pm}$ wirklich elementaren Charakter trägt, doch kann an der Existenz einer Elementarladung unabhängig davon nicht gezweifelt werden. Kennzeichnet $\varepsilon_{\pm}$ diese auf jeden Fall noch unbekannte Elementarladung, dann kann mit der ganzzahligen Ladungsquantenzahl q jede elektrische Ladung durch $q_{\pm} = q \varepsilon_{\pm}$ dargestellt werden, was zu

$$\frac{16 \mu^4 f^2}{m^4} = 1 + q^4 \left(\frac{\alpha \varepsilon_{\pm}^2 R_-}{2 \pi h}\right)^2 \cdot \sin^2 \frac{2 N h}{\alpha q^2 \varepsilon_{\pm}^2 R_-}$$

führt. In dieser Beziehung muß der Sinus als

Extremum auftretem, weil $\varepsilon_{\pm}$ als Elementarladung definitionsgemäß die kleinstmögliche Ladung überhaupt sein soll. Es gibt aber nur zwei Arten derartiger Extrema, nämlich sin γ = o oder periodisch sin $\gamma = \pm 1$. Im Fall sin $N/q^2 \; \frac{2h}{\alpha \varepsilon_{\pm}^2 R_-}$ = o würde sich unabhängig von q > o oder q = o das Spektrum der Neutrokorpuskeln ergeben, so daß nur sin $N/q^2 \; \frac{2h}{\alpha \varepsilon_{\pm}^2 R_-} = \pm 1$ oder $N/q^2 \; \frac{2h}{\alpha \varepsilon_{\pm}^2 R_-} = \pm \frac{\pi}{2} (2\gamma+1)$ mit ganzzahligem γ inbetracht kommt. Hierin wird immer die Substitution $N = q^2 (2\gamma + 1)$ im Sinne einer Normierung möglich, weil $\varepsilon_{\pm}$ als Elementarladung nur von Naturkonstanten, nicht aber von Quantenzahlen abhängen kann. Schließlich muß noch $\varepsilon_{\pm}^2 > o$ gefordert werden, weil $\varepsilon_{\pm}$ nur eine reelle physikalische Größe sein kann, so daß der negative Zweig entfällt. Substituieren von $\alpha = a^2/4 \; \pi^4 \; \frac{\omega^2}{c^2} = a^2 \; 4/9 \; \pi^4$ in die eindeutige Beziehung $\pi/2 \; \varepsilon_{\pm}^2 = \frac{2h}{\alpha R_-}$ liefert dann für die Elementarladung $a^2 \; \varepsilon_{\pm}^2 = 9/\pi^5 \; h/R_- = 18/\pi^4 \; \hbar/R_-$ oder

$$\varepsilon_{\pm} = \pm \frac{3}{a \pi^2} \sqrt{2 \frac{\hbar}{R_-}}$$

. Einsetzen der Naturkonstanten

$h = 6{,}63 \cdot 10^{-34}$ [Wattsek²] und $R_- = 337$ [Ω] ergibt für den theoretischen Wert $\varepsilon_{\pm} = \pm 1{,}604 \cdot 10^{-19} \sqrt{\frac{2}{a}}$ [Ampsek] .

Aus diesem Ergebnis folgt unmittelbar, daß $\varepsilon_{\pm}$ (a) als Elektronenladung erscheint, wenn in der zu 69 b führenden Proportionalität $\underline{\bar{\varkappa}} = a \, \bar{\varkappa}'$ oder skalar $\underline{\varkappa} = \pm a \, \varkappa'$ (wegen $\underline{\bar{\varkappa}} \parallel \bar{\varkappa}'$) die Größe $\underline{\varkappa}$ als Diagonale eines Quadrates der Kantenlänge $\varkappa'$ aufgefaßt wird was $a = \sqrt{2}$ zur Folge hat. Unter dieser Voraussetzung wird nämlich $\varepsilon_{\pm}$ (a) $= \pm \frac{3}{a \pi^2} \sqrt{2 \frac{\hbar}{R_-}}$ zu $\varepsilon_{\pm}$ ($\sqrt{2}$) =

$$= \pm \frac{3}{\pi^2} \sqrt{\frac{\hbar}{R_-}} \approx \pm 1{,}604 \cdot 10^{-19} \text{ [Ampsek]}$$

und dieser Wert deckt sich bis auf ca + o,125 o/o mit der empirisch gemessenen Elektronenladung. Die positive Fehlerabweichung muß dabei noch

geklärt werden. Mit $\varepsilon_{\pm}$ kann im Massenspektrum zusammen mit $\alpha = a^2 \frac{4}{9} \pi^4$ und der Normierung $N = q^2 (2\gamma + 1)$ substituiert werden. Da immer $\sin^2 \frac{\pi}{2} = 1$ ist, folgt $\frac{16 \mu^4 f^2}{m^4} = 1 + q^4 \frac{4}{\pi^4}$ und dies liefert das Massenspektrum

$m = \pm 2 \pi \mu \sqrt{f} (\pi^4 + 4 q^4)^{-1/4}$ mit $\mu = \sqrt{\frac{ch}{\gamma}}$. Für alle Ladungsquantenzahlen $q > o$ weicht m vom Spektrum der Neutrokorpuskeln ab, doch wird $m = \pm 2 \mu \sqrt{f}$ zum Spektrum der Neutrokorpuskeln, wenn die Ladungsquantenzahl $q = o$ wird. m gibt die Masse des aus beiden Komponenten bestehenden dynamischen Systemes an, so,daß für die Masse einer geladenen Korpuskel $\underline{m} = 1/2\ m = \pm \pi \mu \sqrt{f} (\pi^4 + 4 q^4)^{-1/4}$ zu setzen ist. Zu jeder geladenen Korpuskel gehört also eine entgegengesetzt geladene Antikorpuskel. Es zeigt sich, daß für $q = o$ auch $\underline{m}_{(o)} = \pm \mu \sqrt{f}$ zu einer Neutrokorpuskel gehört, vorausgesetzt, daß die Ambivalenz zwischen Korpuskeln und Antikorpuskeln auch auf das Spektrum der Neutrokorpuskeln übertragen werden muß, so daß im Spektrum der Gleichung 125 immer nur die Masse eines aus der neutralen Korpuskel und ihrer Antikorpuskel bestehendenddynamischen Systems beschrieben wird. Diese Ambivalenz der Antistrukturen werde durch $m_{(\pm)}$ gekennzeichnet, Dann beschreibt das Spektrum $m_{(\pm)} = \pm \pi \mu \sqrt{f} (\pi^4 + 4 q^4)^{-1/4}$ eine allgemeine Spektralfunktion, welche die Spektren der neutralen und geladenen Korpuskeln, so wie ihre entsprechenden Antistrukturen impliziert. Es zeigt sich, daß $m_{(\pm)}$ ein doppeltes Vorzeichen trägt, das heißt, es ist $m_{(\pm)} > o$ und $m_{(\pm)} < o$ möglich. Alle komplexen Kondensationen sind durch ihre Fortsetzung in die transfiniten Bereiche der Welt, also durch die Ankoppelung transfiniter Selbstkondensationen an die räumlichen, beziehungsweise raumzeitlichen Strukturen gekennzeichnet, die aber als Projektion auf den R_3 immer als angekoppelte Gravitationsfelder erscheinen müssen. Diese gravitativen Strukturen setzen aber im reellen R_3 eine Grenze

$\varrho = \frac{h^2}{\gamma m_{(\pm)}^3}$ die wegen ihrer Realität $\varrho > o$ bleiben muß.

Da $\varrho \sim m_{(\pm)}^{-3}$ ist, würde $m_{(\pm)} < o$ zu $\varrho < o$ führen, was einen Widerspruch zur Realität einer Distanz im R_3 bildet. Aus diesem Grunde kommt nur der positive Zweig $m_{(\pm)} > o$ inbetracht; denn

hier bleibt $\varrho > o$. Es gibt also grundsätzlich keine negativen Massen, was auch für das Spektralsystem der Antimaterie gilt. Das einheitliche Massenspektrum aller neutralen und elektrisch geladenen Korpuskeln zusammen mit dem System der entsprechenden Antikorpuskeln wird beschrieben durch

$$m_{(\pm)}\ (n,q) = \frac{\pi\,\mu}{\sqrt{2n-1}}\ \sqrt[4]{\frac{2\,n}{\pi^4 + 4\,q^4}}\ ,$$

$$\mu = \sqrt{\frac{c\,h}{\gamma}}\ ,\ a\ \varepsilon_{\pm}\ (a) = \pm\ \frac{3}{\pi^2}\ \sqrt{2\ \frac{\hbar}{R_-}}\ ,$$

$$\varepsilon_{\pm}\ (\sqrt{2}) \approx e_{\pm} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 126\ .$$

Die Spektralfunktion ist also abhängig von zwei Systemen ganzer Quantenzahlen, nämlich der Massenquantenzahl n und der Ladungsquantenzahl q. Für $q = o$ wird die Korpuskel neutral, doch liegt immer eine geladene Korpuskel für $q > o$ vor. Ist n ein Festwert, dann folgt $m_{(\pm)}\ (n)$ als Neutrokorpuskel für $q = o$ und $m_{(\pm)}\ (n\ q)$ für beliebige Werte $q > o$. Da immer $\pi^4 + 4\,q^4 > \pi^4$ bleibt, wenn $q > o$ ist, also $m_{(\pm)}\ (n) > m_{(\pm)}\ (n\ q)$. Zu jeder Massenquantenzahl n gehört demnach ein System elektrisch geladener Korpuskeln und eine Neutrokorpuskel, doch liegt die Masse der Neutrokorpuskel grundsätzlich höher als die Masse der zur gleichen Massenquantenzahl gehörenden geladenen Komponenten. Es können auch alle zur Kondensation kommenden semantischen Architektureinheiten zeitlich veränderlich sein, was wiederum in völliger Analogie zur Gleichung 125 b zu zeitlich veränderlichen Quantenzahlen führt. Gleichung 126 wäre also zu ergänzen durch

$$m_{(\pm)}\ (n) > m_{(\pm)}\ (n,q)\ ,\quad n = n\ (t)\ ,\quad q = q\ (t)\ \ldots\ldots\ 126\ a.$$

Nach dieser Ergänzung der Gleichung 126 wird eine Untersuchung ihres Gültigkeitsbereiches notwendig. Die Spektralfunktion wurde aus dem Eigenwertspektrum der Partiallösung des Hermetrieproblems im zweiten Approximationsbereich hergeleitet, für welchen $\Lambda \ll 1$ in Gleichung 118 ist. Das Eigenwertspektrum dieser Partiallösung ist aber nach Gleichung 118 im ganzen metronischen Bereich gültig, das heißt, die exakt metronische Fassung 118 liefert die gleiche Eigenwertbedingung wie ψ_{kl} im zweiten Approximationsbereich. Dieser Sachverhalt sagt aber aus, daß die Spektralfunktion Gleichung 126 mit ihrer Ergänzung Gleichung 126 a trotz

ihrer Herleitung aus der ersten Approximation auch im Bereich einzelner Metronen, also niedriger Metronenziffern exakte Gültigkeit hat.

Es bleibt noch übrig, zu untersuchen bis auf welche Fehlerabweichung das empirische System von Elementarkorpuskeln aus B III 7 in die Spektralfunktion 126 paßt. Das Massenmaximum liegt für alle $q \geq o$ stets bei $n = 1$, während für $n = o$ kein Massenterm vorliegt. Mit wachsender Massenquantenzahl n nimmt $m_{(\pm)}$ ab, und zwar bei hinreichend hohen n - Werten $n \gg 1$ nahezu im Sinne einer asymtotischen Hyperbel, wenn $\sqrt[4]{2n}$ als Argument verwendet wird, weil für $n \gg 1$ immer $\sqrt[4]{2n}\ (2n-1)^{-1/2} \approx (2n)^{-1/4}$ in sehr guter Näherung gilt. Wird eine empirische Masse einer Elementarkorpuskel in 126 eingesetzt, dann kann für diese empirische Masse immer der ungefähre n - Wert eliminiert werden. Selbst für die schwersten empirischen Elementarkorpuskeln, nämlich die [-] Hyperonen ist $n \gg 1$ aber so gut erfüllt, daß $\sqrt[4]{2n}\ (2n-1)^{-1/2} \approx (2n)^{-1/4}$ praktisch exakt gilt. Ist $M = m_{(\pm)}(y,q) = \alpha\ \mu\ (2y)^{-1/4}$ mit $\alpha^{-4} = 1 + 4\,(q/\pi)^4$ eine solche empirische Korpuskelmasse, dann folgt $y = 1/2\ (\alpha\ \mu/M)^4 = n \pm x$, wenn n ganzzahlig und $o \leq x \leq 1$ im geschlossenen Intervall echter Brüche liegt. Für die Fehlerabweichung zwischen M und dem nächstgelegenen Term $m_{(\pm)}(n,q)$ im empirischen Bereich $n > 1$ von 126 folgt dann

$$\Delta M = m_{(\pm)}(n,q) - M = \alpha\ \mu\ \left((2n)^{-1/4} - (2y)^{-1/4}\right) = M\left(\sqrt[4]{y/n} - 1\right) = M\left(\sqrt[4]{1 \pm \frac{x}{n}} - 1\right)$$

$\approx \pm\ 1/4\ M\ x/n$, weil wegen $n \gg 1$ erst recht $n \gg x$ ist und daher x/n immer in höheren als ersten Potenzen vernachlässigt werden kann, Auch gilt stets $n \approx n \pm x = y = 1/2\ (\alpha\ \frac{\mu}{M})^4$, so daß sich $2\ \Delta M = \pm\ M^5\ \mu^{-4} \cdot (1 + 4\,(q/\pi)^4) \cdot x$ für die Fehlerabweichung ergibt. Ist m_e die Elektronenmasse, dann folgt für den Fehler zwischen empirischer Korpuskelmasse $M = N\ m_e$ nach B III 7 und dem entsprechenden Massenterm einer komplexen Kondensation nach 126 die Beziehung $P = 10^3\ \frac{\Delta m}{m_e}$ im Promille der Elektronenmasse. Explizit folgt für diese Fehlerabweichung

$$P = \pm\ 500\ N^5\ \left(\frac{m_e}{\mu}\right)^4 \cdot (1 + 4\,(q/\pi)^4) \cdot x\ ,$$

$o \leq x \leq 1$, $M = N\ m_e$ .....126 b,

woraus hervorgeht, daß selbst für [-] - Hyperonen die Fehlerabweichung im Fall des Fehlermaximums $x = 1$ unter jeder Meßbar -

barkeitsgrenze liegt. Für leichtere Elementarkorpuskeln nimmt dieser Fehler in 5. Potenz ab, so daß festgestellt werden kann, daß sich die Lösung 126 der Weltgleichung 115 exakt mit dem empirischen System der Elementarkorpuskeln aus B III 7 inbezug auf Masse und Ladung deckt. Auch für empirisch noch nicht aufgefundene Elementarkorpuskeln gilt 126 b , solange $n \gg 1$ bleibt. Dies bedeutet aber, daß 126 auch alle noch nicht aufgefundenen Elementarkorpuskeln erfassen muß.

Die in 126 a angeführte Zeitabhängigkeit der Quantenzahlen $n(t)$ und $q(t)$ bringt lediglich den empirischen Sachverhalt aus B III zum Ausdruck, wonach im allgemeinen die Elementarkorpuskeln durch radioaktive Zerfallsprozesse ineinander transmutieren. Eine derartige Transmutation wiederum ist mit der Transmutation von Photonenfeldern (über Gravitonensysteme im Sinne des negativen und positiven Raumschlusses)verbunden. Auch besteht empirisch ein reversibler Zusammenhang zwischen hinreichend kurzwelligen Photonen und Korpuskelpaaren, von denen immer die eine Komponente die entsprechende Antikorpuskel ist. Aus diesem empirischen Sachverhalt geht unmittelbar hervor, daß die vier Arten diskreter Kondensationsstufen der realen Hermetrieformen $h_{\pm}$ ineinander transmutierbar sind. Diese Transmutierbarkeit ist aber nur dann möglich, wenn jede diskrete Kondensationsstufe über einen internen Bau verfügt, der eindeutig nur als interne Korrelation von Substrukturen verstanden werden kann. Die fünf möglichen Hermetrieformen $h(4)$ (ohne Kondensationsstufen) oder imaginären Kondensationen $h_{-}(34)$ und $h_{-}(234)$ beziehungsweise die komplexen Kondensationen $h_{+}(134)$ und $h_{+}(1234)$ können keinen direkten Aufschluß über solche korrelierenden Substrukturen geben. Es kann jedoch versucht werden, durch eine Fortführung der Analyse aller dieser Hermetrieformen beschrieben durch 119 , 122, 123 und 126 als Lösungen der Weltgleichung 115 auf indirektem Wege zur Beschreibung dieser Korrelationen und der Substruktur zu gelangen.

Während die Ladungszahl q Aufschluß über die elektrische oder neutrale Struktur liefert, beschreibt die Massenquantenzahl n die Zahl metronischer Kondensationen. Aus $\varrho = \frac{2n+1}{2n-1} \cdot r$, wegen $n_\varrho = n$ und $n_r = n - \mu$, sowie der Anpassung $\mu = 1$ folgt, daß in jedem Fall ε und η , also die transfiniten Strukturen mit n anwachsen, daß aber umgekehrt mit diesem Wachstum m abnimmt. Ist $n_1 \gg n_2$, dann sind die wenigen Kondensationen n_2 metronisch wesentlich dichter und m_2 wesentlich größer als die vielen, aber flachen Kondensationen n_1 . Die höchste metronische Dichte liegt in

126 offensichtlich bei der Neutrokorpuskel $q = o$ mit $n = 1$, der demnach auch das Massenmaximum $m_{max} = \mu \sqrt[4]{2}$ mit $\mu = \sqrt{\frac{c\,h}{\gamma}}$ zukommt. Wird $2\,\omega\,c^2\,\tau = \gamma\, h$ mit $3\,\omega = 4\,c$ berücksichtigt, dann folgt für dieses Maximum des Spektrums $\gamma\, m_{max} = 2\sqrt[4]{8}\,c^2\,\sqrt{\tau/3}$. Auch diese maximale Neutrokorpuskel muß nach dem Quantendualismus gemäß $c\,\lambda_{min}\,m_{max} = h$ mit einer Wellenlänge und zwar einer Minimalwellenlänge λ_{min} verknüpft sein, für welche sich die Darstellung $\lambda_{min} = 2\sqrt[4]{2}\,\sqrt{\tau/3}$ ergibt. Diese kleinstmögliche durch eine Kondensation bestimmte Wellenlänge im R_3 entspricht aber den Abmessungen eines Metrons, so daß die maximale Neutrokorpuskel hinsichtlich ihres Definitionsbereiches in bezug auf die semantischen Architektureinheiten nicht eindeutig festliegt. Gleiches gilt auch für die mit $n = 1$ maximalen geladenen Korpuskeln $q = 1$, weil der Ladungsfaktor $(1+4\,(q/\pi)^4)^{1/4}$ nur eine Änderung von λ_{min} um ca + 1 °/o ausmacht. Diese Mehrdeutigkeit der Maximalkorpuskeln $n = 1$ bedeutet aber, daß die Maximalkorpuskeln, welche im R_4 manifest sind, in einen R_3 - Pararaum des transfiniten Bereiches überwechseln können und somit einen latenten Term h_- (34) bilden, was einen direkten negativen Raum - schluß entspricht. Umgekehrt müßte ein transfiniter Term mit λ_{min} zu einem positiven Raumschluß fähig sein und im R_4 als m_{max} manifest werden. Da $q > o$ immer eine Raumzeitkondensation bedeutet aber die Zeitdimension nach 85 und 85 b in den transfiniten R_3 - Pararäumen in gleicher Weise zählt wie in der Somawelt, müssen die Maximalkondensationen für $q > o$ jedoch von diesem direkten Raumschluß ausgeschlossen werden. Wenn also das Maximalniveau $n = 1$ der Spektralfunktion aller Neutrokorpuskeln $q = o$ im R_3 realisiert ist, dann besteht immer die Möglichkeit, daß dieses neutrale Maximalniveau aus dem R_3 in einen transfiniten Pararaum (über ein Gravitonensystem im negativen Raumschluß) übergeht und zum latenten Term wird und umgekehrt. Die zum Maximalniveau gehörende Wellenlänge λ_{min} wiederum definiert einen h γ - Betrag ε, welcher sich zu $\varepsilon = m_{max}\,c^2$, also $\gamma\, \varepsilon = 2\sqrt[4]{8}\,c^4\,\sqrt{\tau/3}$ ergibt. Hierbei handelt es sich offenbar um die Mindestenergie, welche im Sinne h_+ (134) zur Kondensation kommen muß, damit m_{max} einen latenten transfiniten Term durch einen negativen Raumschluß aufbauen kann. Wenn also Energie E_T (manifest im R_4) nicht im Sinne einer

Photonenemission oder -Absorbtion umgesetzt, sondern latente Terme h_- (34) in transfiniten Pararäumen aufbauen soll, dann muß $E_T = N\,\varepsilon$ ein ganzzahliges Vielfaches N dieser Kondensationsenergie ε sein. Zusammengefaßt wird dieser Sachverhalt in

$$m_{max} = \mu\,\sqrt[4]{2}\,, \quad \lambda_{min} = 2\,\sqrt[4]{2}\,\sqrt{\tau/3}\,,$$

$$\gamma\varepsilon = 2\,\sqrt[4]{8}\,c^4\,\sqrt{\tau/3}\,, \quad E_T = N\,\varepsilon \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots 127.$$

Einsetzen der Naturkonstanten liefert $m_{max} \approx 6{,}45 \cdot 10^{-8}\ [kg]$, sowie $\lambda_{min} \approx 3{,}3 \cdot 10^{-35}\ [m]$ und $\varepsilon \approx 1{,}62\ [MWh]$. Wenn also beispielsweise in stellaren Strukturen als Folge extremer energetischer Bedingungen Kondensationen ε entstehen, dann kann $E_T = N\,\varepsilon$ transfinit werden, daß heißt, bezogen auf eine bestimmte Zeit kann diese Energie als Leistungen dem Gestirn - wegen des latenten Charakters von E_T - entzogen werden. Der eventuelle positive Raumschluß würde die ε - Terme wieder in den R_3 zurückprojizieren, was jedoch statistisch im ganzen R_3 erscheinen muß. Die Maximalniveaus der Neutrokorpuskeln würden dann stationär im R_3 bleiben wenn diese Maximalniveaus im leeren R_3 ohne die extremen energetischen Stellarbedingungen nicht existent sind und durch einen radioaktiven Zerfallsprozeß in Niveaus $n > 1$ so lange zerfallen, bis ein zeitlich stationäres Niveau $n_p = const$ erreicht ist. Der nächte Massenterm unter dem Hyperonenspektrum mit größerer Halbwertzeit ist aber das Neutron, welches gemäß $n^1_o \xrightarrow[2o']{\beta_-} p$ empirisch nach

einer Halbwertzeit von ungefähr 20 Minuten unter kontinuierlicher β_- - Emission in das stabile Proton mit der Massenquantenzahl $n_p = const\ (t)$ radioaktiv zerfällt. Der positive ε - Raumschluß muß also in einer statistischen über den ganzen R_3 isotrop verteilten p - Strahlung erscheinen. Hieraus folgt, daß sich die Energiebilanz eines stellaren Objektes additiv aus der photonischen Emission und einem latenten Anteil zusammensetzt, wenn durch intrastellare Vorgänge ein ε - Prozeß nach 127 gegeben ist. In diesem Fall könnte in einer geeigneten Entwicklungsphase der ε - Prozeß unstet ansteigen, was eine spontane Senkung der photonischen Energie und damit des Strahlungsdruckes mit anschließendem gravitativen Zusammenbruch des stellaren Objektes bedingt. Dieser Zusammenbruch wiederum verursacht eine starke Verdichtung der Sternmaterie, welche adiabatisch

mit entsprechender Temperatursteigerung verläuft, wenn durch die Verdichtung der spontane ε - Prozeß unterbrochen wird. Die Temperatursteigerung bei gleichzeitiger Senkung des ε - Prozesses muß die spontane Sternexplosion zur Folge haben, Auch muß als Konsequenz des positiven Raumschlusses die p - Strahlung isotrop im ganzen R_3 auftreten. Tatsächlich beobachtet werden Nova- und Supernovaausbrüche stellarer Objekte, sowie eine statistische p - Strahlung als hochenergetische Primärkomponente der Höhenstrahlung, welche sich über den beobachtbaren R_3 isotrop verteilt. Nach diesen empirischen Beobachtungen erscheint unter intrastellaren Bedingungen Energiekondensation und Raumschluß wahrscheinlich, doch können über derartige Prozesse nur dann konkrete Aussagen gemacht werden, wenn die korrelativen internen Substrukturen der diskreten Kondensationsstufen $h_{\pm}$ bekannt sind.

Nach dem Vorangegengenen kann ein Energiequant immer dann unmittelbar transfinit werden, wenn es eine kritische Mindestenergie enthält. Beim anschließenden Raumschluß entstehen im allgemeinen über ein Gravitonensystem Emissionsphotonen, doch kann auch eine Neutrokorpuskel maximaler Masse bei diesem Raumschluß im R_3 entstehen, wenn der kritische Energiebetrag zum Durchbruch kommt. Für diese Masse folgt aus der Spektralfunktion $m^{(1)}_{(\pm)} = \sqrt{\sqrt{2}\ \frac{c\,h}{\gamma^2}}$

wegen $n_1 = 1$, doch kann diese Korpuskel nicht stabil sein. Bei t_1 kommt es zum Zerfall $m^{(1)}_{(\pm)} \longrightarrow m^{(2)}_{(\pm)} < m^{(1)}_{(\pm)}$ mit $n_1 \longrightarrow n_2 > n_1$, was längs des Intervalls $t_2 - t_1$ der Halbwertzeit von n_2 stabil bleibt, um dann $n_2 \longrightarrow n_3$ zu erreichen. Auf diese Weise kommt es dann zu einer Zerfallsreihe $(m^{(k)}_{(\pm)} \longrightarrow m^{(k+1)}_{(\pm)} \equiv$ $\equiv (n_k \longrightarrow n_{k+1})$ mit der Halbwertzeit $t_{k+1} - t_k$ für n_{k+1} mit $1 \leq k \leq N < \infty$, deren Zeitdiagramm wegen $m^{(k+1)}_{(\pm)} = \text{const}$ während $t_{k+1} - t_k$ eine Stufenkurve sein muß, deren horizontale Stufenlänge die jeweilige Halbwertzeit angibt, Da stets $m^{(k)}_{(\pm)} > m^{(k+1)}_{(\pm)}$ ist, liegt ein progressiver Zerfall im Sinne einer Stufendevolution vor, bei welcher alle während bestimmter von null verschiedener Halbwertzeiten stabilen Elementarkorpuskeln durchlaufen werden. Da die Massenquantenzahl in der Spektralfunktion eine laufende Metro-

nenziffer ist, kann durchaus $n_{k+1} - n_k \gg 1$ sein, was durch $n(t)$ aus Gleichung 126 a zum Ausdruck gebracht wird. $n(t)$ muß also eine zeitliche Auswahlregel der Massenquantenzahlen im Sinne einer diskreten Funktion erscheinen, deren expliziter Verlauf aus den Korrelationen der hypothetischen Substruktur hervorgehen muß. Ganz analog verhält es sich mit der Ladungsquantenzahl q, die wegen des Zerfalls nicht nur von t, sondern auch vom jeweiligen n - Wert abhängen muß. Neben den beiden Systemen von $m_{(\pm)}(n)$ gibt es offensichtlich zu jeder Massenquantenzahl noch ein komplementäres Ladungsspektrum $q \gtrless 1$, dessen einzelne Terme ebenfalls in der Zerfallsreihe enthalten sein müssen. Da beim Zerfallsprozeß $m^{(k+1)}_{(\pm)} < m^{(k)}_{(\pm)}$ ist, aber der Energieinhalt konstant bleiben muß, kann der Zerfall nur unter Emission eines Quantensystems der Masse $\varkappa_k$ stattfinden, wobei $m^{(k)}_{(\pm)} = m^{(k+1)}_{(\pm)} + \varkappa_k$ ist. Auf diese Weise wird also die Zerfallsreihe vollständig beschrieben durch

$$m^{(k)}_{(\pm)} \xrightarrow[t_k - t_{k-1}]{\varkappa_k} m^{(k+1)}_{(\pm)} \quad , \quad n_k \longrightarrow n_{k+1} > n_k \quad ,$$

$$n_{k+1} - n_k \gg 1 \quad , \quad 1 \leqq k \leqq N < \infty \quad , \quad q = q(n, t) \quad ,$$

$$n = n(t) \quad , \quad n_k = \text{const} \quad (t_k - t_{k-1}) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 128 \, .$$

Zweifellos kann ein Übergang $m_{(\pm)}(n) \longrightarrow m_{(\pm)}(n,q)$ mit $q > o$ nicht direkt stattfinden, weil das Ladungsspektrum zur Quantenzahl n koordiniert erscheint. Wenn also zu n ein Komplementärsystem existiert, dann müßte beim Spontanübergang eine vorübergehende Änderung von n eintreten, was aber einen Widerspruch zur Voraussetzung des Komplementärsystems bildet. Die Möglichkeit eines indirekten intermittierenden Überganges ist dagegen gegeben, wenn ein Zustand n' der Neutrokorpuskel $m_{(\pm)}(n') = m'_{(\pm)}$ zwischen $q = o$ und $q = 1$ liegt.. In diesem Fall der Intermission wäre $m_{(\pm)}(n) \longrightarrow m'_{(\pm)}$ und anschließend $m'_{(\pm)} \longrightarrow m_{(\pm)}(n,q)$ zu erwarten, wobei $n' > n$ wieder auf n abfällt, was aber durch $q > o$ in der Spektralfunktion kompensiert wird. Diese Kompensation beim Intermissionsübergang hat ihre Ursache in der Tatsache, daß bei $m'_{(\pm)} \longrightarrow m_{(\pm)}(n,q)$ an die Raumkondensation der Neutrokorpuskel $m'_{(\pm)}$ als Folge des

Zerfalls eine Zeitkondensation angekoppelt wird, was zur elktrischen Struktur $q > o$ der Raumzeitkondensation führt. Die Maximalkorpuskel $m^{(1)}_{(\pm)} = \mu\ ^4\sqrt{2}$ muß eine Neutrokorpuskel seinn denn ihr Komplementärspektrum muß im jeweiligen Massenwert um den Faktor $(1+4\,(\frac{q}{\pi})^4)^{-1/4}$ tiefer liegen. Doch muß eine Inbermission zum Komplementärspektrum möglich sein, wodurch die Stufendevolution eingeleitet wird. Da ursprünglich beim $m^{(1)}_{(\pm)}$ unmittelbar nach dem Raumschluß $q = o$ ist muß geschlossen werden, daß eine völlige Parität zwischen den Vielfachen von e_+ und e_- herrscht, so daß neben dem Erhaltungsprinzip $m^{(k)}_{(\pm)} = m^{(k+1)}_{(\pm)} + \varkappa_k$ beim $\varkappa_k$ - Prozeß

$$m^{(k)}_{(\pm)} \xrightarrow[t_k - t_{k-1}]{\varkappa_k} m^{(k+1)}_{(\pm)}$$

ein Prinzip der Ladungskonstanz wirksam sein muß, wenn $m^{(k)}_{(\pm)}$ (n_k) neutral, aber $m^{(k+1)}_{(\pm)}$ $(n_{k+1}\ ,\ q_{k+1})$ eine q_{k+1} - fache Ladung $e_\pm$ trägt.

Wegen der Ladungsparität muß dann auch $\varkappa_k$ eine $q_\varkappa$ -fache Ladung tragen, derart, daß immer $q_{k+1}\ e_\pm + q_\varkappa\ e_\mp = o$ ist,

wodurch die Ladungsparität ausgedrückt wird. Die Gleichung 128 muß also durch die beiden Erhaltungsprinzipien

$$m^{(k)}_{(\pm)} = m^{(k+1)}_{(\pm)} + \varkappa_k\ ,\ q_{k+1}\ e_\pm + q_\varkappa\ e_\mp = o\ ,$$

$$m^{(k)}_{(\pm)}\ (n_k) \xrightarrow{\varkappa_k} m^{(k+1)}_{(\pm)}\ (n_{k+1}\ ,\ q_{k+1}) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ 128\ a$$

ergänzt werden. Da dieses Paritätsgesetz gilt, würde sich ein Kriterium für die Möglichkeit eines intermittierenden Überganges ergeben, wenn bekannt wäre, wo die Grenze N des Massenspektrums liegt. Offenbar handelt es sich bei dieser Grenze um diejenige Raumzeitkondensation, welche der Elementarladung die kleinstmögliche Masse m_e zuordnet, die dann allerdings zeitlich stabil bleiben muß, weil ein weiterer Zerfall im Widerspruch zu dem elementaren Charakter von m_e stehen würde.

Die Bestimmung der Elementarmasse kann nur auf eine Untersu-

chung der metronischen Hyperstrukturen zurückgehen, die von komplexen Kondensationen verursacht werden. Zunächst muß die Massenquantenzahl n interpretiert werden. Zu diesem Zweck wird eine empirisch gut bekannte Masse einer Elementarkorpuskel zusammen mit dem q - Wert dieser Korpuskel in die Spektralfunktion eingesetzt und der entsprechende n - Wert eliminiert. Wird nun die Gravitationsgrenze $\varrho = \frac{h^2}{\gamma m^3}$ - auf den eliminierten Wert n bezogen, so zeigt sich, daß ϱ/n immer im Bereich metronischer Längen liegt. ϱ/n muß immer als metronische Stärke einer Kugelschale (metronisches Kondensationsniveau) aufgefaßt werden, deren Volumen wiederum ein ganzzahliges Vielfaches der metronischen R_3 - Zellen sein muß. Die Metrik dieser Zellen wird dabei von der Ganzzahligkeitsforderung und der sphärischen Natur der symmetrischen, also ungestörten Kondensation bestimmt. Wegen dieser Interpretationsmöglichkeit von n als Metronenziffer kann die ganze metronische Hyperstruktur der Kondensation auf ein einfaches euklidisches Tensorium bezogen werden, weil die Spektralfunktion nur von einer laufenden Metronenziffer abhängt, was aber das Charakteristikum einfacher metronischer Tensorien ist. Die Projektion der Kondensationsniveaus in die euklidische Ebene R_2 des einfachen Tensoriums liefert dann ein System konzentrischer Kreise, so daß das metronische Theorem $e\ R\ \sqrt{\tau} = \varepsilon\ F\ n$ aus C VI 4 angewendet werden kann. Für die Metronenziffer wird das Maximum n_N erreicht, wenn $m = m_q^{(\pm)}$ für q die kleinstmögliche Masse des Massenspektrums überhaupt ist. Für dieses Extremum muß dann aber R der absolut größte Radius im R_3 überhaupt sein; denn für alle anderen Terme der Spektralfunktion liegt wegen $m_{\pm} > m_q^{(\pm)}$ die Realitätsgrenze der Feldstruktur unter diesem Wert. Die gravitativen Niveauflächen aller Terme sind nach $r\ q\ e^{-q} \sim (1 - \frac{r}{\varrho})^2$ durch r = const. als sphärische Flächen gekennzeichnet, deren Höhenlinien stets nach einer Projektion in R_2 eine Schar konzentrischer Kreise bilden. In $e\ R\ \sqrt{\tau} = \varepsilon\ F\ n_N$ ist also $F = \pi\ s_o^2 = \pi\ E$ und $\varepsilon = \frac{\sqrt{s_o}}{\sqrt{F}}$ $= \pi^{-1/4}$, wenn $E = s_o^2 = 1\ [m^2]$ ist. Für diesen sphärischen Fall nimmt das Theorem die Form $e\ R\ \sqrt{\tau} = \pi^{3/4} E\ n_N$ an. Hierin ist $R = 2\ \varrho^2\ \frac{\omega\ c}{\gamma m_q\ (R)}$, während $M_q\ \frac{e}{2}\ (m_q + \mu_q) \approx \frac{\varepsilon}{2}\ m_q$ ist; denn, da m_q die untere Schranke des Massenspektrums ist, gilt

$|\mu_q| \ll m_q$ stärker als für jeden anderen Term. Auch $\varsigma = \frac{h^2}{\gamma m_q^3}$ erreicht wegen dieses Massenminimums die bestmögliche Approximation. Einsetzen liefert also $E\ n_N = e\ \pi^{-3/4}\ R\ \sqrt{\tau} =$ $= e\ \pi^{-3/4}\ \frac{2\omega c}{\gamma M_q}\ \varsigma^2\ \sqrt{\tau} = 4\ \pi^{-3/4}\ \frac{\omega c}{\gamma m_q}\ \varsigma^2\ \sqrt{\tau} =$ $= 16/3\ \pi^{-3/4}\ \frac{h^2}{\gamma^2}\ \frac{\mu^4}{m_q^7}\ \sqrt{\tau}$. Ist ε die Zahl aller Metronen in E , dann ist $\varepsilon\ \tau = E$ und dies bedingt $2\ n_N =$ $= 32/3\ \pi^{-3/4}\ \frac{h^2}{\gamma^2 \varepsilon \sqrt{\tau}}\ \frac{\mu^4}{m_q^7}$. Wird im Massenspektrum zur Kürzung $1 + 4\ (\frac{q}{\pi})^4 = \alpha_q$ gesetzt, dann folgt nach einer Potenzierung unmittelbar $\alpha_q\ (\frac{m_q}{\mu})^4 = \frac{2\ n_N}{(2\ n_N - 1)^2} \approx \frac{1}{2\ n_N}$, also $2\ n_N \approx$ $\approx 1/\alpha_q\ (\frac{\mu}{m_q})^4$, wenn ebenfalls zur Kürzung $m_q^{(\pm)} = m_q$ verwendet wird. Diese Approximation ist zulässig, weil $n_N \gg 1$ über jeder anderen Quantenzahl der Spektralfunktion liegt. Der Vergleich liefert also $m_q^3 \approx 32/3\ \pi^{-3/4}\ \frac{h^2 \alpha_q}{\varepsilon \sqrt{\tau}} = 4\ \pi^{-3/4}\ \frac{\alpha_q}{\varepsilon}\ \frac{h^3}{c^3} \cdot$ $\cdot\ \tau^{-3/2} = (\frac{h}{\beta c})^3\ \frac{4\ \alpha_q}{\varepsilon}$, wenn abermals zur Kürzung $\beta =$ $= \sqrt{\tau\sqrt{\pi}}$ Anwendung findet. Damit ist aber gemäß

$$m_q^{(\pm)} \approx \frac{h}{\beta c}\ \sqrt[3]{4\ \frac{\alpha_q}{\varepsilon}}\ ,\ \beta = \sqrt{\tau\sqrt{\pi}}\ ,\ \varepsilon\ \tau = E\ ,$$

$\alpha_q = 1 + 4\ (\frac{q}{\pi})^4$ 129

für die einzelnen Ladungszahlen das Massenminimum gegeben. Für die kleinstmögliche Masse, welche eine elektrische Ladung trägt, ist offensichtlich $q = 1$ zu setzen; denn für $q > 1$ würde m_q anwachsen. Zu $m_e^{(\pm)} = \frac{h}{\beta c}\ \sqrt[3]{4\ \frac{\alpha_1}{\varepsilon}}$ muß es aber noch ein neutrales Komplement $m_{(e)o}^{(\pm)} = m_e^{(\pm)}\ \sqrt[4]{\alpha_1}$ geben, doch liegt die absolut kleinste ponderable Masse bei $q = o$; denn hier ist $\alpha_q = 1$ und dies wiederum bedeutet $m_o^{(\pm)} = \frac{h}{\beta c}\ \sqrt[3]{4/\varepsilon} < m_e^{(\pm)} < m_{(e)o}^{(\pm)}$.

Auf diese Minimalmasse können also die beiden anderen Elementarmassen

bezogen werden, was zu

$$m_o^{(\pm)} = h/\beta c \sqrt[3]{4/\varepsilon} \quad , \quad m_e^{(\pm)} = m_o^{(\pm)} \left(1+ (2/\pi^2)^2 \right)^{1/3} ,$$

$$m_{(e)o}^{(\pm)} = m_e^{(\pm)} \left(1+ (2/\pi^2)^2 \right)^{1/4} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 129\,a$$

führt.

Einsetzen der Naturkonstanten $h = 6{,}624 \cdot 10^{-34}$ [Wattsek^2] und $\gamma = 6{,}674 \cdot 10^{-11} \cdot [m^3\ kg^{-1}\ sek^{-2}]$, also $\tau = 6{,}1475 \cdot 10^{-70}$ [m^2] liefert dann die Massenwerte $m_o^{(\pm)} \approx \approx 9{,}03 \cdot 10^{-31}$ [kg], sowie $m_e^{(\pm)} \approx 9{,}147 \cdot 10^{-31}$ [kg] und $m_{(e)o}^{(\pm)} \approx 9{,}26 \cdot 10^{-31}$ [kg] für die untere Schranke des Termschemas der Spektralfunktion. Der Wert $m_e^{(\pm)}$ liegt aber nur um 0,44 o/o über dem oszillographisch gemessenen Wert der Elektronenmasse, so daß die Elektronen und die Positronen als Antielektron tatsächlich als Minimalmassen für $e_\pm$ angesprochen werden müssen, die noch imstande sind eine Elementarladung $e_\pm$ zu tragen. Wenn also bei einem Intermissionsprozeß eine intermittierende Neutrokorpuskel in das mit $e_\pm$ einfach geladene Komplement als erstes Glied des jeweiligen Komplementärspektrums übergeht, dann kann es sich dabei nur um einen β-Prozeß handeln, bei welchem mindestens ein Elektron als β-Quant emittiert wird. Hieraus kann nun die Bedingung einer Intermission zum ersten Glied des Komplementärspektrums abgelesen werden. Zunächst folgt, da jede Neutrokprpuskel $m_{(\pm)}(n) =$

$$= \frac{\mu \sqrt[4]{2n}}{\sqrt{2n-1}} = m_o \text{ gilt, aber das Ladungskomplement } m_{(\pm)}(n,q) =$$

$$= m = \pi\, m_o \left(\pi^4 + 4\, q^4\right)^{-1/4} < m_o \text{ ist, daß das Verhältnis}$$

der komplementären Massen durch

$$m_o/m = \sqrt[4]{\frac{}{1+4\left(\frac{q}{\pi}\right)^4}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 130$$

beschrieben wird. Dies bedeutet aber, daß für das erste Glied des Komlementärspektrums, nämlich $q = 1$, immer $m_o \approx 1{,}01\ m$ gilt, das heißt, die Neutrokorpuskel liegt stets um ca 1 % höher als

die Masse des einfach geladenen Komplements. Auch zur elementaren Masse des Elektrons muß es demnach auhh ein ambivalentes Neutroelektron $m_{(e)o}^{(\pm)}$ geben, welches eine um 1 o/o höhere Masse als das Elektron hat und als Neutrino, beziehungsweise Antineutrino interpretiert werden kann. Neben diesem Neutrino als Neutroelektron muß es aber nach Gleichung 129 a noch das in der Masse tiefere Neutrino $m_o^{(\pm)}$ mit dem entsprechenden Antineutrino als absolute untere Grenze des Massenspektrums geben. Es sind also zwei verschiedene Neutrinoarten zu erwarten, zu deren Unterschied $m_{(e)o}^{(\pm)} = m_b^{(\pm)}$ als Baryneutrino bezeichnet werden soll. Wenn es nun zu einem Intermissionsprozeß im Sinne eines β- Zerfalls kommt, dann muß auf jeden Fall der Übergang $m_o \rightarrow m_o'$ mit $m_o > m_o' > m$ vorausgehen und $m_o' \xrightarrow{\beta} m$ anschließen, woraus hervorgeht, daß auf jeden Fall $m_o' - m > m_e^{(\pm)}$ sein muß, weil immer ein β - Quant als Elektron emittiert wird. Da außerdem $m_o > m_o'$ ist, muß erst recht $m_o - m > m_e^{(\pm)}$ sein und hieraus kann die Bedingung zur Intermission abgeleitet werden. Bei derartigen Prozessen ist immer $q = 1$, so daß stets $m \approx m_o/1{,}01$, also

$m_e^{(\pm)} < m_o\ (1 - 1/1{,}01) = m_o/101$ wird und dies liefert die Bedingung

$m_o > 101\ m_e^{(\pm)}$ .....130 a

für den Intermissionsprozeß. Die Neutrokorpuskel muß also immer in ihrer Masse höher liegen als 101 Elektronenmassen, wenn es zu einem komplementären β - Prozeß kommen soll, wobei Gleichung 130 a nur als eine grobe vorläufige Näherung aufzufassen ist. Trotz dieses Näherungscharakters geht aus der Bedingung unmittelbar hervor, daß es im Rahmen der intermittierenden Stufendevolution keinen Übergang vom Baryneutrino, beziehungsweise Antibaryneutrino ($\beta_o^{(\pm)}$) zum Elektron, beziehungsweise Positron ($\beta_{\pm}$) geben kann. Die Nukleonenmassen des Neutrons (n) und des Protons (p) sind empirisch gut bekannt und zwar gilt $m_n \approx 1{,}6755 \cdot 10^{-27}$ [kg] und $m_p \approx 1{,}6723 \cdot 10^{-27}$ [kg], woraus hervorgeht, daß nach Gleichung 130 das Neutron in der Masse tiefer liegt, als das zum Proton $q = 1$ neutrale Komplement, welches nach seiner Berechnung der Gleichung 130 a voll genügt. m_n muß also als eine intermittierende Neutro-

korpuskel aufgefaßt werden, die zu einem β -Prozeß fähig sein muß, denn es gilt $m_n - m_p \approx 32 \cdot 10^{-31}$ [kg] $\approx 3{,}55\ m_e^{(\pm)}$, was einen β_- - Prozeß ermöglicht, bei welchem eine gleichzeitige Neutrinoemission auftreten kann. Tatsächlich wird der Prozeß $n \xrightarrow{\beta_-} p$ mit einem kontinuierlichen β_- - Spektrum unter einer Diskriminante beobachtet, was auf eine simultane Neutrinoemission schließen läßt, während die Restmasse von mindestens $0{,}55\ m_e^{(\pm)}$ als Emissionsphoton der Energie $0{,}55\ m_e^{(\pm)}\ c^2$, oder als kinetische Energie der β_- - und der β_o - Quanten erscheint. Dieser Sachverhalt deckt sich genau mit dem beobachteten (n,p) - Übergang, doch kann vorerst noch nicht entschieden werden, ob es zu nur einer, oder zu zwei Neutrinoemissionen kommt und ob im letzten Fall ein Neutrinopaar (Neutrino , Antineutrino) entsteht.

Die vorangegangenen Analysen ergabeh die Existenz von 5 Hermetrieformen als Lösungsmannigfaltigkeiten von 115, welche offensichtlich die Urphänomene des materiellen Geschehens umfassend wiedergeben und die entsprechende Empirie aus B III richtig beschreiben, Die erste Hermetrieform h (4) ist als latente Seinspotenz ohne Kondensationsstufen außerhalb der entelechialen R_5 - Hyperfläche des R_6 gegeben, doch sind diese Seinspotenzen (119) zur Induktion transfiniter Selbstkondensationen h_- (34) fähig, welche jenseits von Raum und Zeit in irgendeinem Zusammenhang mit der Stabilität und der damit verbundenen Ordnung mikro- und makromarer Weltstrukturen stehen Liegen diese latenten Terme auf geodätischen Nullinien, dann erscheinen sie über den R_{+4} in den R_3 projiziert als Gravitationswellen und an andere Kondensationen gekoppelt müssen diese Terme sich in R_3 stets als latente oder manifeste Gravitonensysteme auswirken (122). Kondensiert neben $s_{(34)}$ noch die Zeit, dann erscheinen die Zeitkondensationen h_- (234) über den R_{-4} in den R_3 projiziert nach 123 als Photonenfeld; während die komplexen Kondensationen h_+ nach 126 als ponderable Elementarkorpuskeln erscheinen, deren Spektralfunktion 126 auch für die Antistrukturen gilt. Die wechselseitige Bedingung dieser Hermetrieformen und ihre Transmutationen, sowie ihre Korrespondenzfähigkeit zu höheren Strukturen wird zwar durch die Zeitabhängigkeit der Quantenzahlen nach 126 a angedeutet, bleibt aber unbekannt. Die Ursache dieser empirischen Phänomene können nur korrelative Systeme interner Strukturen sein, welche direkt

nicht in 115 oder den Hermetrieformen enthalten sind. Es muß jedoch die Möglichkeit bestehen auf indirektem Wege eine diesbezügliche Aussage aus 115 zu erhalten. Zur Auffindung dieses indirekten Weges kann nur versucht werden allgemeine Eigenschaften aller Hermetrieformen zu analysieren und zusammenzustellen und zwar im Hinblick darauf, eine Gleichung 115 transformierende Aussage aus den Lösungsmannigfaltigkeiten der Hetmetrieformen zu finden, welche einen einblick in die Substruktur der Kondensationsstufen ermöglicht.

5.) Äonische Aktualisierung der kosmischen Bewegung

Das gemeinsame Kennzeichen aller überhaupt möglichen metrischen Kondensationen ist die Notwendigkeit ihrer äonischen Hermetrie Da außerdem aufgrung der hermetrischen Weltarchitektur und aus Gründen der Definition zugleich auch eine entelechale Hermetrie gegeben ist, kann festgestellt werden, daß jede Kondensation des Raumes, der Zeit oder des R_4 von transfiniten Selbstkondensationen begleitet wird. Im allgemeinen erscheinen diese Selbstkondensationen als latente transfinite Terme, so daß sich auf diese Weise alle Strukturkondensationen der Somawelt R_4 in den transfiniten Weltbereich fortsetzt. Die quantenhafte Natur aller metrischen Kondensationsstufen geht dabei auf den imaginären Charakter der beiden transfiniten Architektureinheiten zurück; denn wegen $e^{i\varphi} = \cos\varphi + i \sin\varphi$ werden die Eigenwerte des Kondensationsvorganges allein durch die imaginären Architektureinheiten der Welt bestimmt. Eine unmittelbare Konsequenz aus diesem Sachverhalt ist im Fall komplexer Kondensationen die Interpretation der äonischen Projektion in den R_3 als $\eta \equiv h/mc$, was wiederum die Unmöglichkeit einer äonischen Antihermetrie demonstriert. Wird dieser gesamte Sachverhalt unter Berücksichtigung der Natur der latenten Seinspotenzen in Richtung der äonischen Dimension mit dem Verlauf der allgemeinen Spektralfunktion $m_{(\pm)}^{(n,q)}$, sowie im transfiniten Korpuskularraumschluß von $m_{(+)}^{(1)} = \mu\sqrt[4]{2}$ verglichen, dem dann das Zerfalls/produkt $n > 1$ bis maximal n_N anschließt, so wird deutlich, daß alle metrischen Strukturkondensationen, also latenten Termen jenseits des R_4 im Rahmen eines Korpuskularraumschlusses

hervorhehen, der über ein Gravitonensystem vermittelt wird. Die primären Selbstkondensationen werden dabei eindeutig von vorhandenen äonischen Seinspotenzen induziert. Alle diese so induzierten Kondensationen haben aber ihre Fortsetzung über eine entelechiale Hermetriestruktur in dem transfiniten Bereich und stehen so wegen der nachgewiesenen grundsätzlichen äonischen Hermetrie im Zusammenhang mit den ursprünglich induzierenden äonischen Seinspotenzen. Die Wechselbeziehung zwischen der äonischen Dimension und der entelechialen Struktur ergibt ergibt sich unmittelbar aus der Projektion der transfiniten Strukturen in den R_3 als $\underline{\eta}$ und $\underline{\varepsilon}$, wobei die eindeutige Interpretation von $\underline{\eta}/\underline{\varepsilon}$ im Sinne (2,3), also $\underline{\eta} = \frac{h}{2\,m\,c}$ und $\underline{\varepsilon} = \frac{h^2}{\gamma\, m^3}$ zu verwenden ist. Substitution von m liefert dann die Beziehung $\underline{\varepsilon} = \frac{8\,\underline{\eta}^3\,c^3}{\gamma\, h}$ oder $\gamma\, h = 8\,c^3\,\frac{\underline{\eta}^3}{\underline{\varepsilon}}$.

Dieses Produkt $\gamma\, h$ ist aber der Zähler im Metron

$\tau = \frac{\gamma\, h}{2\,\omega\,c^2} = \frac{3\,\gamma\, h}{8\,c^3}$. Die Substitution ergibt dann

$\tau = \frac{3\,\underline{\eta}^3}{\underline{\varepsilon}}$, also den Zusammenhang

$$\underline{\eta} = \sqrt[3]{\frac{\tau}{3}\,\underline{\varepsilon}} \qquad \text{.....131,}$$

der auch im transfiniten Bereich gelten muß und aus dem unmittelbar hervorgeht, daß eine Einflußnahme $\eta\,(\varepsilon)$ über den R_4 vorliegt. Die auf diese Weise veränderte Entelechialstruktur hat aber eine unmittelbare Rückwirkung auf die Struktur des R_4 und damit auf die zeitliche Änderung eines Zustandes im R_3, was mit der Interpretation $2\,\underline{\eta} = h/mc$ zugänglich wird, wenn man annimmt, daß m die Feldmasse einer kinetischen Energie ist. Unter dieser Annahme wird dann $m\,c^2 = E_k = p\,c$ mit dem gegen $\hat{A}_-$ invarianten Impuls p einer Elementarkorpuskel. Einsetzen liefert $p\,\underline{\eta} = h/2 = \pi\,\hbar$.

Nach Gleichung 131 gilt dann aber $p = h/2\,(\tau/3\,\underline{\varepsilon})^{-1/3}$, woraus hervorgeht, daß p auf ε zurückgehen muß, und zwar erfolgt die Rückwirkung grundsätzlich über ein Gravitations- beziehungsweise Mesofeld, weil $\underline{\varepsilon} = \lambda/2 = h^2/\gamma\, m^3$ als Mesofeldwellenlänge interpretiert. Jede Wirkung im R_3 wird also nach dieser Beziehung über ein Gravitationsfeld von der entelechial- transfiniten Fortset-

zung der betreffenden Raumzeitstruktur bedingt. Bei dieser Einflußnahme äonischer Seinspotenzen auf die R_4 - Diskontinuitäten ist es offensichtlich wesentlich, ob ein metronisches Kondensationssystem vorliegt, oder eine Kollektive derartiger Systeme. Im Fall des Kondensationssystems gilt für jede Wirkung $w = \oint p\,d\,s = 2\,\pi \int p\,d\,r$ und $w = N\,h$ mit $N \geq 1$, also $\pi \int p\,d\,r = N\,\pi\,\hbar \geq \pi\,\hbar = p\,\underline{\eta}$, woraus sich eine Unschärferelation, nämlich $w/2p \geq \underline{\eta}$ ergibt, die aussagt, daß die äonischen Seinspotenzen grundsätzlich in akausaler Weise eine metronische Kondensation über $p \sim \underline{\varepsilon}^{-1/3}$ zeitlich aktualisieren. Nach

$$p\,\underline{\eta} = \pi\,\hbar\,, \quad p = h/2\,(\tau/3 \cdot \underline{\varepsilon})^{-1/3}\,, \quad w/2p \geq \underline{\eta} \quad \ldots\ldots\ldots\

keitsgrad aller mikromaren Kondensationen entspricht. Auf diese Weise entsteht eine makromare Kausalität, deren besonderer Aktualisierungscharakter von der Peristase , also der korrespondierenden entelechàlen Strukturierung der Umgebung geprägt wird. Da jede metronische Kondensation in der R_3 - Projektion als metrisches Strukturelement der Welt, also auch des Unterraumes R_4 aufzufassen ist, und die äonische Aktualisierung des zeitlichen Geschehens einer R_3 -Struktur in der Richtung x_4 erfolgt, muß geschlossen werden, daß die Aktualisierung aller R_3- Strukturen des physischen Universums ein integraler äonischer Aktualisierungsprozeß ist. Das zeitliche Geschehen des ganzen Universums in seiner Geschichtlichkeit wird aber als kosmische Bewegung definiert, so daß festgestellt werden muß, daß eine mundale äonische Seinspotenz existiert, welche integral die kosmische Bewegung des Universums als zeitlich geschichtliches Geschehen aktualisiert.

Alle Strukturen der nicht leeren Welt werden nach der vorangegangenen Untersuchung durch metrische Kondensationsstufen dargestellt, deren Projektionen in die Somawelt R_4 den manifesten Ablauf der kosmischen Bewegung als Kausalkette aller manifesten Ereignisse erscheint, in welcher aber akausale Koinzidenzen latenter Ereignisse jenseits der raumzeitlichen Somawelt im Sinne eines Synchronismus Einfluß nehmen können, wobei bestehende Kausalketten akausal gesteuert, abgebrochen oder ausgelöst werden. Diese völlig transzendente Beschreibung der kosmischen Bewegung geht allein auf die Kondensortheorie der Weltstrukturen (dargestell durch 115) zurück, welche durch die Kondensorkonstanten, wie τ, μ und $e_{\pm}$ bestimmt wird. Aus diesem Grunde liegt es nah, die empirischen Rudimente mit Hilfe dieser Kondensorkonstanten ebenfalls zu eliminieren. Die einzigen Rudimente dieser Art sind die empirischen Naturkonstanten, deren Beträge und Dimensionierungen auf die willkürlichen Maßeinheiten und Meßmethoden zurückgehen. Alle empirischen Naturkonstanten, wie z.B. ω , α, β und R_+ der Gravitationswellenemission oder c und R_- des Elektromagnetismus und so weiter, gehen auf nur vier empirische Elementarkonstanten zurück, nämlich ε_o und μ_o der Influenz und Induktion , sowie das Wirkungsquant h und die Gravitationskonstante γ , deren Bestimmungen in B angegeben wurden. Die verfügbaren Kondensorkonstanten sind τ , μ und $|\varepsilon_{\pm}| = \varkappa$. Tatsächlich beziehen sich die Dimensionierungen der

drei Kondensor-Konstanten auf das Längenmaß (τ), die Masse (μ) und die Ladung ($\varkappa$), doch muß zur Metrisierung der empirischen Elementarkonstante noch eine vierte Kondensorkonstante für das Zeitmaß aufgefunden werden. Zu diesem Zweck kann das Minimum der Spektralfunktion 126 und die durch den niedrigsten Term definierten Distanzextrema im R_3 verwendet werden, weil es ebenfalls im R_3 eine Maximalgeschwindigkeit von Wirkungen gibt.

Da das Leptoneutrino $m_o^{(+)} = m_o$ mit der zu ihm symmetrischen Struktur des Ahtineutrinos hinsichtlich der Masse, gemäß $m_o = h/\beta c \sqrt[3]{4/\varepsilon}$ als untere Grenze des Termschemas 126 der Spektralfunktion bekannt ist, können zunächst die beiden absoluten Grenzen des gravitativen Realitätsbereiches $R_o = R(m_o)$ und $s_o = s(m_o)$ durch Naturkonstanten ausgedrückt werden. R_o muß dabei als der im R_3 überhaupt größtmögliche Radius aufgefaßt werden, so daß $2 R_o = D$ als Durchmesser des Universums R_3 interpretiert werden muß. Das andere absolute Extremum s_o wiederum muß die kleinstmögliche Distanz im R_3 sein, das heißt, wie auch immer die Deformationen der einzelnen Metronen bei Kondensationsvorgängen sein mögen, es kann im Welttensorium keine Strukturkondensation geben, bei welcher ein Metron in seinen Abmessungen in irgendeiner Weise s_o unterschreitet. R_o und s_o sind also absolute metrische Strukturkonstanten der Weltarchitektur. Nach Gleichung 129 ist m_o die schwächste Kondensation, so daß für diese Masse die Approximation $R_o \approx 2 \frac{\omega c}{\varkappa M_o} \varrho_o^2$ den geringsten Approximationsfehler aller Terme der Spektralfunktion aufweist. Das gleiche Fehlerminimum muß dann auch für $\varrho_o = h^2/\varkappa m_o^3$, sowie $M_o = e/2\, m_o$ und $s_o = e\, A = e\, \frac{3 \varkappa m_o}{16 c^2}$ gelten. Dies bedeutet aber, daß in $s_o = e\, \frac{3 \varkappa m_o}{16 c^2}$ der Wert $m_o = h/\beta c \sqrt[3]{4/\varepsilon}$ eingesetzt werden kann. Das Distanzmaximum R_o im R_3 ist zur Definition einer Zeitdimensionierten Kondensorkonstanten mittels der Grenzgeschwindigkeit unbrauchbar, so daß im folgenden nur das minimale Extremum s_o diskutiert zu werden braucht. Aus dem Bau von s_o und m_o wird sofort deutlich, daß sich in

s_o die Konstanten h und c kompensieren, wenn mit dem Metron $\tau = \gamma\!\!\!^{-}\, h/2\,\omega\, c^2$ die Gravitationskonstanten $\gamma\!\!\!^{-} = 2/h\,\omega\, c^2\,\tau = 8/3h \cdot c^3\,\tau$ substituiert wird. Auf diese Weise ergibt sich das Distanzminimum zu $s_o = \frac{eE^{-1/3}}{4\sqrt{\pi}\ \sqrt[3]{2}} \cdot \tau^{5/6}$, das heißt, mit der Dimensionierungsgröße b wird das Distanzminimum unmittelbar durch τ gemäß

$$s_o = b\ \tau^{5/6}\ ,\ b = \frac{e\ E^{-1/3}}{4\sqrt{\pi}\ \sqrt[3]{2}} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 132$$

ausgedrückt, weil stets $\varepsilon \cdot \tau = E = 1\ [m^2]$ ist. Die größtmögliche Geschwindigkeit im R_3, die eine physikalische Wirkung haben kann, ist offensichtlich $\omega = 4/3\ c$, so daß $s_o = \omega\ \lambda\!\!\!^{-}$ ein kleinstmögliches Zeitintervall $\lambda\!\!\!^{-}$ im R_4 setzt Es kann also die metronische Elementarkonstante s_o durch eine Elementarzeit $\lambda\!\!\!^{-} = 3b/4c\ \tau^{5/6}$ ersetzt werden, da als metrische Größe des R_3 bereits $\tau = \gamma\!\!\!^{-} h/2\omega c^2$ existiert. Neben diesen beiden metronischen Elementarkonstanten $\lambda\!\!\!^{-}$ und τ des R_4 gibt es aber noch zwei unmittelbare metronische Kondensorkonstanten, nämlich die Kondensationskonstanten $\mu = \sqrt{ch/\gamma\!\!\!^{-}}$ der Raumkondensationen und $\varkappa = |\varepsilon_{\pm}| = 3/\pi^2\ \sqrt{\hbar/R_-}$ komplexer Raumzeitkondensationen. Es gibt also vier Beziehungen zwischen empirischen Naturkonstanten und den theoretischen Konstanten aller metronischen Struktürkondensationen. Unter Verwendung des elementaren metronischen Zeitintervalles folgt für die Zusammenhänge zwischen den empirischen Naturkonstanten und elementaren Kondensorkonstanten

$$\lambda\!\!\!^{-} = 3b/4c\ \tau^{5/6}\ ,\ 2\,\omega\, c^2\,\tau = \gamma\!\!\!^{-} h,\ \gamma\!\!\!^{-}\,\mu^2 = c\ h\ ,$$

$$\pi^4\ \varkappa^2\ R_- = 9\,\hbar \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 132\ a,$$

womit also die Metrisierung der Naturkonstanten möglich wird. Zunächst folgt aus 132 a sowie $\gamma\!\!\!^{-} h = 2\,\omega\, c^2\,\tau$ und $\mu = \sqrt{ch/\gamma\!\!\!^{-}}$ mit $\omega = 4/3\ c$ unmittelbar $c = \frac{3b}{4\lambda\!\!\!^{-}}\ \tau^{5/6}$ womit bereits und $h = 2\,\mu\, c\ \sqrt{2/3\,\tau} = \mu b/\lambda\!\!\!^{-}\ \sqrt{3/2}\ \tau^{4/3}$ h metrisiert wurde. Ganz entsprechend wird

$\mathcal{g} = 8/3\ c^3/h\tau = 2\sqrt{2/3}\ c^2/\mu\sqrt{\tau} = 9/8\sqrt{2/3}\ b^2\ \frac{\tau^2\sqrt[6]{\tau}}{\mu\mathcal{s}^2} = 3/4\sqrt{3/2}\ b^2\ \frac{\tau^2\sqrt[6]{\tau}}{\mu\mathcal{s}^2}$ und mit $c\sqrt{\varepsilon_o\mu_o} = 1$ in Gleichung 132 a mit $\mathcal{K}/3\ \pi^2 = \sqrt{\mathcal{g}/R_-}$ schließlich $2/9\ \pi^5\mathcal{K}^2 = h/R_- = c\ h\ \varepsilon_o = \varepsilon_o\mu^2\mathcal{g} = \varepsilon_o\ 3/4\sqrt{3/2}\ b^2\ (\tau/\mathcal{s})^2\ \mu\sqrt[6]{\tau}$, also $\varepsilon_o = (\pi\mathcal{K})^2\ (2/3\ \pi)^3\sqrt{2/3}\ (\mathcal{s}/b\tau)^2\ 1/\mu\sqrt[6]{\tau}$. Dieser Wert wiederum kann in $c^2\ \varepsilon_o\ \mu_o = 1$ oder $1/\mu_o = c^2\ \varepsilon_o$ mit c eingesetzt werden, was dann $1/\mu_o = c^2\ \varepsilon_o = 9/16\ b^2/\mathcal{s}^2\ \tau^{5/3}\ \varepsilon_o = 1/3\ \pi^3\ (\pi\mathcal{K})^2\sqrt{2/3}\ 1/\mu\sqrt{\tau} = 1/3\ \pi^5\mathcal{K}^2\sqrt{2/3}\ 1/\mu\sqrt{\tau}$ oder $\mu_o = 3/\pi^5\sqrt{3/2}\ \frac{\mu\sqrt{\tau}}{\mathcal{K}^2}$ liefert. Damit sind aber alle empirischen Elementarkonstanten durch die metronischen Elementarkonstanten der Strukturkondensationen innerhalb des Welttensoriums ausgedrückt worden. Für diese Metrisierung gilt also das System

$$h = b\sqrt{3/2}\ \mu\mathcal{s}\ \tau^{4/3},\quad \mathcal{g} = 3/4\sqrt{3/2}\ (b\tau/\mathcal{s})^2\ \sqrt[6]{\tau/\mu},$$

$$\varepsilon_o = (\pi\mathcal{K})^2\ (2/3\ \pi)^3\sqrt{2/3}\ (\mathcal{s}/b\tau)^2\ 1/\mu\sqrt[6]{\tau},$$

$$\mu_o = 3/\pi^5\sqrt{3/2}\ \mu\sqrt{\tau}/\mathcal{K}^2 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 133.$$

In diesem System erscheinen μ $\mathcal{s}$ und τ in allen Beziehungen, nicht aber $\mathcal{K}$. Wenn es also gelingt μ $\mathcal{s}$ und τ (und zwar mindestens eine dieser Größen) durch das bereits erwähnte Distanzmaximum $D = 2\ R_o$ auszudrücken, welches als Durchmesser des ganzen R_3 interpretiert werden konnte, dann führt die Metrisierung zu einer Reduktion der empirischen Naturkonstanten auf den Durchmesser des Universums. Eine derartige Reduktion muß aber außerordentlich weitgehende kosmologische und kosmogonische Konsequenz haben, wenn der Zusammenhang zwischen D und den betreffenden Kondensorkonstanten aufgrund der Spektralfunktion 126 nicht approximativ, sondern exakt angegeben werden kann. Da μ in $[kg]$, $\mathcal{s}$ $[s]$, τ in $[m^2]$, aber D in $[m]$ dimensioniert ist, liegt aus dimensionellen Gründen $D(\tau)$ nahe, was in sofern günstig ist, als τ im Gegensatz zu $\mathcal{s}$ exakt angebbar ist. Auf jeden Fall erscheint eine Untersuchung der makromaren Struktur des R_3 aufgrund der unteren Schranke des Termschemas von 126 vernünftig.

6.) Die zeitlich telezentrische Welttektonik.

Die Entfernung R_o ist der größtmögliche Radius im physischen R_3 und somit $D = 2\,R_o$ die größtmögliche Distanz in diesem Raum, so daß D als Durchmesser des reellen R_3 - also des Universums - interpretiert werden muß. Ausgangspunkt zur Bestimmung von D ist das Gravitationsgesetz $r\,q\,e^{-q} \sim (1 - r/\varrho)^2$ mit $q = 1 - \sqrt{1 - \frac{3\varphi}{8c^2}}$, denn die Realitätsforderung $Im\,q = o$ oder $2\,\omega\,c - \varphi \geq o$ mit $r\,\varphi = \gamma\,m\,(1 - r/\varrho)^2$ setzt die Realitätsgrenze $2\,\omega\,c - \varphi_e = o$, oder $\gamma\,M\,(R/\varrho - 1)^2 = 2\,\omega\,c\,R$, wobei R als Distanzmaximum die Lage dieser Grenze im R_3 angibt. Nach dem Gesetz dieser Realitätsgrenze gilt für $m(R) = M \to o$ die Divergenz $R \to \infty$, so daß der absolut größtmögliche Radius $R = R_o = D/2$ im R_3 durch die absolut kleinste Masse bestimmt wird. Nach 126 ist aber der tiefste Massenterm das Leptoneutrino $m^{(o)}_{(\pm)}$. Da jeder Term von 126 das gesamte Kondensationsfeld umfaßt, müssen sich die Massenterme dieser Spektralfunktion immer auf die jeweilige Realitätsgrenze beziehen, weil die $m_{(\pm)}(n,q)$ die gesamte Feldmasse des jeweiligen Kondensorterms enthalten. Man kann also immer mit $M = m_{(\pm)}(n,q)$ aus 126 substituieren. Wird zu dieser Substitution der tiefste Massenterm des Leptoneutrino $m^{(o)}_{(\pm)} = m_o$ verwendet, dann muß auch $R = R_o$ gesetzt werden, was mit $\gamma\,m_o^3\,\varrho_o = h^2$ für die Realitätsgrenze des Leptoneutrino $m_o\,(R_o/h^2\;\gamma\,m_o^3 - 1)^2 = 2\,\omega\,c \cdot R_o/\gamma = hR_o/e\tau$ oder $m_o\,c/h \cdot (8/3\;R_o\;\tau\;(m_o\;c/h)^3 - 1)^2 = R_o/\tau$ liefert. Nach 126 gilt aber für das Leptoneutrino als tiefstes Termniveau $n = n_N < \infty$ und $q = o$, also $m_o = \mu\,f(n_N)$ mit $f\,\sqrt{2\,n_N - 1} = \sqrt[4]{2n_N}$. Da stets $\mu\,c/h = \sqrt{c^3/\gamma h} = 1/2\,\sqrt{3/2\tau}$ ist, folgt nach Substitution $f\,\sqrt{3/2}\,(D/4\sqrt{\tau} \cdot \sqrt{3/2} \cdot f^3 - 1)^2 = D/\sqrt{\tau}$,

wenn $2\ R_o = D$ verwendet wird. Der Durchmesser des Universums D ist in dieser Beziehung also durch τ und die Quantenzahl des Leptoneutrino ausgedrückt worden. Diese Quantenzahl n_N ist aber der Höchstwert der in 126 überhaupt auftreten kann, so daß für n_N ein Theorem zweidimensionaler Metronen aus C VI 4 angewendet werden kann. Ist F_e die Niveauflächenprojektion auf die Einheitsfläche, dann gilt $n\ F_e = e\ R\ \sqrt{\tau}$ nach diesem Theorem. Im vorliegenden Fall sind die Niveauflächen stets sphärisch, so daß $F_e = \pi\ r_e^2$ zum Einheitskreis mit $r_e^2 = E = 1\ [m^2]$ wird. In $n\ \pi\ E = e\ R\ \sqrt{\tau}$ wird $R = R_o$, wenn $n = n_N$ zum Term des Leptoneutrino wird. Damit ist aber $2\ n_N = 2\ e\ R_o\ \sqrt{\tau}\ (\pi\ E)^{-1} = e\ D\ \sqrt{\tau}\ (\pi\ E)^{-1}$ zur Substitution in f gegeben, was zu $f\ \sqrt{e\ D\ \sqrt{\tau}\ (\pi E)^{-1} - 1} = \sqrt[4]{eD\ \sqrt{\tau}\ (\pi E)^{-1}}$ führt. Da der Neutrinoterm nur in f enthalten ist, liefert die Realitätsgrenze des Leptoneutrinos gemäß

$$f\ \sqrt{3/2}\ (D/4\sqrt{\tau} \cdot \sqrt{3/2}\ f^3 - 1)^2 = D/\sqrt{\tau}\ ,$$

$$f\ (e\ D\ \sqrt{\tau}\ (\pi\ E)^{-1} - 1)^{1/2} = \sqrt[4]{e\ D\ \sqrt{\tau}\ (\pi E)^{-1}}\ ,$$

$$E = 1\ [m^2] \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 134$$

einen algebraischen Zusammenhang zwischen D und τ, derart, daß die Verknüpfung $D\ (\tau)$ nur durch reine Zahlen erfolgt. In der eigenartigen Beziehung 134 ist also die absolut kleinstmögliche metrische Einheit - nämlich das Metron - nur durch reine reelle Zahlen mit der absolut größtmöglichen Distanz im physischen Raum - nämlich dem Durchmesser des ganzen Universums - verbunden. Wie der Verlauf von $D\ (\tau)$ explizit beschaffen ist, folgt unmittelbar aus einer approximativen Darstellung der exakten Beziehung 134. Wird $2 \ll D/\varrho$, ebenso vernachlässigt, wie $1 \ll e\ D\ \sqrt{\tau}\ (\pi E)^{-1}$, dann nimmt 134 die explizite approximative Form

$$a\ D \approx \tau^{-11/6}\ ,\quad 2\ a = (3\ \pi \cdot 2^5)^{-2}\ \frac{e\sqrt[4]{\pi}}{\sqrt[3]{2}} \cdot E^{-7/3} \ \ldots\ldots$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 134\ a$$

an, welche in sehr guter Näherung erfüllt ist. Diese Nährung ist nahezu exakt, weil $D \gg \sqrt{\tau}$ von vornherein evident ist.

Die nach B empirisch beobachtete Rotverschiebung extragalaktischer Spiralnebelspektren läßt eine Abhängigkeit D (t) vom Alter des R_3 vermuten. Diese Zeitabhängigkeit kann aber nach Gleichung 134 nur τ (t) zur Folge haben, während μ , $\varkappa$ und ϑ hinsichtlich t konstant bleiben. Die empirischen Elementarkonstanten dagegen werden wegen ihrer Abhängigkeit von τ ebenfalls zu Funktionen des Momentanalters des Universums. Dieser Sachverhalt wird besonders deutlich, wenn mit der inversen Form von 134 a, nämlich

$$\tau \approx (a\,D)^{-6/11} \sim D^{-6/11}$$

in 133 substituiert wird, was einer Weiterführung der Metrisierung empirischer Naturkonstanten entspricht, Wegen der zeitlichen Konstanz von μ , $\varkappa$ und ϑ ergeben sich dann die Proprtionalitäten

$$h \sim D^{-8/11} \quad , \quad \gamma \sim D^{-13/11} \quad , \quad \varepsilon_o \sim D^{13/11} \quad ,$$

$$\mu_o \sim D^{-3/11} \qquad \ldots\ldots\ldots\

nale dispersionsfreie Rotverschiebung extragalaktischer Spiralnebelspektren durch die Expansion des R_3 interpretiert werden, während diese Verschiebung für $\dot{D} \leq o$ unverständlich bleibt. In diesem Fall müßte es eine strukturelle Eigentümlichkeit von Photonenfeldern geben, welche eine dispersionsfreie Energieabgabe des Photons während hinreichend langer Laufzeiten verursacht. Es kommt also darauf an, zu untersuchen, wie sich imaginäre Zeitkondensationen (die nach 123 Photonen sind) im leeren R_3, während großer Zeitintervalle verhalten.

Für ein Photon der Wellenlänge λ und der Feldmasse m gilt die empirische Quantenbeziehung der Photonenenergie $E = h\gamma = 1/\lambda\ c\ h$ oder $E\lambda = c\ h \sim D^{-13/11}$ als eventuelle Zeitfunktion der kosmischen Bewegung. Demnach ist $\Delta\ (c\ h) \neq o$ für $D \neq o$, nämlich $\Delta\ (c\ h) = \Delta\ E\ \lambda + E\ \Delta\ \lambda$ und hierin ist $\Delta\ E$ ein Energieverlust des Photons der auf $\omega > c$ und $\operatorname{div} \bar{F} \times \bar{\mu} \neq o$ der Photonenstruktur zurückgeht; denn wegen $\omega > c$ und der Imponderabilität imaginärer Kondensationen wird das Photon von einem Graviton begleitet, welches mit $\omega - c > o$ das Photon überholt und von diesem nachgebildet wird. Nach dem Energiematerieäquivalent im R_{+4} ist aber $\Delta\ E = + \mu_g\ \omega^2$, worin $\mu_g = - \frac{3\varrho}{16\ c^2}\ \frac{m^2}{r_o}\ (1 - r_o/\varrho)^2$ zu setzen ist. Da $r_o = \lambda/2 \ll \varrho$ ist, folgt $\mu_g = - 2/3\ \varrho/\omega^2\ m^2/\lambda$ und

$\Delta\ E = - 2/3\ \varrho\ m^2/\lambda = - 2/3\ \varrho\ h^2/c^2\ \lambda^{-3}$, weil für das Photon $m = h/\lambda c$ gilt. $\Delta\ E$ wird während derjenigen Zeit als Graviton emittiert, welche das Graviton benötigt um dem Photon um den Betrag λ vorauszulaufen. Es ist also

$\Delta\ E/\Delta\ t = - 2/3\ \varrho\ h^2/c^2\ (\omega - c)\ \lambda^{-4} =$

$= - 4/3\ \omega\ \tau\ h\ (\omega - c)\ \lambda^{-4} = - 1/3\ \omega^2\ \tau\ h\ \lambda^{-4}$,

weil $\Delta\ t\ (\omega - c) = \lambda$ ist. Einsetzen in $\Delta/\Delta t\ (c\ h) =$

$= \lambda\ \Delta\ E/\Delta\ t + E\ \Delta\lambda/\Delta t$ mit $E = ch/\lambda$ und Division durch $c\ h$ liefert $- 4/9\ \omega\ \tau\ \lambda^{-3} + 1/\lambda\ \Delta\lambda/\Delta t =$

$= 1/ch\ \Delta/\Delta t\ (ch) = D^{13/11}\ \Delta/\Delta t\ D^{-13/11}$ und hierin kann wegen $\lambda \ll D$ der infinitesimale Limes durchgeführt werden, was nach einer Multiplikation mit λ^3 die Differentialgleichung

$- 4/9\ \omega\ \tau + \lambda^2\ \dot{\lambda} = - \lambda'\ 13/11\ d/dt\ ln\ D$ liefert. Wird hierin $y = \lambda'$ sowie $p = + 39/11\ d/dt\ ln\ D$ und $q = + 4/3\ \omega\ \tau$ gesetzt, dann ergibt sich die lineare inhomogene Form $\dot{y} + y\ p = q$, für welche sich die Lösung

$\dot{y} + y\ p = q$, für welche sich die Lösung $y = e^{-\int p dt} . (\int q\ e^{\int p dt}\ d t + A)$ mit der Konstante A ergibt. Da $p = 39/11\ d/dt\ l n\ D$ und $\int p\ d t = 39/11\ l n\ D$ ist und $q = + 4/3\ \omega\ \tau \sim D^{-1}$ ist, folgt, wenn $\alpha \neq o$ den Proportionalitätsfaktor von q darstellt $y = D^{-39/11} . (\alpha \int D^{28/11}\ d t + A)$. Dieses Integral kann jedoch nicht ausgeführt werden, weil der Verlauf D (t) der kosmischen Bewegung unbekannt ist. Dagegen besteht die Möglichkeit $\dot{D}$ abzuschätzen. Für eine Spektrallinienverschiebung $\Delta \lambda$ als Folge von D (t) und $\omega > c$ ergibt sich $\Delta\lambda/\lambda = - (39/11\ \lambda/c\ \dot{D}/D - 16/9\ \tau/\lambda^2) = - (39/11\ \lambda/c\ \dot{D}/D - 16/9\ a^{-6/11}\ D^{-6/11}\ 1/\lambda^2)$, also im allgemeinen eine sehr schwache Blauverschiebung, wenn der Expansionsteil den Alterungsanteil übertrifft. Hieraus wird deutlich, daß die auf $\omega > c$ zurückgehende Lichtalterung allein bei D = const. als Rotverschiebung mit Dispersion durch eine Blauverschiebung für D (t) ohne gravitative Lichtalterung überkompensiert wird. Diese Lichtalterung, zusammen mit der überkompensierenden Blauverschiebung, ist in $\Delta\lambda/\lambda$ enthalten, doch wird tatsächlich eine dispersionsfreie Rotverschiebung extragalaktischer Spiralnebelspektren beobachtet, welche mit dem Abstand s im R_3 ansteigt und nur auf eine Expansionsbewegung des R_3 als Folge von D (t) zurückgehen kann. Diese Expansion bedingt aber $\dot{D} > o$ und eine mit s wachsende Fluchtbewegung v aller Strukturen des R_3 und damit eine durch diese Fluchtbewegung bedingte Rotverschiebung $\frac{\Delta_v \lambda}{\lambda} = \frac{\beta}{1 - \beta}$ mit $\beta = v/c$. Beide Linienverschiebungen müssen gemäß $\varkappa = \delta\lambda/\lambda = \frac{\Delta \lambda}{\lambda} + \frac{\Delta_v \lambda}{\lambda} = \beta/1-\beta - (39/11\ \lambda/c\ \dot{D}/D - 16/9\ a^{-6/11}\ D^{-6/11}\ \lambda^{-2})$ zur beobachteten Rotverschiebung $\varkappa$ überlagern, wobei allerdings der Dispersionsanteil unter der Beobachtungsgrenze liegen muß. Wächst D des R_3 , dann bedeutet dies, nach einem trigonometrischen Gesetz, $v/s = \dot{D}/D$ oder $\beta = \dot{D}/D\ s/c$, was eingesetzt $\varkappa = \frac{\dot{D}\ s}{D\ c - \dot{D}\ s} - (39/11\ \lambda/c\ \dot{D}/D - 16/9\ a^{-6/11}\ D^{-6/11}\ \lambda^{-2})$ liefert, das heißt, hier wird die unbekannte kosmische Bewegung $\dot{D}$ als Funktion des relativen Abstandes s im R_3 durch die beobachtete Spektrallinienverschiebung $\varkappa$ für den jeweiligen Abstand s

ausgedrückt. Insgesamt setzt sich also $\varkappa$ aus drei Anteilen zusammen, nämlich aus der Verschiebung infolge Fluchtbewegung

$$\varkappa_1 = \frac{\Delta_v \lambda}{\lambda} = \frac{\dot{D}\, s}{D\, c - \dot{D}\, s} \quad , \text{ einer Blauverschiebung}$$

$$\varkappa_2 = \frac{\Delta_- \lambda}{\lambda} = -\ 39/11\ \ \lambda/c\ \ \dot{D}/D$$

als Folge metrischer Strukturänderungen durch $\dot{D} > o$ und einer Rotverschiebung

$$\varkappa_3 = \frac{\Delta_+ \lambda}{\lambda} = 16/9\ \ \tau/\lambda^2$$

als Folge der gravitativen Lichtalterung wegen $\omega > c$, so daß

$$\varkappa = \Delta\lambda/\lambda = \sum_{k=1}^{3} \varkappa_k \quad , \quad \varkappa_1 = \frac{\dot{D}\, s}{D\, c - \dot{D}\, s} \quad ,$$

$$\varkappa_2 = -\ 39/11\ \ \lambda/c\ \ \dot{D}/D \quad , \quad \varkappa_3 = 16/9\ \ \tau/\lambda^2 \quad .....$$

.....136

für die gesamte Spektrallinienverschiebung gilt.

Die Interpretation der konstanten A aus dem empirischen Zusammenhang $v = A\ s$ einer Fluchtbewegung im R_3 nach B durch $A = \dot{D}/D$ gestattet eine Weiterführung der Untersuchungen. Zunächst folgt unmittelbar, daß unmöglich $\dot{D} = const$ sein kann; denn, wäre dies der Fall, so wäre $A = o$ wegen $\dot{D} = o$, was aber im Widerspruch zu der Erfahrung $A > o$ steht. Auch zeigt sich $\dot{D} > o$; denn nur auf diese Weise ist $A > o$ realisierbar. Es wäre festzustellen ob $A = const$ oder $A(t)$ ist und wie im letztgenannten Fall die Zeitfunktion verläuft. Hierbei handelt es sich aber um eine fehlende empirische Aussage, welche, wenn sie vorhanden wäre, eine Aussage über $D(t)$ geben muß. Mit Gleichung 135 a könnte diese empirische Aussage gewonnen werden. Ist α die vorgegebene Empfindlichkeit des Messinstrumentes für y, dann muß für Δy als Änderung während der Meßzeit Δt zwischen zwei Messungen grundsätzlich $\Delta y/y \geq \alpha$ sein, wenn Δy registriert werden soll. Aus $\dot{y}\ D = n\ y\ \dot{D}$ folgt aber unmittelbar $\Delta y/y = n\ \dot{D}/D\ \Delta t = n\ A\ \Delta t$, also $n A \Delta t \geq \alpha$, was für die Zeit zwischen zwei Messungen $\Delta t \geq \alpha/nA$ fordert. Da empirisch $A \approx 2{,}44 \cdot 10^{-18}\ [\sec^{-1}]$ festliegt, wird Δt dann besonders klein, wenn y so gewählt wird, daß $|n|$ möglichst hoch und die Gerätekonstante α möglichst niedrig ausfallen. Wenn ein hinreichend kleiner Wert Δt erreicht werden kann, dann

besteht die Möglichkeit, die Meßpunkte $\Delta y/y$ im Diagramm über t aufzutragen und dem empirischen Verlauf $\dot{y}/y$ eine analytische Funktion φ (t) approximativ anzupassen. Mit dieser empirischen Zeitfunktion und $A = \dot{D}/D$ könnte dann D (t) ermittelt werden. Führt man das Integral $\Psi = 1/n \int_0^T \varphi(t)\, dt$ ein, welches auch den durch y bedingten Exponenten n enthält, und das sich vom zeitlichen Ursprung t = o des R_3 bis zum momentanen Alter t = T des physischen Universums erstreckt, dann folgt aus $\varphi/n = \dot{D}/D = d/dt \ln D$ der Verlauf $D(T) = D_o e^{\Psi}$, wenn $D_o = D(o)$ der Durchmesser des R_3 im Weltanfang ist. Zusammengefaßt gilt also

$$\Delta t \geq \alpha/nA \,, \quad A(T) \approx 2{,}44 \cdot 10^{-18} \left[\sec^{-1}\right] \,,$$

$$\Psi = 1/n \int \varphi(t)\, dt \,, \quad D(t) = D_o e^{\Psi} \qquad \text{.....136 a}$$

und hieraus folgt unmittelbar $D_o > o$, weil stets $D > o$ bleiben muß. Die unmittelbare Konsequenz

$$D_o > 0 \qquad \text{.....136 b}$$

bedeutet also, daß der R_3 beim Beginn der kosmischen Bewegung auf jeden Fall einen von Null verschiedenen Durchmesser gehabt haben muß, was aber dem Televarianzkriterium aller Strukturen des R_4 entspricht. Da außerdem der R_6 als Welttensorium vorliegt, welches mit $\tau > o$ zweidimensional metronisiert ist, existieren selektive semantische Iteratoren, welche semantische Syntrizen als Basissyntropoden televarianter Areale mit zeitlich telezentrischer Tektonik induzieren. Dies bedeutet aber, daß eine syntrometrische Beschreibung der Welt als televariante Area möglich sein muß, das heißt, es muß eine Fassung des Weltselektors existieren, die dem Übergangskriterium genügt.

Die Beziehung 136 liefert noch andere Aussagen. Die Terme $\mathcal{R}_1$ und $\mathcal{R}_3$ sind eindeutig an die Natur der Photonen gebunden, nicht aber die Blaukomponente $\mathcal{R}_2 = -39/11 \; \lambda/c \; \dot{D}/D = -39/11 \; \lambda/c \; A$; denn hierbei handelt es sich um einen allgemeinen Energiezuwachs jeder Wellenlänge infolge einer Expansion des R_3. Da im Fall des Photons auf $\Delta t = \lambda/\omega \cdot c = 3\lambda/c$

bezogen wird und $\frac{\Delta - \lambda}{\Delta t} \rightarrow \dot{\lambda}$ gilt, folgt $1/\lambda \quad \frac{\Delta - \lambda}{\Delta t} =$ $= 13/11 \quad A \rightarrow \dot{\lambda}/\lambda$. Im Fall ponderabler Quanten ergibt sich aus $\lambda = h/mc$ und Gleichung 135 die Umformung $\dot{\lambda}/\lambda = \frac{d}{dt} \ln \lambda =$ $= | - (\dot{m}/m + \dot{c}/c - \dot{h}/h) = - 13/11 \quad A$ oder $\dot{m}/m = \dot{h}/h -$ $- \dot{c}/c + 13/11 \quad A$. Nach Gleichung 135 ist aber $\dot{h}/h =$ $= - 8/11 \quad \dot{D}/D = - 8/11 \quad A$ und $- \dot{c}/c = 5/11 \quad \dot{D}/D = 5/11 \quad A$ Also $\dot{m}/m = 10/11 \quad A$. Wegen $A = \dot{D}/D$ und Gleichung 136 a folgt $A = \dot{\psi}$ und dies macht die Integration $m = m_o \; e^{10/11 \psi} =$ $= m_o \; (D/D_o)^{10/11}$ möglich, wenn $m_o = m \; (o)$ die Masse des Quants bei Beginn der kosmischen Bewegung ist . Aus

$$m = m_o \; (D/D_o)^{10/11} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 136c$$

folgt, daß mit fortschreitender kosmischer Bewegung die Feldmassen aller Photonen anwachsen. Diese Beziehung kann nur für Photonen gelten; denn in der Spektralfunktion 126 komplexer Kondensationen ist eine derartige Abhängigkeit von D nicht möglich, es sei denn, daß n in der Form $n = n_o \; f \; (D)$ darstellbar ist. Wenn aber eine solche Abhängigkeit von einer kosmischen Funktion f existieren würde, dann wäre die Ganzzahligkeit von n nicht gewahrt. Eine Auswertung der Beziehungen 136 a und 136 c, sowie aller weiterer Aussagen, welche D (t) enthalten, setzen eine Ermittlung von D_o vor aus, doch ist hierüber vorerst noch keine Aussage mit Ausnahme von 136 b möglich. Es besteht aber die Möglichkeit nach derjenigen kritischen Wellenlänge λ_k eines Photons zu suchen, bei welcher die Blaukomponenten $\varkappa_2$ durch die Lichtalterung $\varkappa_3$ kompensiert wird, das heißt, bei welcher sich der durch $\dot{D} > o$ bedingte Energiezuwachs in ein vorlaufendes Graviton transformiert. Die Bedingung der Kompensation wäre $\varkappa_2 + \varkappa_3 = o$ oder

$16/9 \quad \tau/\lambda_k^2 - 39/11 \quad \lambda_k/c \quad A = o$ im Momentanzustand des R_3 , oder explizit

$$\lambda_k \approx \sqrt[3]{\frac{c\tau}{2A}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 136 \; d.$$

Einsetzen von c und τ mit dem empirischen Wert $A \approx 2{,}44 \cdot 10^{-18} \quad [\sec^{-1}]$ liefert dann $\lambda_k \approx 3{,}35 \cdot 10^{-15} \quad [m]$, also $\lambda_k \approx 2{,}54 \quad \lambda_p$, wenn $\lambda_p = h/m_p c$ die Wellenlänge des Protons ist.

Für alle kosmologischen und kosmogonischen Untersuchungen der Weltstruktur ist eine Bestimmung von D_o notwendig. Der Anfangswert D_o kann so beschaffen sein, daß $D_o > D$ oder $D_o \leq D$ ist, was ein statisches Universum $D_o = D$ beziehungsweise ein expandierendes $\dot{D} > o$ oder ein kontrahierendes $\dot{D} < o$ beschreibt. Wäre $\dot{D} \leq o$, dann müßte irgendein unbekannter Prozeß die dispersionsfreie empirisch beobachtete Rotverschiebung, entgegen einer dispersionsfreien Blauverschiebung oder der völlig fehlenden Spektralverschiebung versursachen, was aber aufgrund der vorangegangenen Analysen inkeiner Weise als wahrscheinlich erscheint. Aus diesem Grunde muß $D_o < D$ mit $\dot{D} > o$ angenommen werden. Nach 134 a ist aber näherungsweise $D \sim \tau^{-11/6}$, das heißt, mit abnehmendem D in Richtung auf den Weltanfang muß τ anwachsen und zwar auch in 134. Die Verkleinerung von D kann aber nach diesem Sachverhalt niemals den Wert o beliebig annähern; denn τ kann in keinem Zustand des R_3 als Fläche unterschritten werden. Auch die Oberfläche des R_3 muß immer ein ganzzahliges Vielfaches vom Momentanwert τ sein, so daß im Weltanfang der R_3 so groß sein muß, daß seine Oberfläche mit τ_o in diesem Anfang identisch ist. Da andererseits die Kugelfläche von allen Raumflächen bei minimalem Flächeninhalt ein Volumenmaximum umschließt, kann $\tau_o = \pi D_o^2$ für den Weltanfang beschrieben werden. Im Weltanfang existiert deshalb nur ein Metron, so daß nur exakte metronische Beziehungen zur weiteren Analyse dieses Weltanfangs verwendet werden können. Auf keinen Fall kann also zur Beschreibung des Weltanfangs die Approximation 134a verwendet werden, die nur Aufschluß über den Trent des Verlaufs $D(\tau)$ geben kann. Die exakte Form 134 dagegen käme inbetracht, wenn 134 auch für einzelne Metronen gilt. Hierbei ist zu berücksichtigen, daß 134 im wesentlichen auf die Lösung 126 der Weltgleichung zurückgeht. Tatsächlich ist Gleichung 126 eine solche Beziehung; denn die Spektralfunktion ergab sich aus dem Eigenwertproblem der im ersten Bereich approximierten Partiallösung des Hermetrieproblems, doch konnte gezeigt werden, daß dieses Eigenwertspektrum mit demjenigen der exakten Partiallösung 118 identisch ist. Gleichung 126 gilt also auch im Bereich einzelner Metronen. Schließlich wurde noch $I\,m\,q = o$ aus $r\,q\,e^{-q} \sim (1 - r/\beta)^2$ und das Theorem zweidimensionaler Metronen $n\,F_e = e\,R \cdot \sqrt{\tau}$ aus C VI 4 im Fall sphärischer Niveauflächen verwendet. Alle diese Theoreme gelten aber nicht nur im Bereich einzelner Metronen, sondern auch unabhängig vom Zeitverlauf

D (t) der kosmischen Bewegung in jedem Zustand des R_3 . Die Beziehung 134 ist also eine universelle gültige kosmische Beziehung, welche auch im Weltanfang Gültigkeit hat. Eisetzen von $\delta = \pi D_o^2$ in diese Beziehung für t = o liefert dann

$1 = f_{(o)} \cdot \sqrt{3\,\pi/2} \cdot (1/4\ \sqrt{3/2\pi}\ f^3_{(o)} - 1)^2 =$

$= \pi\ \sqrt[3]{6/\pi} \cdot \eta^2 \cdot (\eta^6 - 1)^2 = \pi\ \sqrt[3]{6/\pi} \cdot (\eta^7 - \eta)^2$ oder

$\eta^7 - \eta = \pm a$, wenn die Substitutionen $2\,\eta^2 = f_{(o)}\ \sqrt[6]{6/\pi}$ und $a\ \sqrt{\pi} = \sqrt[6]{\pi/6}$ verwendet werden. Hierin gilt

$f_{(o)} \cdot (e\ D_o^2 \cdot (E\ \sqrt{\pi})^{-1} - 1)^{1/2} = \sqrt[4]{e\ D_o^2\ (E\sqrt{\pi})^{-1}}$,

weil die Substitution $\tau_o = \pi\ D_o^2$ und $D\,(o) = D_o$ auch in $f\,(D,\tau)$ der Gleichung 134 zu erfolgen hat. Mithin ist D_o des Weltanfangs implizit in der Bestimmungsgleichung

$\eta^7 - \eta = \pm a$, $2\,\eta^2 = f_{(o)} \cdot \sqrt[6]{6/\pi}$, $a\ \sqrt{\pi} = \sqrt[6]{\pi/6}$,

$f_{(o)}\ (e\ D_o^2\ (E\ \sqrt{\pi})^{-1} - 1)^{1/2} = \sqrt[4]{e\ D_o^2\ (E\sqrt{\pi})^{-1}}$ .....

..... 137

enthalten. Eine elementare Lösung dieser zweideutigen Gleichung siebenten Grades existiert nicht, doch besteht die Möglichkeit der Interpolation. Da immer $D_o > o$ mit $\mathrm{Im}\ D_o = o$ sein muß, kommen nur positive reelle Lösungen in betracht. Stets kann $\eta^7 - \eta \mp a = o$ als Ordinatennullstelle $y\,(\eta) = o$ der ebenen Kurve $y\,(x) = x^7 - x \mp a$ aufgefaßt werden. Wird $\underline{y} = \underline{x}^7 - \underline{x} + a$ im Gegensatz zu $y = x^7 - x - a$ gesetzt, dann wird evident, daß $\underline{y}$ durch eine einfache Drehung der Koordinatenebene $(\underline{x}\ ,\ \underline{y})$ um π wegen $\cos \pi = -1$ in $y\,(x)$ der Koordinatenebene (x,y) übergeht, so daß nur noch der positive Zweig $\eta^7 - \eta = a > o$ und damit $y = x^7 - x - a$ untersucht zu werden braucht. Wegen $a > o$ liegen die drei Punkte $x = \pm 1$ und $x = o$ auf einer Parallelen zur Abzisse, nämlich $y\,(\pm 1) = y\,(o) = -a < o$, während im Bereich $-1 < x < -\infty$ der Verlauf stetig im Intervall $|-a| < |y| < |-\infty|$ verläuft. Ganz analog gilt für $1 < x < +\infty$ das offene Intervall $-a < y < +\infty$. Die Extrema werden beschrieben durch $dy/dx = |\ 7\ x_e^6 - 1 = o$, also $x_e = \pm \sqrt[6]{1/7}$. Nach

$d^2y/dx^2 = 42\ x^5$ beschreibt $x_e = -\sqrt[6]{1/7} = x_{max}$ und $x_e = +\sqrt[6]{1/7} = x_{min}$, während der Wendepunkt bei $x_w = o$ liegt. Für die zugehörigen Ordinaten folgt $y_{max} = (1 - 1/7)\sqrt[6]{1/7} - a > o$, aber $y_w = -a$ und $y_{min} = -(1 - 1/7)\sqrt[6]{1/7} - a < -a < o$. Hieraus folgt, daß $y(x)$ aus $-\infty$ kommt, den Punkt $y(-1) = -a$ in $x = -1$ durchläuft, die Abszisse in $-1 < x < o$ zur Erreichung des positiven Maximums zweimal schneidet, um über den Wendepunkt $y_w = -a$ in $x_w = o$ in das Minimum zurückzulaufen, um anschließend über $y(+1) = -a$ nach $+\infty$ anzusteigen, wobei wiederum die Abszisse in $x_+ > +1$ mit $y(x_+) = o$ geschnitten wird. $y(x)$ hat also drei reelle Nullstellen, von denen zwei in $x < o$ liegen. Gleichung 137 hat also unabhängig von der Zweideutigkeit in jedem Fall, da die beiden Zweige spiegelsymmetrisch sind, drei reelle Nullstellen $-1 < \eta_1 < -\sqrt[6]{1/7} < \eta_2 < o$ und $\eta_3 > +1$, welche durch eine Interpolation abgeschätzt werden können. Da Gleichung 137 eine algebraische Gleichung 7ten Grades ist, müssen sieben Lösungen existieren. Nach der Definition ist aber $f_{(o)} = 2\sqrt[6]{\frac{\pi}{6}}\ \eta^2 > o$, weil $f_{(o)}$ die reellen positiven Terme der Spektralfunktion126 bestimmt, so daß $\eta^2 > o$ gefordert werden muß, woraus folgt, daß die imaginären Lösungen der Gleichung 137 von der Untersuchung auszuschließen sind. Wegen $a = +\frac{1}{\sqrt{\pi}}\sqrt[6]{\pi/6} \approx 0{,}50651$ gilt auf jeden Fall $1{,}06 < \eta_3 < 1{,}07$, sowie $0{,}8 < |\eta_1| < 0{,}9$ und $\eta_2 \approx -0{,}51$. Weitere Interpolationen können mit $\eta_3 = 1 + \frac{6{,}Z}{100}$ sowie $-\eta_1 = 1 - \frac{Z}{100}$ durchgeführt werden, wenn $o < Z < 10$ eine Dezimalstelle angibt. Mit $b_3 = 6{,}7/100$ und $b_1 = \frac{Z}{100}$ wird für beide Nullstellen wegen $(1 \pm b)^7 = 1 \pm 7\ b + 21\ b^2 \pm 35\ b^3 + 35\ b^4 \pm 21\ b^5 + 7\ b^6 \pm b^7$ nach dem binomischen Gesetz $a = 6\ b_1 - 21\ b_1 + 35\ b_1^3\ (1 - b_1) + 21\ b_1^5 - 7\ b_1^6 + b_1^7$ und $a = 6\ b_3 + 21\ b_3^2 + 35\ b_3^3\ (1 + b_3) + 21\ b_3^5 + 7\ b_3^6 + b_3^7$. Maximal ist stets $b_{1,3} \leq 1/10$, woraus folgt, daß $21\ b_3^5 + 7\ b_3^6 + b_3^7 \approx 21\ b_1^5 - 7\ b_1^6 + b_1^7 \approx o$ gesetzt werden kann, weil diese Anteile erst nach der dritten oder vierten Dezilamstelle erscheinen können, was aber für

eine Abschätzung unwesentlich ist. Diese Abschätzung liefert $Z_1 \approx 12{,}5$ $Z_2 \approx 48$ und $Z_3 \approx 8$, woraus $\eta_1 \approx -0{,}875$, $\eta_2 \approx -0{,}52$ und $\eta_3 \approx +1{,}068$ folgt. Diese Werte genügen auf jeden Fall dem η - Intervall, weil $x_e = \pm \sqrt[6]{1/7} \approx \approx \pm 0{,}70651$ ist. Definitionsgemäß gilt $\eta^2 = 1/2\ \sqrt[6]{6/\pi}\ f_{(o)}$ also $f_{(o)} \approx 1{,}79554\ \eta^2$, weil $\sqrt[6]{\pi/6} \approx 0{,}89777$ ist. Weiter gilt $f^2_{(o)} = p/p^2 - 1 \approx 3{,}23\ \eta^4 = \alpha > 0$ mit $p\ \sqrt[4]{\pi} = D_o \cdot \sqrt{e/E}$ und daraus folgt $p = 1/2\alpha\ (1 \pm \sqrt{1+4\alpha^2})$, doch hat hiervon nur der positive Zweig $p = 1/2\alpha\ (1+\sqrt{1+4\alpha^2})$ Bedeutung, weil $p \sim D_o > 0$ gefordert werden muß. Einsetzen der η - Werte in $2\alpha \approx 6{,}46\ \eta^4$ ergibt dann $2\alpha_1 \approx 3{,}75$, sowie $2\alpha_2 \approx 0{,}47$ und $2\alpha_3 \approx 8{,}4$, also für die p- Werte $p_1 \approx 1{,}3$, $p_2 \approx 4{,}47$ und $p_3 \approx 1{,}125$. Nun ist $p = D_o/\sqrt{E}\ \sqrt{\frac{e}{4\sqrt{\pi}}} \approx 1{,}2384\ D_o/\sqrt{E}$, woraus sich für den Weltanfang drei Durchmesser monometronischer Sphären, nämlich $D_{(o)1} \approx \frac{1{,}3}{1{,}238} \approx 1{,}05$ [m], sowie $D_{(o)2} \approx \frac{4{,}47}{1{,}238} \approx \approx 3{,}61$ [m] und $D_{(o)3} \approx \frac{1{,}125}{1{,}238} \approx 0{,}908$ [m] ergeben. Es gilt die Folge $D_{(o)2} > D_{(o)1} > D_{(o)3}$, das heißt, die reale kosmische Bewegung kann nur von der größten Sphäre, dem Protouniversum $D_{(o)2} = D_{(o)p}$ ausgegangen sein, während die beiden weiteren Sphären in irgendeiner Weise die Innenstruktur dieses Protouniversums bestimmen müssen. Die kleinste Sphäre hat wahrscheinlich einen grundlegenden Charakter und soll daher als Fundamentalsphäre $D_{(o)3} = D_{(o)f}$ und die mittlere als Mesosphäre $D_{(o)1} = D_{(o)m}$ bezeichnet werden. Diese Sphärentrinität des Weltanfangs numerisch abgeschätzt in

$D_{(o)p} \approx 3{,}61$ [m], $D_{(o)m} \approx 1{,}05$ [m],

$D_{(o)f} \approx 0{,}908$ [m] ..... 137 a

kann, wegen der monometronischen Eigenschaften aller Sphären mit den vorliegenden Methoden ebensowenig interpretiert werden, wie die In-

nenstruktur des Protouniversums, doch scheint die Existenz von $D_{(o)f}$ und $D_{(o)m}$ in irgendeiner Weise mit dieser Innenstruktur zusammen zu hängen. Diese Innenstruktur wiederum muß irgendwie die reale kosmische Bewegung von $D_{(o)p}$ aus verursachen.

Wenn sich der R_3 im Verlauf der kosmischen Bewegung aus diesem Anfangszustand heraus gemäß $D(t) > D_o$ entfaltet, dann muß auch ein Finalstadium, also eine Endzeit T_e mit einem Enddurchmesser $D_e = D(T_e)$ existieren. Für D_e kann es aber nur zwei prinzipielle Möglichkeiten geben, nämlich $D_e \to \infty$ oder $D_e < \infty$. Im Fall $D_e \to \infty$ wäre $\tau_e = o$ und damit $\gamma_e = o$, sowie $h_e = o$ und $\mu_{(e_o)} = o$, aber $\varepsilon_{(e_o)} \to \infty$, während μ, $\varkappa$ und $\wr$ als Elementarkonstanten jeder Kondensation erhalten bleiben $\wr > o$ im Finalzustand $D_e \to \infty$ bedeutet aber ebenso einen Widerspruch insich selbst, wie das Vorhandensein von Elementarladungen $\varkappa > o$ ohne eine untere Grenze des Massenspektrums 126, die mit $\tau_e = o$ ebenfalls verschwindet, während die obere Grenze $\mu\ \sqrt[4]{2}$ erhalten bleibt, aber wegen $\gamma_e = o$ kein Gravitationsfeld erregt. Auch müssen die tieferen Terme der Spektralfunktion als Massenquanten weiter bestehen, obwohl $h_e = o$ ist. Schließlich wäre noch $\omega_e = c_e = o$, was aber nach der unitären Transformationsmatrix im euklidischen R_6 für alle Zustände singuläre Unendlichkeitsstellen zur Folge hat, obwohl die euklidischen Eigenschaften, wegen der mit $D_e \to \infty$ verschwindenden Krümmung exakt gelten. Die Existenz $\tau > o$ erfüllt nach A VIII die Televarianzbedingung einer Area, für welche bereits durch $D_o > o$ ein R_3 als Telezentrum gegeben ist. Da weiter $\tau > o$ immer ein R_2 ist, und das Existenztensorium der äonischen Welt als komplexer R_6 beschrieben werden kann, müßte es sich um die televariante Area metrischer Kondensationsstufen handeln, die tatsächlich mit $h > o$ nachweisbar und als Energiequanten interpretierbar sind. $D(t) > D_o$ der kosmischen Bewegung paßt also ohne Widerspruch in das Bild einer televarianten Area mit zeitlich telezentrischer Tektonik, was aber $D_e < \infty$ fordert, weil eine derartige Area immer telezentrisch polarisiert sein muß und D_e als Gegentelezentrum zu D_o erscheint. Außerdem führt $D_e < \infty$ nicht zu der Serie von Widersprüchen die sich aus $D_e \to \infty$ ergibt. Über $D_e < \infty$ können ohne eine explizite Angabe von $D(t)$ keine Aussagen gemacht werden. Wenn aber $D_e < D$ des Momentanzustandes ist, dann muß an die momentane Expan-

sion in einem späteren Weltalter eine Kontraktion anschließen und diese Kontraktion kann, wiederum aufgrund der metronischen Struktur nur bis $D_e = D_o$ gehen, wodurch dann der Finalzustand als Gegentelezentrum gegeben ist. Da Gleichung 137 zweideutig ist, und der positive Zweig zur Sphärentrinität des Weltanfangs ($D_{(o)f}$, $D_{(o)m}$, $D_{(o)p}$) = D_{fmp} führte, kann der negative Zweig nur die spiegelsymmetrische Trinität des Endzeituniversums beschreiben. Als Folge dieser Antisymmetrie bleiben die Sphären erhalten, doch muß es zu einem Austausch der Semantik von Fundamental- und Mesosphäre in der Endzeittrinität kommen. Die Protosphäre des Weltanfangs hat als Semantik (+) den Beginn der kosmischen Bewegung, aber die Protosphäre der Endzeit als spiegelsymmetrische Semantik (-) als Finalstadium der kosmischen Bewegung. Kennzeichnen die Indizierungen x und y die unbegrenzten semantischen Eigenschaften der beiden internen Sphären, dann würde die kosmische Bewegung des R_3 und aller Pararäume R_3^+ (welche den R_3 implizieren), beschrieben durch

$$D^{xy+}_{fmp} \xrightarrow{D(R_3^+)} D^{yx-}_{fmp}$$

, wobei zweifellos die Transposition der Semantik in der Endzeittrinität bezogen auf den Weltanfang mit der durch $\cos \alpha_4 > o$ ausgedrückten Orientierung der kosmischen Bewegung in der Somawelt R_4^+ zusammenhängt. Da für das Antisoma R_4^- mit seinen Antipararäumen R_3^- die kosmische Bewegung durch $\cos \alpha_4 < o$ orientiert wird, müßte eine kosmische Bewegung des Antisoma exakt spiegelsymmetrisch zu derjenigen der Somawelt sein, derart, daß die Endzeittrinität der Somawelt mit der Sphärentrinität eines Weltanfangs im Antisoma und das Endzeituniversum des Antisoma mit dem Protouniversum der Somawelt identisch werden muß. Da die Sphärentrinitäten des Proto- und Endzeituniversums wegen der Zweideutigkeit von 137 als spiegelsymmetrische Strukturen den R_4^+ zeitlich telezentrisch begrenzen und existieren müssen, kann geschlossen werden, daß auch das Antisoma R_4^- als spiegelsymmetrische Struktur existiert. Die kosmischen Bewegungen verlaufen wegen $\cos \alpha_4 > o$ im R_4^+ und $\cos \alpha_4 < o$ im R_4^- antiparallel, was durch die Spiegelsymmetrie der zeitlich telezentrischen Tektonik beider Raumzeitstrukturen zum Ausdruck kommt. Die vertiefte Auffassung der durch 85 b beschriebenen semantischen Sonderstellung der Zeitdimension innerhalb der Weltarchitektur liegt also in der zeitlich telezentrischen Tektonik der Somawelt und des Antisoma mit antiparalleler kosmischer Bewegung. Die Sphärentrinitäten des Proto- und Endzeituniversums müssen auf jeden Fall als Haupttelezentren T_1 (o) und T_2 (t_e) dieser zeitlich telezentrischen Architektur der Welt -

tektonik der Raumzeitstrukturen $R_4^{\pm}$ aufgefaßt werden; denn bereits $\tau > o$ liefert das Televarianzkriterium, so daß wegen $\tau > o$ diese Raumzeitstrukturen auf jeden Fall zeitlich telezentrierte tele variante Arealɛ sind, für welche die Haupttelezentren existieren müssen. Für die kosmische Bewegung der Somawelt gilt also

$T_1^+ \; (D_{fmp}^{xy+}) \xrightarrow[\cos \alpha_4 > o]{D(R_3^+)} T_2^+ \; (D_{fmp}^{yx-})$, während im Antisoma ge-

mäß $T_1^- \xrightarrow[\cos \alpha_4 < o]{D(R_3^-)} T_2^-$ mit $T_1^- \equiv T_2^+$ und $T_2^- \equiv T_1^+$

die spiegelsymmetrische Tektonik (bezogen auf die telezentrische Zeitdimension) vorliegt. Die televarianten Raumzeitareale mit ihrer zeitlich telezentrischen Welttektonik und den antiparallelen telezentrierten kosmischen Bewegungen werden also durch die kosmogonische Beziehung

$$T_1^+ \; (D_{fmp}^{xy+}) \xrightarrow[\cos \alpha_4 > o]{D\,(R_3^+)} T_2^+ \; (D_{fmp}^{yx-}) \equiv$$

$$\equiv T_1^- \xrightarrow[\cos \alpha_4 < o]{D\,(R_3^-)} T_2^- \equiv T_1^+ \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 138$$

beschrieben, worin die televarianten Areale als R_4 - Unterräume in der entelechialen R_5 - Hyperfläche der äonischen Welt R_6 gegebe sind. Die Telezentren sind unabhängig von ihrer Semantik eines Proto- oder Endzeituniversums immer die Sphärentrinität eines Weltursprungs. Da jedoch diese Sphärentrinität immer nur die R_3 - Projektion einer R_6 - Struktur ist, erscheint die Bezeichnung Weltenursprungsinnvoller, weil für jeden Pararaum eine derartige Sphärentrinität als x_5 - Fortsetzung der Projektion existiert. Die ganze Untersuchung gilt jedoch nur unter der Voraussetzung, daß während der Kontraktionsphase der kosmischen Bewegung die gleichen kosmologischen Gesetze gelten, wie während der direkt beobachtbaren Expansionsphase des R_3. Aber auch dann, wenn in diesem Bereich des R_4 andere Gesetzmäßigkeiten gelten sollten, könnte sich nur an der Sphärentrinität der Endzeit etwas ändern, nicht dagegen an der telezentrischen Eigenschaft. $0 < D_e < \infty$.

Eine Aussage über die Telezentrale T_e ist ohne eine Kenntnis

des Verlaufes $l\,n\,D = 10/11\,\gamma(t)$ nicht möglich, doch geht aus der Untersuchung die architektonische Bedeutung der Zeitdimension für die Weltstruktur eindeutig hervor. Völlig unbekannt bleibt aber die Innenstruktur und die Semantik der beiden Welttelezentren. Zu ihrer Untersuchung wird eine syntrometrische Beschreibung notwendig, weil hierfür der anthropomorphe Quantitätsaspekt offensichtlichnicht ausreicht. Wenn die kosmische Bewegung aus der Sphärentrinität des Protouniversums zeitlich evolviert, dann kann diese Evolution des R_3 während der ersten Phase nur in Zeitintervallen ϑ erfolgen; denn nach 132 a kann diese zeitliche Kondensorkonstante nicht unterschritten werden. Im ersten Schritt der R_3- Expansion tritt die Protosphäre in die Zeit, während die Mesosphäre durch einen Projektionsvorgang den Durchmesser der ehemaligen Protosphäre und die Fundamentalsphäre den der Mesosphäre annimmt. Der durch die Evolution bedingte Eintritt in die Zeit bedeutet stets eine der Durchmesservergrößerung entsprechende Metronenverkleinerung nach 134 und somit eine Erhöhung der Metronenbesetzung der betreffenden Sphäre. Die zweite Evolutionsphase, also der Zeiteintritt der in die ursprüngliche Protosphäre hineinprojizierten Mesosphäre , kann erst um die Zeit ϑ später erfolgen als die Aktualisierung der Protosphäre . Wenn auch die Mesosphäre aktualisiert ist, muß die Fundamentalsphäre aus der Mesosphärenprojektion in diejenige der Protosphäre treten und abermals nach ϑ in einer dritten Phase aktualisieren. Mit diesem Zeiteintritt als Aktualisierung ist die Weltwerdung der kosmischen Bewegung des R_3 vollzogen. Während der ganzen kosmischen Bewegung muß aber die durch ϑ zeitlich getrennte metronische Dreiheit aus Proto- , Meso- und Fundamentalmetronen (p, m und f) im R_3 erhalten bleiben, derart, das auf das m- Metron bezogen, das p - Metron um ϑ früher und das f- Metron um ϑ später liegt. Wegen $\vartheta > o$ und der Unmöglichkeit, zu unterschreiten, ist also der die zukünftigen und vergangenen Ereignisse trennende Gegenwartsbereich simultaner Ereignisse nicht irrational singulär, sondern ein durch die metronische Dreiheit gegebenes Raumzeitintervall der zeitlichen Intervallänge $2\vartheta > o$. Dieser nichtmehr singuläre Zwischenbereich trennt in jedem Punkt der kosmischen Bewegung die zweischaligen vierdimensionalen Rotationshyperboloide als Orte zukünftiger früher oder später liegender Ereignisse oder aber manifest vergangener älterer oder jüngerer Ereignisse. Eine metronische Struktur im R_3 ist also zu jeder Zeit durch die metronische Dreiheit des Gegenwartintervalles 2ϑ definiert, derart, daß grundsätzlich

drei Arten von Metronen durch irgendeine Korrelation die betreffende metronische Struktur definieren. Alle Strukturen des R_6 erscheinen als R_3 - Projektionen stets nach 115 in Form diskreter metronischer Kondensationsstufen, welche durch den hermiteschen Fundamentalselektor $^2\bar{\gamma}^{\varkappa} = {}^2\bar{\gamma}^{\varkappa}$ beschrieben werden. Die auf 137 a zurückgehende metronische Dreiheit dagegen erweist die Existenz von $\omega = 3$ metronischen Partialstrukturen, welche nach A VIII stets einen dreireihigen Korrelator $\hat{\gamma}^{\varkappa} = ({}^2\bar{\gamma}^{\varkappa}{}_{(\mu\nu)})_3$ bedingen, dessen Tensorelemente als Partialstrukturen gemäß ${}^2\bar{\gamma}^{\varkappa}\ ({}^2\bar{\gamma}^{\varkappa}{}_{(\mu,\nu)})^3_1$ das hermitesche Feld ${}^2\bar{\gamma}^{\varkappa}$ als Kompositionsfeld komponieren, so daß wegen ${}^2\bar{\gamma}^{\varkappa}{}_{(\mu\nu)} = s\ p\ {}^2\bar{\varkappa}_{(\mu)} \times {}^2\bar{\varkappa}_{(\nu)}$ die metronische Dreiheit des R_3 der Gegenwart simultaner Ereignisse die Existenz von $1 \leq \mu \leq 3$ Gittetkernselektoren ${}^2\bar{\varkappa}_{(\mu)}$ fordert. Zwar ist ${}^2\bar{\gamma}^{\varkappa} = {}^2\bar{\gamma}^{\varkappa}$ evident, doch gibt es für die Korrelationsvermittler als Elemente von $\hat{\gamma}^{\varkappa}$ und damit für die Gitterkerne keinerlei Aussagen über die Symmtetrie, so daß zweckmäßig die allgemeinen nichthermiteschen Eigenschaften ${}^2\bar{\gamma}^{\varkappa}{}_{(\mu\nu)} \neq {}^2\bar{\gamma}^{\varkappa}{}_{(\mu\nu)}$ mit nichthermiteschen Gitterkernen angenommen werden sollen. Gleichung 137 a des Weltenursprungsergibt also die Existenz von drei korrelierenden metronischen Partialstrukturen zu einem hermiteschen Kompositionsfeld im Sinne einer Synmetronik. Die Lösungsmannigfaltigkeit 126 der allgemeinen Weltgleichung 115 führt also über eine allgemeine kosmologische Analyse der makromaren Verhältnisse über die kosmische Beziehung 134 zur kosmogonischen Aussage 137 a , welche einerseits den Entwurf 138 einer Weltarea mit zeitlich telezentrischer Tektonik liefert, aber andererseits aus der Sphärentrinität des Weltanfangs den Schluß auf eine Synmetronik von drei nichthermiteschen Partialstrukturen erzwingt. Diese durch 137 a begründete Synmetronik der zum hermiteschen Kompositionsfeld korrelierenden Partialstrukturen findet also ihren Ansatz in

$$^2\bar{\gamma}^{\varkappa}\ ({}^2\bar{\gamma}^{\varkappa}{}_{(\mu\nu)})^3_1 = {}^2\bar{\gamma}^{\varkappa}\ ,\quad \hat{\gamma}^{\varkappa} = ({}^2\bar{\gamma}^{\varkappa}{}_{(\mu\nu)})_3\ ,$$

$$^2\bar{\gamma}^{\varkappa}{}_{(\mu\nu)} = s\ p\ {}^2\bar{\varkappa}_{(\mu)} \times {}^2\bar{\varkappa}_{(\nu)} \neq {}^2\bar{\gamma}^{\varkappa}{}_{(\mu\nu)} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ 139.$$

Da nunmehr ${}^2\bar{\gamma}^{\varkappa}$ als Kompositionsfeld erscheint, muß die durch 139 im Ansatz begründete Synmetronik Aufschlüsse über die Internstruktur der diskreten Kondensationsstufen aller Hermetrieformen geben. Im

R_6 ist für flächenhafte Metronen deren primitive Tensorien R_2 - Mannigfaltigkeiten sind, mit $\omega = 3$ stets das Dimensionsgesetz $n = 2^{\omega}$ zusammen mit $n^2 = (\frac{\omega^2}{2})$ erfüllt, so daß nach A VIII das Dimensionsgesetz diskreter Kondensationsstufen auch im Fall des synmetronischen Ansatzes 139 mit $\omega = 3$ aus 137a erfüllt ist.

Dies alles bedeutet, daß die Lösung 126 über die allgemeinen kosmologischen und kosmogonischen Beziehungen 134 und 137 a direkt wegen 139 eine Möglichkeit zur Analyse der internen Strukturmetronischer Kondensationsstufen anzeigt, so daß die Konsequenzen aus 115 weitergetrieben werden können und zwar auf der synmetronischen Basis 139 , welche als Folgerung aus 126 wiederum auf 115 zurückgeht. Damit wurde aber in 139 der gesuchte Ansatz zur Weiterführung der Konsequenzen aus 115 gefunden. Da die synmetronische Korrelationsstruktur der Kondensationsstufen allein Aufschluß über die empirisch gegebene Zeitabhängigkeit der Quantenzahlen aus 126 geben kann, erscheint es sinnvoll auf der Basis von 139 eine allgemeine Synmetronik solcher zum Kompositionsfeld korrelierender Partialstrukturen aus der Weltgleichung 115 zu entwickeln.

Nach den vorangegengenen Ergebnissen wird der Rahmen einer synmetronischen Korrelationstheorie der Partialstrukturen durch eine fünffache Problematik festgelegt, die in der folgenden Problemstellung zusammengefaßt werden.

a) Das zeitliche Auswahlgesetz $n(t)$ mit $q(n,t)$ muß explizit gefunden werden.

b) Nach dem Auswahlprinzip müssen die Terme n_k , $q(n_k)$ mit den zeitlichen Stabilitätsintervallen $t_{k+1} - t_k > o$ des nunmehr ausgewählten Spektrums $1 \leq k \leq N$ angebbar sein.

c) Es muß festgestellt werden, wie sich strukturell das Spektrum $m\{^{k}_{+}\}$ vom spiegelsymmetrischen Antispektrum $m\{^{k}_{-}\}$ unterscheidet.

d) Es muß untersucht werden, nach welchen Korrelationsprinzipien alle hermetrischen Strukturen als metronische Kondensationszustände ineinander transmutieren.

e) Die Bedeutung des empirisch festgestellten unsteten Auftretens vom $m_{(-)}$ in der aus $m_{(+)}$ stabil strukturierten Somawelt hinsichtlich der hermetrischen Weltarchitektur ist zu ermitteln.

Erst wenn diese offenen Fragen durch eine Synmetronik der Partialstrukturen beantwortet werden können, ist es möglich, eine allgemeine Korrespondenztheorie der metrischen Kondensationsstufen und eine synmetronische Mesobarie ihrer wechselseitigen Transmutationsprozesse zu entwickeln.

Synmetronische

Begriffsbildungen zu Band II.

Entelechale Dimension:
Zur Raumzeit normale imaginäre Koordinate, die raumzeitliche Organisationszustände bewertet.
Äonische Dimension:
Zur Raumzeit und Entelechie normale imaginäre Koordinate, die als Parameter entelechale Bewertungen zeitlich neu aktualisiert.
Welt:
Das sechsdimensionale Tensorium bezogen auf drei reelle und drei imaginäre Koordinaten in welchem die Raumzeit durch die entelechale und die äonische Zusatzdimension erweitert ist.
Weltstrukturen:
Alle metrischen Strukturgrößen der Welt.
Transfinite Struktur:
Außerhalb des raumzeitlichen Unterraumes definiertes Weltelement.
Manifestes Ereignis:
Punkt im raumzeitlichen Unterraum der Welt.
Lątentes Ereignis:
Transfiniter Weltpunkt.
Pararaum:
Virtueller transfiniter Parallelraum zum reellen physischen Raum.
Antisoma:
Raumzeitlicher Weltunterraum mit antiparalleler Zeitkoordinate i. B. auf die Somawelt.
Antipararaum:
Virtueller dreidimensionaler Parallelraum (ebenfalls transfinit) i.B auf das Antisoma.
Weltmetron:
Eine als Elementarfläche erscheinende Naturkonstante, die den Charakter des Welttensoriums bestimmt.
Zustandsselektor:
Ein Selektor, der einen Quantenzustand innerhalb der Welt beschreibt.

Raumkompressor:
Ein Tensorselektor vierten Grades, der den metronischen Verdichtungszustand einer Weltstruktur bezogen auf die leere Welt beschreib
Raumkondensor:
Darstellender Selektor des Raumkompressors, der auf den Kondensationszustand des Raumes einwirkt.
Weltselektor:
Ein Tensorselektor, der so auf den Kondensationszustand des Weltensoriums einwirkt, daß alle Weltstrukturen erfaßt werden.
Hermetrie: Beschreibung des Weltunterraumes der einer Kondensation unterworfen ist.
Antihermetrie:
Beschreibung des zum hermetrischen Unterraumes komplementären Weltunterraumes ohne Strukturkondensation.
Semantische Architektureinheit:
Dimensionelle Baueinheit der Welt mit charakteristischer Semantik. (Bedeutung) 1. B. auf die Weltarchitektur.
Hermetrieform: Mögliche Erscheinungsform der Hermetrie.
Seinspotenz:
Einfache, nicht in metrischen Stufen auftretende kontinuierliche Hermetrie der äonischen Dimension.
Imaginäre Kondensation:
Die Hermetrie erfilgt nur in den imaginären Weltkoordinaten.
Komplexe Kondensation:
Auch die reelle semantische Architektureinheit ist der Hermetrieforderung unterworfen.
Selbstkondensation:
Die von der latenten Seinspotenz (Äon) induzierte metrische Deformation der entelechalen Koordinate mit anschließender Kondensation transfiniter Terme.
Zeitkondensation:
Durch die Selbstkondensation verursachte imaginäre Kondensation der Zeitkoordinate.
Raumkondensation:
Transfiniteverursachte Kondensation des physischen Raumes (komplex).
Raumzeitkondensation:
Transfinit verursachte Kondensation eines Bereiches der Somawelt (komplex)

Raumschluß:
Übergang transfiniter Terme über Gravitonensysteme in energetische Raumzeitzustände (positiv) oder Übergang mikromarer Raumzeitstrukturen über Gravitonensysteme in transfinite Terme (negativ).
Stufendevolution:
Zerfall eines Terms der Spektralfunktion komplexer Kondensationen in ein tieferes Niveau höherer Massenquantenzahl unter Emissionen in mehreren Stufen des Zerfalls, (wobei die Massenquantenzahlen der zeitlich existenten Zwischenterme einer wachsenden Zahlenfolge entsprechen).
Komplementärspektrum:
Die zu einer Massenquantenzahl gehörenden Ladungsterme.
Intermissionsübergang:
Zerfall einer Neutrokorpuskel unter Emission imaginärer Kondensationen in einem tieferen Neutroterm, welcher den β-Prozeβ zur ersten Komplementärform (eine Elementarladung) der ursprünglichen Neutrokorpuskel ermöglicht.
Leptoneutrino:
Untere neutrale Schranke der Spektralfunktion komplexer Kondensationen.
Barineütrino:
Neutrales Komplement zur Masse der Elementarladung (Elektron).
Mundale Seinspotenz:
Diejenige integrale äonische Seinspotenz, welche die ebenfalls integrale kosmische Bewegung aktualisiert.
Akausale Koinzidenz:
Das durch latente Ereignisse äonisch gesteuerte akausale Zusammentreffen manifester kausaler Ereignisse.
Synchronismus:
Das durch latente Ereignisse äonisch geseuerte akausale simultane Zusammentreffen akausaler Koinzidenzen.
Kondensorkonstanten:
Universelle Baukonstanten der Weltarchitektur, welche als Proportionalitätsfaktoren in den Hermetrieformen der Weltgleichung erscheinen.
Protouniversum:
Physischer Raum im Zeitnullpunkt der Welt.
Sphärentrinität:
Drei konzentrische monometronische Flächen, welche die Struktur des Protouniversums bestimmt.

Protosphäre:
Monometronische Sphäre der Trinität mit Maximaldurchmesser.
Fundamentalsphäre:
Monometronische Sphäre mit Minimaldurchmesser.
Mesosphäre:
Monometronische Sphäre, deren Durchmesser zwischen Fundamental- und Protosphäre liegt.
Endzeituniversum:
Physischer Raum im Zeitpunkt eines Finalzustandes der kosmischen Bewegung.
Weltenursprung:
Proto- oder Endzeituniversum in transfiniter Fortsetzung als Schar von Proto- oder Endzeitpararäumen, beziehungsweise Antipararäume
Synmetronik:
Kompositive Wechselbeziehung von verschiedenartig zeitstrukturierten metronischen Systemen.

SYNTROMETRISCHE MAXIMENTELEZENTRIK

TEIL C

SYNMETRONIK DER WELT

BAND III

BURKHARD HEIM

III

MEINEM VATER UND MEINER FRAU GEWIDMET

.. 511
.. 519
.. 529
.. 552
.. 583

594
620
627
642
650

S Y N T R O M E T R I S C H E

M A X I M E N T E L E Z E N T R I K

T E I L C

S Y N M E T R O N I K D E R W E L T

B A N D III

C S Y N M E T R O N I K D E R W E L T B A N D III

Inhalt

Kapitel IX

S Y N M E T R O N I K

1) Struktureinheiten und Gitterkerne 511
2) Feldaktivierung durch Spinfeldselektoren 519
3) Das synmetronische Fundamentalproblem 529
4) Synmetronik der Hermetrieformen 552
5) Feldaktivierung und Kondensorfluß 583

Kapitel X

K O R R E L A T I O N E N

1) Enantiostereoisomere Flußaggregate
   der Koppelungsstrukturen 594
2) Prototrope Konjunktoren 620
3) Konjunktor- und Stratonspin 627
4) Antistrukturen 642
5) Elementargrößen minimaler komplexer Kondensationen 650

Kapitel XI

S Y N M E T R O N I K D U R C H G Ä N G I G E R

W E L T S T R U K T U R E N

1) Das kosmologische Paradoxon 659
2) Optische Raumsegmente 663
3) Magnetonen und Grenzen der kosmischen Bewegung 669
4) Korrelation zwischen kosmischer Bewegung
   und Raumsegmenten 681
5) Grenzen von Raum und Zeit 685
6) Die prototrope Struktur des Universums 690
   Synmetronische Begriffsbildungen zu Teil C Band III 696

K a p i t e l IX

S Y N M E T R O N I K

1) S t r u k t u r e i n h e i t e n u n d G i t t e r k e r n e

Nach den Hermetrieuntersuchungen im Kondensationsfeld hängt der jeweilige Kondensationszustand von den speziellen Hermetriebedingungen inbezug auf die vier semantischen Architektureinheiten der Welt ab. Die metronische Hyperstruktur der Kondensation wird dabei durch den hermiteschen Fundamentalselektor $^2\bar{\mathfrak{K}} = {}^2\bar{\mathfrak{K}}^{\times}$ und den mit seiner Hilfe definierten , ebenfalls hermiteschen Fundamentalkondensor $\hat{[]} = \hat{[]}^{\times}$ beschrieben, derart, daß durch die Einwirkung des Weltselektors auf den Fundamentalkondensor ein tensorieller Nullselektor 4. Grades entsteht. Jede Kondensation des äonischen Welttensoriums muß aber nach 139 eine innere Struktur haben; denn in jedem $(n = 2\omega)$ - dimensionalen metronischen Tensorium gibt es ω Partialstrukturen $^2\bar{\mathfrak{K}}_{(\gamma,\gamma)}$ und $\omega(\omega - 1)$ Korrelationsvermittler $^2\bar{\mathfrak{K}}_{(\mu,\gamma)}$ mit $\mu \neq \gamma$ für $1 \leq (\mu,\gamma) \leq \omega$, die alle in $\hat{\mathfrak{K}} = (^2\bar{\mathfrak{K}}_{(\mu,\gamma)})_{\omega}$ zusammengefaßt sind. Nach der Theorie metronischer Hyperstrukturen ist aber jedes Element von $\hat{\mathfrak{K}}$, also jeder Fundamentalselektor einer Partialkomposition, durch die ω Gitterkernselektoren $^2\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma)}$ im Sinne des Matrizenspektrums einer tensoriellen Multiplikation gemäß $^2\bar{\mathfrak{K}}_{(\mu\gamma)} = \mathrm{sp}\, {}^2\bar{\mathcal{K}}_{(\mu)} \times {}^2\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma)}$ gegeben. Im speziellen Fall des metronischen Welttensoriums R_6 ist also $\omega = 3$, das heißt, $\hat{\mathfrak{K}}$ umfaßt neun Elemente mit den drei Partialstrukturen in der Diagonalen und sechs extradiagonalen Korrelationsvermittlern. Alle diese Elemente von $\hat{\mathfrak{K}}$ sind Argumente des hermiteschen Kompositionsfeldes $^2\bar{\mathfrak{K}}\,(^2\bar{\mathfrak{K}}_{(\mu,\gamma)})_1^3 = {}^2\bar{\mathfrak{K}}^{\times}$ und werden im Sinne des Matrizenspektrums $^2\bar{\mathfrak{K}}_{(\mu\gamma)} = \mathrm{sp}\, {}^2\bar{\mathcal{K}}_{(\mu)} \times {}^2\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma)}$ aus drei nichthermiteschen Gitterkernselektoren $^2\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma)} = {}^2\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma)+} + {}^2\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma)-} \neq {}^2\bar{\mathcal{K}}^{\times}_{(\gamma)}$ aufgebaut, weil die

Elemente von $\hat{\mathfrak{K}}$ im Gegensatz zum Kompositionsfeld selber nicht hermitesch zu sein brauchen. Wenn es also möglich ist, diese drei Gitterkernselektoren zu den vier semantischen Architektureinheiten zu koordinieren, dann besteht offensichtlich die Möglichkeit eine Analyse der Partialkompositionen im Sinne einer hermiteschen Theorie der inneren , also sysnmetronischen Struktur einer Kondensation des Kompositionsfeldes zu entwickeln. Nach den Ergebnissen von Kapitel VIII liefert die transfinite Hermetrie latente transfinite Energiestufen die , wenn ihre Weltlinien geodätische Nullinien sind, auf den R_3 projiziert, als Gravitationswellen erscheinen. Weiter erscheinen sämtliche Kondensationsmöglichkeiten der Somawelt, also in den Architektureinheiten $s_{(1)}$ und $s_{(2)}$ stets simultan mit der Hermetrie in $s_{(3)}$ und $s_{(4)}$. Die transfinite Hermetrie in $s_{(3)}$ und $s_{(4)}$ ist offensichtlich eng mit Gravitationsvorgängen verknüpft und die Hermetrie in $s_{(3)}$ muß darüberhinaus eine Eigenschaft beschreiben, die für alle Stufen im R_4 charakteristisch ist; denn die entelechiale Hermetrie begleitet alle anderen Hermetriebedingungen (nach den Untersuchungen über die hermetrische Architektonik der Welt). Eine Eigenschaft, die allen Materiefeldquanten (dies sind die Kondensationsstufen des Kompositionsfeldes) gemeinsam ist, wird aber von ihrer allgemeinen Massenträgheit oder nach dem Äquvalenzprinzip durch ihre allgemeine Gravitation repräsentiert. Hierdurch erscheint es abermals gerechtfertigt, die Hermetrie in $s_{(3)}$ und $s_{(4)}$ durch Gravitationsprozesse im R_3 zu interpretieren. Die Hermetrie in $s_{(2)}$ scheint dagegen stets elektromagnetische Feldphänomene zu verursachen; denn kondensiert $s_{(3,4)}$ mit $s_{(2)}$, so erscheint eine elektromagnetische Feldinduktion in den R_3 projiziert, während elektrisch geladene ponderable Materiefeldquanten entstehen, wenn $s_{(3)}$, $s_{(4)}$ und $s_{(2)}$ mit $s_{(1)}$ kondensieren. Die Kondensation von $s_{(3)}$ und $s_{(4)}$ mit $s_{(1)}$ liefert dagegen elektrisch neutrale Elementarkorpuskeln, so daß die Raumkondensation grundsätzlich mit dem ponderablen Materiefeld verknüpft erscheint. Nach diesen Ergebnissen einer Hermetrieuntersuchung des Kompositionsfeldes scheinen also die vier semantischen Architektureinheiten der Welt tatsächlich drei Struktureinheiten in Form nichthermitescher Gitterkerne im Bereich der Partialkompositionen zu definieren. Diese Koordination der Architektureinheiten zu den Gitterkernen und die damit verbundene Interpretation dieser Selktoren als Struktureinheiten lautet -

nach den Ergebnissen der Hermetrieuntersuchungen im Kompositionsfeld bei äonischer Hermetrie $(s_{(3)}, s_{(4)} = {}^2\bar{\mathcal{R}}_{(g)} = {}^2\bar{\mathcal{R}}_{(1)}$ ((g) : gravitativ), $(s_{(2)}) \equiv {}^2\bar{\mathcal{R}}_{(e)} = {}^2\bar{\mathcal{R}}_{(2)}$ ((e) : elektromagnetisch) und $(s_{(1)}) \equiv {}^2\bar{\mathcal{R}}_{(m)} = {}^2\bar{\mathcal{R}}_{(3)}$ ((m) : Materiefeld). Werden auf diese Weise die semantischen Einheiten den Gitterkernen koordiniert, so daß diese Gitterkerne als Struktureinheiten interpretierbar sind, dann kommen wegen

${}^2\bar{\mathcal{g}}_{(\mu,\gamma)} = s\,p\ {}^2\bar{\mathcal{R}}_{(\mu)} \times {}^2\bar{\mathcal{R}}_{(\gamma)}$ unmittelbar die speziellen Hermetrieeigenschaften in den Elementen von $\hat{\mathcal{g}}$ zum Ausdruck, was wiederum direkt eine Auswahl der vom Nullselektor verschiedenen Komponenten aller Fundamentalkondensoren $\left[\begin{smallmatrix}\mu & \gamma\\ \varkappa & \lambda\end{smallmatrix}\right]$ unmittelbar ermöglicht.

Wenn einzelne der so als Struktureinheiten definierten Gitterkernselektoren hermetrisch sind, (zum Beispiel die Struktureinheiten μ und γ), dann gilt dies auch für das Element ${}^2\bar{\mathcal{g}}_{(\mu\gamma)}$ aus $\hat{\mathcal{g}}$. Nach der Hermetriedefinition ist aber ${}^2\bar{\mathcal{g}}_{(\mu,\gamma)}$ = const. inbezug auf die antihermetrischen Koordinaten, erscheint aber als Funktion der hermetrischen. Diese hermetrischen semantischen Architektureinheiten beziehen sich jedoch nach der Interpretation der Gitterkerne als Struktureinheiten auf die jeweiligen ihnen koordinierten Struktureinheiten. Danach kann ${}^2\bar{\mathcal{R}}_{(1)}$ nur von $s_{(3)}$ und $s_{(4)}$ aber ${}^2\bar{\mathcal{R}}_{(2)}$ nur von $s_{(2)}$ und ${}^2\bar{\mathcal{R}}_{(3)}$ nur von $s_{(1)}$ bestimmt werden. Ist eine dieser Architektureinheiten antihermetrisch, also herrscht zum Beispiel inbezug auf die Struktureinheiten γ völlige Antihermetrie, dann gilt ${}^2\bar{\mathcal{g}}_{(\gamma\gamma)}$ = const., was wegen ${}^2\bar{\mathcal{g}}_{(\gamma,\gamma)} = s\,p\ {}^2\bar{\mathcal{R}}_{(\gamma)} \times {}^2\bar{\mathcal{R}}_{(\gamma)}$ unmittelbar auch ${}^2\bar{\mathcal{R}}_{(\gamma)}$ = const. bedingt. Nach dieser Untersuchung besteht nunmehr die Möglichkeit für die in C VIII diskutierten speziellen Hermetriebedingungen eine Klassifikation inbezug auf $\hat{\mathcal{g}}$ durchzuführen. Es handelt sich um vier mögliche Fälle der Hermetrie, welche diskrete Kondensationsstufen liefern. Die vier Fälle der Hermetrie H in den semantischen Architektureinheiten sollen durch die Indizierungen I bis IV gekennzeichnet werden. Diese Indizierungen sollen den betreffenden Hermetrieklassen in folgender Weise zugeordnet sein:

$H\,(s_{(3)}, s_{(4)}) \equiv$ I , $H\,(s_{(4)}, s_{(3)}, s_{(2)}) \equiv$ II,

$H\,(s_{(4)}, s_{(3)}, s_{(1)}) \equiv$ III, und $H\,(s_{(4)}, s_{(3)}, s_{(2)}, s_{(1)}) \equiv$ IV.

Hinsichtlich der Gitterkerne und Elemente von $\hat{\mathcal{K}}$ ergibt sich im Rahmen dieser Klassifikation, da immer ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(\mu,\nu)} = s\,p\,{}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(\mu)} \times {}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(\nu)}$ ist, das folgende System von Spezialfällen der Hermetrie.

Fall I :
${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(1)}\,(Z_5, Z_6)$, ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(2)} = \text{const.}$ ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(3)} = \text{const.}$ Für die Elemente aus $\hat{\mathcal{K}}_{I}$ gelten die Abhängigkeiten ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(1,1)}\,(Z_5\ Z_6)$, ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(1,2)}\,(Z_5\ Z_6)$, ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(1,3)}\,(Z_5, Z_6)$, ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(2,2)} = \text{const}$, ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(2,3)} = \text{const}$, ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(3,3)} = \text{const.}$

Fall II :
Gitterkerne ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(1)}\,(Z_5\ Z_6)$, ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(2)}\,(Z_4)$ und ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(3)} = \text{const.}$ Dies bedeutet für die Elemente von $\hat{\mathcal{K}}_{II}$ die Funktionalselektoren ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(1,1)}\,(Z_5, Z_6)$, ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(1,2)}\,(Z_{5,6}\ ,\ Z_4)$, ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(1,3)}\,(Z_{5,6})$, ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(2,2)}\,(Z_4)$, ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(2,3)}\,(Z_4)$, ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(3,3)} = \text{const.}$

Fall III :
Gitterkerne ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(1)}\,(Z_{5,6})$, ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(2)} = \text{const.}$ und ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(3)}\,(Z_k)_1^3$. Für die Elemente von $\hat{\mathcal{K}}_{III}$ bedeutet dies ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(1,1)}\,(Z_{5,6})$, ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(1,2)}\,(Z_{56})$, ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(1,3)}\,(Z_{5,6}, Z_k)_1^3$, ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(2,2)} = \text{const.}$ ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(2,3)}\,(Z_k)_1^3$, ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(3,3)}\,(Z_k)_1^3$.

Fall IV :
Gitterkerne ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(1)}\,(Z_{5,6})$, ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(2)}\,(Z_4)$ und ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(3)}\,(Z_k)_1^3$. Die Elemente von $\hat{\mathcal{K}}_{IV}$ haben demnach für diesen Fall den funktionellen Bau ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(1,1)}\,(Z_{5,6})$, ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(1,2)}\,(Z_{5,6}\ ,\ Z_4)$, ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(1,3)}\,(Z_{5,6}, Z_k)_1^3$, ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(2,2)}\,(Z_4)$, ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(2,3)}\,(Z_4, Z_k)_1^3$, ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(3,3)}\,(Z_k)_1^3$. Diese Klassifikation mit Hilfe der Struktureinheiten gestattet nunmehr eine Analyse der speziellen Hermetriebedingungen dieser Klassen inbezug auf die Partialkompositionen in $\hat{\mathcal{K}}$, also hinsichtlich der diagonalen Partialstrukturen und der extradiagonalen Korrelationsvermittler. Zur Durchführung dieser Analyse kann weiter berücksichtigt werden, daß die Hermetriebedingungen I und II nur zu Kondensationen in imaginären Koordinaten führen, während im III und IV neben den imaginären Einheiten das reelle Element $s_{(1)}$ wirkt, so daß diese Kondensationen komplexer Natur sind. Die Analyse der Partialstrukturen erstreckt sich demnach auch in der Symmetronik auf die Klasse der imaginären und auf diejenige der komplexen Kondensationen. Diese Analyse soll im Folgenden durchgeführt werden.

Zunächst besteht die Möglichkeit, auf den Korrelator $\hat{\mathcal{K}}$ und auf die hermitesche Komposition ${}^2\bar{\mathcal{K}}\ ({}^2\bar{\mathcal{K}}_{(\mu\gamma)})_1^3$ die verschiedenen Sieboperatoren einwirken zu lassen. Für ${}^2\bar{\mathcal{K}}_{(\mu,\gamma)} = s\,p\ {}^2\bar{\mathcal{R}}_{(\mu)} \times {}^2\bar{\mathcal{R}}_{(\gamma)}$ ist beispielsweise $S\ (\gamma)\ ;\ {}^2\bar{\mathcal{K}}_{(\mu\gamma)} = s\,p\ {}^2\bar{\mathcal{R}}_{(\mu)} \times S\ (\gamma)\ ;\ {}^2\bar{\mathcal{R}}_{(\gamma)} = s\,p\ {}^2\bar{\mathcal{R}}_{(\mu)} \times {}^2\bar{E}$. Es gilt auch immer $s\,p\ {}^2\bar{\mathcal{R}}_{(\gamma)} \times {}^2\bar{E} = {}^2\bar{\mathcal{R}}_{(\gamma)}$, so daß sich für den Einfluß des Sieboperators auf $\hat{\mathcal{K}}$ die Form

$$S\ (1)\ ;\ \hat{\mathcal{K}} = \begin{pmatrix} {}^2\bar{E} & {}^2\bar{\mathcal{R}}_{(2)} & {}^2\bar{\mathcal{R}}_{(3)} \\ {}^2\bar{\mathcal{R}}_{(2)} & {}^2\bar{\mathcal{K}}_{(22)} & {}^2\bar{\mathcal{K}}_{(23)} \\ {}^2\bar{\mathcal{R}}_{(3)} & {}^2\bar{\mathcal{K}}_{(32)} & {}^2\bar{\mathcal{K}}_{(33)} \end{pmatrix} \quad \text{und}$$

$$S\ (2)\ ;\ S\ (1)\ ;\ \hat{\mathcal{K}} = \begin{pmatrix} {}^2\bar{E} & {}^2\bar{E} & {}^2\bar{\mathcal{R}}_{(3)} \\ {}^2\bar{E} & {}^2\bar{E} & {}^2\bar{\mathcal{R}}_{(3)} \\ {}^2\bar{\mathcal{R}}_{(3)} & {}^2\bar{\mathcal{R}}_{(3)} & {}^2\bar{\mathcal{K}}_{(33)} \end{pmatrix} \quad \text{ergibt. Ist}$$

$i \neq k \neq \gamma$, dann muß sich für die Einwirkung der Sieboperatoren auf das Kompositionsfeld $S\ (i)\ ;\ {}^2\bar{\mathcal{K}} = {}^2\bar{\mathcal{K}}\ ({}^2\bar{\mathcal{K}}_{(\mu\gamma)}, {}^2\bar{\mathcal{R}}_{(\mu)}, {}^2\bar{\mathcal{R}}_{(\gamma)})_{i\neq\mu}^{i\neq\gamma}$ oder nach doppeltem Einfluß $S\ (k)\ ;\ S\ (i)\ ;\ {}^2\bar{\mathcal{K}} = {}^2\bar{\mathcal{K}}\ ({}^2\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma\gamma)}, {}^2\bar{\mathcal{R}}_{(\gamma)})$ ergeben. Diese Wirkungsweise inbezug auf das Kompositionsfeld gestattet aber eine Imterpretation von ${}^2\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma\gamma)\pm}$ aus ${}^2\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma\gamma)} = {}^2\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma\gamma)+} + {}^2\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma\gamma)-} \neq {}^2\bar{\mathcal{K}}^{\times}_{(\gamma\gamma)}$, wenn im speziellen Fall $\hat{\mathcal{K}} = ({}^2\bar{\mathcal{K}}_{(\mu\gamma)}\ \delta_{\mu\gamma})_3$ als Diagonalschema über keine Korrelationsvermittler verfügt. Liegt dieses spezielle Diagonalschema vor, dann gilt ${}^2\bar{\mathcal{K}}\ ({}^2\bar{\mathcal{K}}_{(\mu\mu)})_1^3$, also $S\ (k)\ ;\ S\ (i)\ ;\ {}^2\bar{\mathcal{K}} = {}^2\bar{\mathcal{K}}\ ({}^2\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma\gamma)})$. Da ${}^2\bar{\mathcal{K}}$ als Kompositionsfeld eine hermitesche Koppelungsvorschrift darstellt, aber im vorliegenden Spezialfall nach doppelter Einwirkung des Sieboperators keine Koppelung mehr existiert, muß ${}^2\bar{\mathcal{K}}\ ({}^2\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma\gamma)}) = {}^2\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma\gamma)} = {}^2\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma\gamma)+}$ mit ${}^2\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma\gamma)-} = {}^2\bar{o}$ sein, weil ${}^2\bar{\mathcal{K}} = {}^2\bar{\mathcal{K}}^{\times}$ bleibt. Diese Aussage liefert aber eine Interpretation der hermiteschen Anteile ; denn eine Partialstruktur allein kann niemals im Sinne $\bar{\lambda} \neq \bar{o}$ im R_6 so existieren, daß im R_4 beziehungsweise R_3 energetische Quantenstufen erscheinen. Dieser Sachverhalt ergibt sich aus der Tat-

sache, daß im Fall nur einer Partialstruktur auch eine metronische Hyperstruktur mit dem Hyperselektor $\bar{\Psi}_{(\gamma)} = S\ {}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma)}\ ()\ \epsilon\ \bar{x}$ existieren muß. Da eine Darstellung des Fundamentalselektors durch den Gitterkern allgemein gültig und wegen ${}^{2}\bar{g}_{(\gamma\gamma)} = {}^{2}\bar{\gamma}_{(\gamma\gamma)}\ ;\ n$, sowie ${}^{2}\bar{g}_{(\gamma\gamma)} \neq {}^{2}\bar{g}^{\times}_{(\gamma\gamma)}$ auch ${}^{2}\bar{\gamma}_{(\gamma\gamma)} = s\,p\ {}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma)} \times {}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma)} \neq {}^{2}\bar{\gamma}^{\times}_{(\gamma\gamma)}$ sein muß, ist auch ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma)} \neq {}^{2}\bar{\mathcal{K}}^{\times}_{(\gamma)}$, während $\bar{x} = \bar{x}^{\times}$ bleibt, was $\bar{\Psi}_{(\gamma)} - \bar{\Psi}^{\times}_{(\gamma)} \neq \bar{o}$ zur Folge hat, das heißt die $\bar{\Psi}_{(\gamma)}$ der Partialstrukturen sind keine metrischen Zustandsselektoren des metronischen Funktionenraumes. Diese Aussage hat wiederum die andere Aussage zur Folge, daß es für eine einzige Partialstruktur kein diskretes Punktspektrum von Eigenwerten $\bar{\lambda} \neq \bar{o}$ im R_6 geben kann. Andererseits gilt nach doppelter Einwirkung des Sieboperators ${}^{2}\bar{\gamma}\ ({}^{2}\bar{\gamma}_{(\gamma\gamma)}) = {}^{2}\bar{\gamma}_{(\gamma\gamma)+}$, das heißt, der hermitesche Anteil von ${}^{2}\bar{\gamma}_{(\gamma\gamma)}$ muß als eine unquantisierte Protostruktur interpretiert werden, die erst durch den antihermiteschen Anteil ${}^{2}\bar{\gamma}_{(\gamma\gamma)-}$ zu einer Korrelation aktiviert werden kann. Erst dann, wenn mindestens zwei aktivierte Protostrukturen zur Korrelation kommen, kann es zur Ausbildung eines hermiteschen Kompositionsfeldes mit diskreten Strukturstufen kommen.

Nach den vorangegangenen Untersuchungen sind die Gitterkernselektoren mit metronischen Struktureinheiten von Unterräumen des R_6 identisch und zwar gilt zusammengefaßt für diese Funktionalselektoren

$${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(1)} = {}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(g)}\ (Z_5\ Z_6)\ ,\quad {}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(2)} = {}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(E)}\ (Z_4)\ ,$$

$${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(3)} = {}^{2}\bar{\mathcal{K}}\ (Z_k)^{3}_{1} \qquad \text{..... 140.}$$

Hieraus geht unmittelbar hervor, daß ein reales Protofeld mit diskreten Kondensationsstufen nur im Fall I existieren kann, während in allen anderen Fällen diese Protofelder, sowie die entsprechenden Feldaktivatoren nur in kontinuierlichen Streckenspektren liegen können. Aus der 140 ergänzenden Zusammenfassung

$S(k)\ ;\ S(i)\ ;\ {}^2\bar{\gamma}^{\bar{\varkappa}} = {}^2\bar{\gamma}^{\bar{\varkappa}}\,({}^2\bar{\gamma}_{(\gamma\gamma)}\ ,\ {}^2\bar{\varkappa}_{(\gamma)})\ ,$

$i \neq k \neq \gamma\ ,\ \hat{\gamma}^{\bar{\varkappa}} \neq \hat{\gamma}^{\bar{\varkappa}\times}\ ,\ S(k)\ ;\ S(i)\ ;\ {}^2\bar{\gamma}^{\bar{\varkappa}} =$

$= {}^2\bar{\gamma}^{\bar{\varkappa}}{}_{(\gamma\gamma)+}\ ,\ \hat{\gamma}^{\bar{\varkappa}} = ({}^2\bar{\gamma}^{\bar{\varkappa}}{}_{(\mu\gamma)}\ \delta_{\mu\gamma})_3\ ,$

$\bar{\Psi}_{(\mu)} = S\ {}^2\bar{\varkappa}_{(\mu)}\ ;\ ()\ \epsilon\ \bar{x} \neq \bar{\Psi}^{\times}_{(\mu)}$ 140a

wird unmittelbar evident, daß eine Partialstruktur für sich allein nur in Form eines hermiteschen Protofeldes ${}^2\bar{\gamma}^{\bar{\varkappa}}{}_{(\gamma\gamma)+}$ ohne metrische Quantenstufen erscheinen kann. Erst durch den antihermiteschen Feldaktivator ${}^2\bar{\gamma}^{\bar{\varkappa}}{}_{(\gamma\gamma)-}$ wird dieses Protofeld zu einer Korrelation aktiviert, doch erscheint ${}^2\bar{\gamma}^{\bar{\varkappa}}{}_{(\gamma\gamma)} = {}^2\bar{\gamma}^{\bar{\varkappa}}{}_{(\gamma\gamma)+} + {}^2\bar{\gamma}^{\bar{\varkappa}}{}_{(\gamma\gamma)-}$, wegen $\bar{\Psi}_{(\gamma)} - \bar{\Psi}^{\times}_{(\gamma)} \neq \bar{o}$ immer noch ohne metrische Quantenstufen. Erst mit mindestens einer andersartigen aktivierten Protostruktur kommt es dann zu einer Korrelation und zur Ausbildung der diskreten Kondensationsstufen eines hermiteschen Kompositionsfeldes, die in den R_3 projiziert als Materiefeldquanten erscheinen. Zwar tritt Protofeld und Feldaktivator nur im Fall eines diagonalen Korrelators in Erscheinung, doch sollen in Analogie zu diesem nichtrealisierten Spezialfall die Begriffe Protofeld, beziehungsweise Protoselektor und Feldaktivator, beziehungsweise Aktivationsselektor auf die hermiteschen und antihermiteschen Anteile aller Elemente realer, also nichtdiagonaler Korrelatoren $\hat{\gamma}^{\bar{\varkappa}}$ nach (139) übertragen werden. Tatsächlich existiert ein in diskreten Kondensationsstufen auftretender Protoselektor wegen 140 nur im Fall I , aber nicht für die übrigen Hermetrieformen. Hieraus folgt wiederum die Sonderstellung der latenten Terme transfiniter Selbstkondensationen deren R_3 - Projektionen immer Gravitonensysteme sind. Dies ist eine unmittelbare Konsequenz von 140, welche eine Notwendigkeit aus den Eigenschaften aller Hermetrieformen als Lösungsmannigfaltigkeiten von 115 ist. Da die Korrelationen und Korrespondenzen der Partialstrukturen in den Strukturstufen der Kompositionsfelder nur über Feldaktivatoren nach 140 a als Zustandsänderungen der Protofelder die Transmutationen ermöglichen, aber andererseits nur ein einziges Protofeld in I real existent ist, muß geschlossen werden, daß jede transmutative Änderung des Kompositionszustandes über dieses Prototen Feldaktivators erfolgt. In der R_3 - Projektion läuft also jede

Transmutation irgendeines realen Kompositionsfeldes der Hermetriefor men I bis IV und damit die Zeitänderungen der Quantenzahlen in 126 über ein Gravitonensystem im Sinne eines Raumschlusses.

Wenn das Kompositionsgesetz der Elemente von $\hat{\mathcal{G}}$ zu ${}^{2}\bar{\mathcal{G}} = {}^{2}\bar{\mathcal{G}}^{\times}$ nach 139 gilt, und alle diese Fundamentalselektoren durch Gitterkerne dargestelit werden, dann muß wegen $s\,p\ {}^{2}\bar{\mathcal{K}} \times {}^{2}\bar{\mathcal{K}} =$ $= {}^{2}\bar{\mathcal{G}}\ (s\,p\ {}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(\mu)} \times {}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma)})^{3}_{1}$ auch ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}\ ({}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(\mu)})^{3}_{1} = {}^{2}\bar{\mathcal{K}}^{\times}$ das Ergebnis einer solchen Komposition sein. Dies wiederum bedeutet, daß auch die integralen Hyperselektoren gemäß $\bar{\Psi}\ (\bar{\Psi}_{(\mu)})^{3}_{1} = \bar{\Psi}^{\times}$ in gleicher Weise komponieren, weil die Struktureinheiten die Kerne derjenigen Integralselektoren sind, welche die Hyperselektoren darstellen. Schließlich definieren noch die neun Elemente von $\hat{\mathcal{G}}$ gemäß $\left[\begin{smallmatrix} i \\ k\ l \end{smallmatrix}\right]^{(\mathcal{K}\lambda)}_{(\mu\gamma)^{+}} = \mathcal{G}^{\underline{is}}_{(\mathcal{K}\lambda)}$; () $\left[skl\right]_{(\mu\gamma)}$ die in

$\left[\begin{smallmatrix} \widehat{\mathcal{K}\ \lambda} \\ -\ + \\ \mu\gamma \end{smallmatrix}\right] = \left(\left[\begin{smallmatrix} i \\ k\ l \end{smallmatrix}\right]^{(\mathcal{K}\lambda)}_{(\mu\gamma)^{+}} \right)_{6}$ dargestellten 81 Fundamentalkondensoren nach A VIII, welche zu $\hat{[\,]} = f\left(\left[\begin{smallmatrix} \widehat{\mathcal{K}\lambda} \\ -\ + \\ \mu\gamma \end{smallmatrix}\right]\right)^{3}_{1} = \hat{[\,]}^{\times}$ komponieren. Mithin ist also 139 durch die Kompositionsgesetze

${}^{2}\bar{\mathcal{K}}\ ({}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(\mu)})^{3}_{1} = {}^{2}\bar{\mathcal{K}}^{\times}$, $\bar{\Psi}\ (\bar{\Psi}_{(\mu)})^{3}_{1} = \bar{\Psi}^{\times}$,

$\hat{[\,]} = f\left(\left[\begin{smallmatrix} \widehat{\mathcal{K}\lambda} \\ -\ + \\ \mu\gamma \end{smallmatrix}\right]\right)^{3}_{1} = \hat{[\,]}^{\times}$, ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(\mu)} \neq {}^{2}\bar{\mathcal{K}}^{\times}_{(\mu)}$,

$\left[\begin{smallmatrix} \widehat{\mathcal{K}\lambda} \\ -\ + \\ \mu\gamma \end{smallmatrix}\right] \neq \left[\begin{smallmatrix} \widehat{\mathcal{K}\lambda} \\ -\ + \\ \mu\gamma \end{smallmatrix}\right]^{\times}$ 140b

zu ergänzen, worin die nichthermiteschen Eigenschaften der partiellen Fundamentalkondensoren nur auf die kovariante Basis- , nicht aber auf die Wirkungs- oder Kontrasignatur zurückgehen können. Von den vier Kompositionsgesetzen ${}^{2}\bar{\mathcal{G}}$, ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}$, $\bar{\Psi}$ und $\hat{[\,]}$ ist dasjenige für $\hat{[\,]}$ von primärer Bedeutung; denn wenn es gelingt, diese Komposition explizit anzugeben, dann kann über 115 das allgemeine symmetronische Fundamentalproblem gestellt werden. Zur Durchführung dieses Programmes scheint es sinnvoll, zunächst den Einfluß der tensoranalytischen Differentialselektoren auf die Matrizenspektren

von Tensorprodukten explizit zu untersuchen, weil mit der Kürzung ${}^2\bar{\mathcal{K}}_{(\alpha)} = {}^2\bar{\alpha}$ alle Elemente von $\hat{\mathcal{K}}$ in der Form ${}^2\bar{\mathcal{K}}_{(ab)} = s\,p\,{}^2\bar{a} \times {}^2\bar{b}$ erscheinen. Derartige tensoranalytische Untersuchungen liegen jedoch explizit vor, so daß mit $(ROT_{(x)}\,(\,)\,)_{ik} = \underline{\epsilon}_k\,(\,)_i - \underline{\epsilon}_i\,(\,)_k$ und $(\widehat{DIV}_{(x)}\,(\,)\,)_{ik} = \underline{\epsilon}_i\,(\,)_k$ der kovariante Kondensor $[\widehat{ikl}]_{(ab)}$ umgeformt werden kann. Es ergibt sich im Limes $\underset{\tau \to o}{l\,i\,m}\,[ab]$; $n = \hat{\{\}}_{(ab)}$ die infinitesimale Darstellung $2\,\{ikl\}_{(ab)} = (s\,p\,{}^2\bar{a} \times rot_6\,{}^2\bar{b})_{kli} + (s\,p\,rot_6\,{}^2\bar{a}) \times {}^2\bar{b})_{kil} + (s\,p\,{}^2\bar{a} \times \hat{div}_6\,{}^2\bar{b})_{ikl} + (s\,p\,\hat{div}_6\,{}^2\bar{a}) \times {}^2\bar{b})_{lki}$, weil hier nach den Gesetzen der infinitesimalen Differentiation die quadratischen Metrondifferentiale im Limes gegen Null konvergiert.

2.) Feldaktivierung durch Spinfeldselektoren.

Wenn $r \leq 6$ Koordinaten bei irgendeiner der möglichen Hermetrieformen hermetrisch sind, dann spannen diese Koordinaten einen Unterraum V_r auf, während die $s = 6 - r \geq o$ antihermetrischen Koordinaten den strukturell offenen Bereich V_s mit euklidischer, beziehungsweise pseudoeuklidischer Metrik definieren. Gemäß r+s=6 sind diese beiden Unterräume V_r und V_s stets zum R_6 zusammengesetzt. Zwar gibt es im V_s nach der Antihermetriedefinition keine metrische Struktur, doch ist der R_6 und damit auch der V_s beziehungsweise der V_r stets eine metronische Hyperstruktur, welche neben der Metrik noch durch ein metronisches Spinfeld gekennzeichnet ist, so daß die Möglichkeit der Induktion eines Spinfeldselektors wegen 14o a im Sinne eines Feldaktivators aus dem V_r im V_s wirken kann. Im allgemeinen gilt für den Kondensor

$$\left[\begin{matrix}\mu\gamma \\ -+ \\ pq\end{matrix}\right] \neq \hat{o}$$

, doch gibt es im V_r stets ein Bezugssystem in welchem dieser Kondensor verschwindet, nämlich dann, wenn die Hyperse-

dieses Bezugssystem lektoren geodätisch bestimmen. Die Beziehung $\left[\begin{smallmatrix}\mu\gamma\\ -+\\ pq\end{smallmatrix}\right]\hat{} = \hat{o}$ ist dagegen immer im V_s erfüllt, weil hier aufgrund der Antihermetrie hinsichtlich metrischer Strukturen wegen der Proportionalität von Hyper- und Gitterselektoren die Geodäsiebedingung grundsätzlich erfüllt ist. In Komponentenform gilt daher in diesem Bereich

$\left[\begin{smallmatrix}i\\ \widetilde{k}\ l\end{smallmatrix}\right]^{(\mu\gamma)}_{(pq)}_{-+} = o$, wenn wieder $\widetilde{k}$ eine antihermetrische Indizierung kennzeichnet. Dieses Verschwinden der Kondensorkomponenten kann aber wegen $\left[\begin{smallmatrix}i\\ \widetilde{k}\ l\end{smallmatrix}\right]^{(\mu\gamma)}_{(pq)}_{-+} = \gamma^{\underline{\underline{is}}}_{(\mu\gamma)}$; () $\left[\widetilde{skl}\right]_{(pq)}$ nur durch die kovariante Basissignatur $\left[i\widetilde{k}l\right]_{(p,q)} = \mid 1/2\ (1/\alpha_{\widetilde{k}}\ \delta_{\widetilde{k}}\ \gamma^{(pq)}_{il} + + 1/\alpha_l\ \delta_l\ \gamma^{(p,q)}_{\widetilde{k}i} - 1/\alpha_i\ \delta_i\ \gamma^{(p,q)}_{\widetilde{k}l}) = o$, also $\delta_{\widetilde{k}}\ \gamma^{(p,q)}_{i,l} = \alpha_{\widetilde{k}}/\alpha_i\ \delta_i\ \gamma^{(p,q)}_{\widetilde{k},l} - \alpha_{\widetilde{k}}/\alpha_l\ \delta_l\ \gamma^{(p,q)}_{\widetilde{k},i}$ erfüllt werden. Hieraus folgt aber unmittelbar wegen ${}^2\bar{\gamma}_{(p,q)} = {}^2\bar{\gamma}_{(pq)+} + {}^2\bar{\gamma}_{(p,q)-}$ die Aussage $\delta_{\widetilde{k}}\ \gamma^{(p,q)}_{+il} = o$ und $\delta_{\widetilde{k}}\ \gamma^{(p,q)}_{-il} = \alpha_{\widetilde{k}}/\alpha_i\ \delta_i\ \gamma^{(p,q)}_{\widetilde{k},l} - \alpha_{\widetilde{k}}/\alpha_l\ \delta_l\ \gamma^{(pq)}_{\widetilde{ki}}$, das heißt, die antihermiteschen Komponenten von ${}^2\bar{\gamma}_{(p,q)}$ ändern sich in der antihermetrischen Struktur, nicht aber die hermiteschen Komponenten, so daß für diese hermiteschen Anteile immer ${}^2\bar{\gamma}_{(pq)+} = \text{const}\ (Z_{\widetilde{k}})$ gesetzt werden kann. Wenn also eine Antihermetrie inbezug auf das Element (p,q) aus $\hat{\gamma}$ vorliegt, dann wird diese Antihermetrie der Partialstrukturen vollständig durch die Selektorgleichungen

$${}^2\bar{\gamma}_{(pq)+} = \text{const}\ (Z_{\widetilde{k}})\ ,\ \delta_{\widetilde{k}}\ \gamma^{(p,q)}_{-il} = \alpha_{\widetilde{k}}/\alpha_i\ \delta_i\ \gamma^{(p,q)}_{\widetilde{k},l} - \alpha_{\widetilde{k}}/\alpha_l\ \delta_l\ \gamma^{(p,q)}_{\widetilde{k},i}\ ,\ {}^2\bar{\gamma}_{(p,q)-} = f\ (Z_{\widetilde{k}}) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots 141$$

beschrieben, wenn im Sinne einer deutlicheren Schreibweise ausnahmsweise die Signatur der Partialstruktur in $\hat{\gamma}$ hochgestellt wird. In Gleichung 141 ist offensichtlich der antihermitesche Anteil ${}^2\bar{\gamma}_{(p,q)-}$ mit dem Feldaktivator des Protofeldes des betreffenden Correlationsvermittlers $p \neq q$ oder der betreffenden Partialstruk

tur p = q identisch, so daß Gleichung 141 eine Interpretation dieser Feldaktivatoren mit Hilfe des Antihermetriebegriffes gestattet. Aus $\epsilon_k \; \gamma^{(qp)}_{-il}$ folgt unmittelbar das Metronintegral

$\gamma^{(pq)}_{-il}$, n = S $(\alpha_{\tilde{k}}/\alpha_i \; \epsilon_i \; \gamma^{(pq)}_{\tilde{k}l} - \alpha_{\tilde{k}}/\alpha_l \; \epsilon_l \; \gamma^{(pq)}_{\tilde{k}i})$, ; n ϵ $n^{\tilde{k}}$ = $\alpha_{\tilde{k}}/\alpha_i$ S $\epsilon_i \; \gamma^{(pq)}_{\tilde{k}l}$; n ϵ $n^{\tilde{k}}$ -

- $\alpha_{\tilde{k}}/\alpha_l$ S $\epsilon_l \; \gamma^{(pq)}_{\tilde{k}i}$; n ϵ $n^{\tilde{k}}$, was wiederum mit einem unbekannten vektoriellen Selektor $\bar{A}_{(pq)}$ in die Form

$\alpha_{\tilde{k}}/\alpha_i$ S $\epsilon_i \; \gamma^{(pq)}_{\tilde{k}l}$; n ϵ $n^{\tilde{k}}$ = $1/\alpha_i \; \epsilon_i \; A^{(pq)}_l$; n

also $\gamma^{(pq)}_{-il}$ = $1/\alpha_i \; \epsilon_i \; A^{(pq)}_l$ - $1/\alpha_l$ - $\epsilon_l \; A^{(pq)}_i$ =

= $(ROT_{(x)} \; \bar{A}_{(pq)})_{il}$ oder $^2\bar{\gamma}_{(pq)-}$ = $ROT_{(x)} \; \bar{A}_{(pq)}$ gebracht werden kann. Da die α_l nicht undimensioniert sind und sich qualitativ von einander unterscheiden, jenachdem ob $l \leq 3$ oder $l > 3$ ist, muß bezogen auf das netronische Gitter $\bar{C}$ der metronische Spinfeldselektor nach A VIII diesen speziellen Bedingungen der leeren Bezugswelt $R_{6(o)}$ angepaßt werden. Bei dieser Anpassung entsteht aus $^2\bar{F}$ = S S $\delta \; \bar{s} \; \delta \; \bar{\sigma}$ das Äquivalent $^2\bar{F}$ = $ROT_{(x)} \; \bar{\Phi}$; n , wodurch mit $^2\bar{F}$ = $\tau \; ^2\bar{P}$; n ein äquivalenter Spinselektor $\tau \; ^2\bar{P}$ = $ROT_{(x)} \; \bar{\Phi}$ definiert werden kann, wo die metronische Spinfeldfunktion $\bar{\Phi}$; n nach dieser Dimensionierungstransformation nunmehr die Dimensionierung $[m^3]$ trägt. Für $^2\bar{\gamma}_{(pq)-}$ gilt aber ebenfalls die Selektorgleichung

$^2\bar{\gamma}_{(pq)-}$ = $ROT_{(x)} \; \bar{A}_{(pq)}$ in welcher wegen τ = const stets die Selektorproportionalität $\bar{\Phi}_{(pq)} = \tau \; \bar{A}_{(pq)}$ existiert, das heißt, $\bar{A}_{(pq)}$ ist stets durch einen Spinfeldselektor interpretierbar. Einsetzen liefert $^2\bar{\gamma}_{(pq)-}$ = $1/\tau \; ROT_{(x)} \; \bar{\Phi}_{(pq)} = {}^2\bar{P}_{(pq)}$ wegen $ROT_{(x)} \; \bar{\Phi} = \tau \; ^2\bar{P}$ nach A VIII. Dies bedeutet aber, daß alle korrelativen Feldaktivatoren nichts anderes als Spinselektoren der betreffenden Partialstruktur sind, die im Gegensatz zu den zugehörigen hermiteschen Protofeldern durchaus Funktionen der antihermetrischen Architektureinheiten sein können. Aus

$\alpha_{\tilde{k}}/\alpha_1$ s $\mathfrak{G}_1$ $\gamma^{(pq)}_{\tilde{k}m}$; n $\mathfrak{G}$ $n^{\underline{\tilde{k}}}$ = $1/\alpha_1$ $\mathfrak{G}_1$ $A^{(pq)}_m$; n folgt $\alpha_{\tilde{k}}$ $\mathfrak{G}_1$ $\gamma^{(pq)}_{\tilde{k}m}$ = $\mathfrak{G}_{\tilde{k}}$ $\mathfrak{G}_1$ $A^{(pq)}_m$ = $\mathfrak{G}_1$ $\mathfrak{G}_{\tilde{k}}$ $A^{(pq)}_m$ oder $\alpha_{\tilde{k}}$ $\gamma^{(pq)}_{\tilde{k}m}$ = $\mathfrak{G}_{\tilde{k}}$ $A^{(pq)}_m$. Hier kann wieder der Spinfeldselektor verwendet werden, was zu τ $\alpha_{\tilde{k}}$ ($\gamma^{(pq)}_{+\tilde{k}m}$ + $P^{(pq)}_{\tilde{k}m}$) = = $\mathfrak{G}_{\tilde{k}}$ $\phi^{(pq)}_m$ führt. Auf diese Weise werden also auch die Protofeldkomponenten durch den metronischen Spinfeldselektor ausgedrückt, wenn diese Komponenten den Index einer antihermetrischen Stufe enthalten. In dem Metronintegral kann die Konstante immer so bestimmt werden, daß für sie der Wert o gesetzt werden darf, Einsetzen von τ $P^{(pq)}_{\tilde{k}m}$ = $(ROT_{(x)}$ $\Phi_{(pq)})_{\tilde{k}m}$ liefert den einfachen Zusammenhang τ α_m $\gamma^{(pq)}_{+\tilde{k}m}$ = $\mathfrak{G}_m$ $\phi_{(pq)\tilde{k}}$, so daß auch die antihermetrischen Komponenten durch den Spinselektor bestimmt werden. Die sich aus dem Antihermetriebegriff ergebenden Interpretationen des Korrelationsvermittlers oder des Fundamentalselektors einer Partialkomposition werden demnach zusammengefaßt in

$^2\bar{\gamma}_{(pq)-}$ = $^2\bar{P}_{(pq)}$, τ a_m $\gamma^{(pq)}_{+\tilde{k}m}$ = = $\mathfrak{G}_m$ $\phi^{(pq)}_{\tilde{k}}$ ..... 141 a.

Diese Aussage über die aus den Gitterkernen aufgebauten Fundamentalselektoren der Partialkompositionen und Korrelationsvermittler gestattet eine anschauliche Interpretation. $^2\bar{\gamma}_{(pq)-}$ = $^2\bar{P}_{(pq)}$ ergab sich zwar aus dem Antihermetriebegriff, doch gilt die Beziehung offenbar unabhängig davon, ob irgendwelche Architektureinheiten der Welt antihermetrisch sind oder nicht und das bedeutet, daß grundsätzlich die antihermiteschen Bestandteile der Fundamentalselektoren als metronische Spinselektoren aufzufassen sind und das hierdurch die der Hyperstruktur überlagerte Spinstruktur des betreffenden metronischen Tensoriums gegeben ist, Die hermiteschen Anteile dieser Fundamentalselektoren bestimmen offensichtlich die metrische Struktur, also die Kondensationsstufen und sind daher vom hermetrischen oder antihermetrischen Verhalten der jeweiligen Architektureinheit abhängig. Nach 141 sind die Komponenten des hermiteschen Anteils von diesen antihermetrischen Einheiten unabhängig und alle Komponenten

mit antihermetrischem Index werden nur vom Verlauf eines partiellen Metrondifferentials der zu diesem Index adäquaten Komponente des Spinfeldselektors bestimmt, das heißt, dieser Verlauf muß ebenfalls von den antihermetrischen Koordinaten unabhängig sein. Diese Aussage bedeutet aber physikalisch, daß, wenn in irgendwelchen semantischen Einheiten eine partielle Strukturkondensation existiert und so eine partielle Hermetrie verursacht in den antihermetrischen Architektureinheiten zwar keine metrische Kondensation vorhanden ist, wohl aber die metronische Änderung des Spinfeldselektors, durch welche die partielle Hermetrie mit ihrer Kondensation in die offenen antihermetrischen Architekturen eingreift. Ein Spinselektor braucht dabei nicht notwendig vom Nullselektor verschieden zu sein, doch muß seine Existenzmöglichkeit gegeben sein. Dieser Spinselektor muß nach Gleichung 141 a auf jeden Fall in antihermetrischen Architektureinheiten verschwinden; denn, wenn $\tau\ \alpha_m\ \gamma^{(pq)}_{+\widetilde{km}} = \epsilon_m\ \phi^{(pq)}_{\widetilde{k}}$ gilt, dann muß $(ROT_{(x)}\ \bar{\Phi}_{(pq)})_{\widetilde{km}} = o$ und damit auch $P^{(pq)}_{\widetilde{km}} = o$ für alle antihermetrischen Indizees sein, während innerhalb der hermetrischen Kondensation, also inbezug auf diejenigen Komponenten von ${}^2\bar{\mathfrak{F}}_{(pq)}$ die keine antihermetrischen Indizes enthälten, stets die Komponenten eines Spinselektors als Komponenten eines Feldaktivators existieren, wenn ${}^2\bar{\mathfrak{F}}_{(pq)} \neq {}^2\bar{\mathfrak{F}}^{\times}_{(pq)}$ ist, während das hermitesche Protofeld innerhalb der hermetrischen Kondensation nicht vom metronischen Verlauf des Spinfeldselektors, sondern vom hermetrischen Bereich des Gitters abhängt.

Im Gegensatz zu den Elementen von $\hat{\mathfrak{F}}$ ist stets ${}^2\bar{\mathfrak{F}} = {}^2\bar{\mathfrak{F}}^{\times}$, das heißt, im Kompositionsfeld existiert kein antihermitescher Selektoranteil und daher auch kein Spinselektor, während in den Partialkompositionen und Korrelationsvermittlern immer Spinselektoren auftreten, vorausgesetzt, daß es mindestens eine Struktureinheit gibt, in welcher metrische Kondensationsstufen existieren.

Im stationären Fall, das heißt, wenn die metrischen Kondensationsstufen einer Komposition keine Korrespondenz erfahren, stehen die Partialkompositionen ebenfalls in einer statischen Korrelation, doch wird dieses korrelative System zeitlich geändert, wenn es zu einer Korrespondenz kommt. Als Folge der Korrespondenz kann es zu einer inneren Änderung der Struktur des Systems metrischer Kondensationsstufen kommen, nämlich dann, wenn die Korrespondenz einen anderen stationären korrelativen Zustand der Partialstrukturen verursacht hat.

Unabhängig davon, ob die Kondensationen des Kompositionsfeldes oder diejenigen der Partialstrukturen zugrunde gelegt werden, gelten die bereits abgeleiteten Möglichkeiten der Hermetriestufen A Hnd H; denn ob das System metrischer Kondensationsstufen als ganzesoder ob die statischen bezehungsweise dynamischen Korrelationen der inneren Struktur zugrunde gelegt werden, gelten für die Hermetriestufen immer die gleichen Möglichkeiten und auch die gleichen Aüsschlußforderungen hinsichtlich der entelechalen Antihermetrie.

Nach der Interpretation der Gitterkerne durch Struktureinheiten erscheint es zunächst zweckmäßig im hermetrischen Bereich V_r des R_6 mit $r \leq 6$ die antihermiteschen Anteile der Elemente von $\hat{\gamma}^{\nu}$ zu untersuchen; denn auf diese Anteile geht die Unterscheidung der Fundamentalkondensoren aller Partialstrukturen in der Synmetronik inbezug auf den hermiteschen Kondensor des Kompositionsfeldes zurück. Wird zur Kürzung ${}^{2}\bar{\gamma}_{(\mu,\nu)} = {}^{2}\underline{\bar{\gamma}}^{\nu}$ für ein Element aus $\hat{\gamma}^{\nu}$ gesetzt, dann kann der Analyse von Spinorientierungen metronischer Hyperstrukturen, gemäß ${}^{2}\underline{\bar{\gamma}}^{\nu}_{-} = {}^{2}\underline{\bar{P}} = 1/\tau \; ROT_{(x)} \; \underline{\bar{\Phi}}$ der antihermiteschen Anteil aus ${}^{2}\underline{\bar{\gamma}}^{\nu} = {}^{2}\underline{\bar{\gamma}}^{\nu}_{+} + {}^{2}\underline{\bar{\gamma}}^{\nu}_{-}$ immer durch den Spinselektor, also durch den metronischen Feldrotor (hinsichtlich der Gitterselektoren $C_k = \alpha_k ()_k$) eines Spinfeldselektores ausgedrückt werden, was für den hermiteschen Anteil die Darstellung $\underline{\gamma}^{\nu}_{+\tilde{k}l} = \underline{\epsilon}_{\tilde{k}} \; \underline{\phi}_{l}$ für antihermetrische Komponenten zur Folge hat. Hierbei ist eine Induzierung auf jeden Fall antihermetrisch, während die andere zum V_r gehören kann. Die Komponenten von ${}^{2}\underline{\bar{\gamma}}^{\nu}_{+}$, die vollständig im V_r liegen, können dagegen nicht durch $\underline{\bar{\Phi}}$ ausgedrückt werden. Wegen der Hermitezität von ${}^{2}\underline{\bar{\gamma}}^{\nu}_{+}$, gilt also im antihermetrischen Bereich $\underline{\epsilon}_{\tilde{k}} \; \Phi_l - \underline{\epsilon}_{l} \; \Phi_{\tilde{k}} = o$, während im V_r immer $\underline{\epsilon}_{p} \; \underline{\Phi}_{q} - \underline{\epsilon}_{q} \; \Phi_{p} = \chi_{p,q} \neq o$ bleibt, weil im V_r der hermitesche Anteil nicht durch den Spinfeldselektor dargestellt werden kann, woraus folgt, daß dieser Feldselektor im engen Zusammenhang mit der hermetrischen Struktur des betreffenden Elementes aus $\hat{\gamma}^{\nu}$ stehen muß. Da die Hyperstruktur eines metronischen Tensoriums metrisch durch die Hyperselektoren definiert ist, was das Selektorfeld ${}^{2}\bar{\gamma}^{\nu}$ zur Folge hat, dem eine Spinorientierung überlagert ist, wenn ein antihermitescher Anteil des Fundamentalselektors existiert

aber andererseits diese Spinorientierung als Vorprägung des metrischen Feldes aufgefaßt wird, muß die metronische Rotation des Spinfeldselektors im V_r die hermetrische Struktur ${}^2\underline{\underline{\gamma}}^{e}_{+}$ vorprägen oder zumindest aktivieren, wodurch die Bezeichnungen Feldaktivator für ${}^2\underline{\underline{\gamma}}^{e}_{-}$ beziehungsweise Protofeld für ${}^2\underline{\underline{\gamma}}^{e}_{+}$ gerechtfertigt erscheint

Nach der Hermetriebedingung ist ${}^2\underline{\underline{\gamma}}^{e}_{+}$; n = const inbezug auf die antihermetrischen Gitterselektoren, so daß im antihermetrischen Bereich auch $\underline{\underline{\epsilon}}_{\tilde{k}}\,\underline{\underline{\phi}}_{l}$ = const. sein muß. Ist auch $l = \tilde{l}$ antihermetrisch, so kann $\underline{\underline{\epsilon}}_{\tilde{k}}\,\underline{\underline{\phi}}_{\tilde{l}}$ = const. nur durch $\underline{\underline{\phi}}_{\tilde{l}}$ =

$= \sum_{m=1}^{6} \varphi_{(\tilde{l})m}\,(V_r)\; Z^{\underline{\underline{m}}}$ erfüllt werden, wenn $Z^{\underline{\underline{m}}} = \alpha_m\,()^{\underline{\underline{m}}}$ ein kontravarianter Gitterselektor ist. Wegen der Hermitezität des Protofeldes ergibt sich unmittelbar die Symmetrie $\varphi_{(\tilde{l})m} = \varphi_{(m)\tilde{l}}$, weil immer $\underline{\underline{\gamma}}_{+\tilde{k},\tilde{l}} = \underline{\underline{\epsilon}}_{\tilde{k}}\,\underline{\underline{\phi}}_{\tilde{l}}$ gilt. Dieses Gesetz gilt aber nur solange $\tilde{l}$ wirklich im antihermetrischen Bereich liegt, nicht aber, wenn l ein Element des V_r ist, was wegen $\underline{\underline{\gamma}}^{e}_{+\tilde{k}\,l} = \underline{\underline{\epsilon}}_{\tilde{k}}\,\underline{\underline{\phi}}_{l}$ möglich sein kann. In diesem Fall wäre $\underline{\underline{\gamma}}^{e}_{+\tilde{k}\,l}$ ein Linearaggregat, was einen Widerspruch zu der Antihermetrieforderung außerhalb des V_r bildet. Die einzige Möglichkeit ist durch $\varphi_{(l)m} = a_{l,m} = \text{const}$ gegeben, was im antihermetrischen Bereich zu $\underline{\underline{\gamma}}^{e}_{+\tilde{k}l} = a_{\tilde{k},l} = a_{l\,\tilde{k}} = \text{const.}$ mit $\underline{\underline{\gamma}}_{-\tilde{k}\,l} = o$ führt, während im V_r immer $\underline{\underline{\gamma}}_{+k,l}\,(V_r)$ aber $\underline{\underline{\gamma}}_{-kl} = a_{k,l} - a_{l,k} = \text{const} \neq o$ gilt. Für die Komponenten im V_r muß also eine Unsymmetrie von $a_{k,l}$ zugelassen werden, was keinen Widerspruch zu $\varphi_{(l)m} = \varphi_{(m)l}$ bildet; denn diese Symmetrie gilt nur im antihermetrischen Bereich. Grundsätzlich gilt also für jedes Element aus $\hat{\gamma}^{e}$ nach der Spaltung ${}^2\underline{\underline{\gamma}}^{e} = {}^2\underline{\underline{\gamma}}^{e}_{+} + {}^2\underline{\underline{\gamma}}^{e}_{-}$, daß das Protofeld im antihermetrischen Bereich konstant, aber im V_r eine Strukturfunktion der hermetrischen Gitterselektoren ist, während der Feldaktivator im antihermetrischen Bereich überhaupt nicht im V_r, aber nur als Konstante existiert. Dieses Verhalten hat eine unmittelbare Auswirkung auf die Fundamentalkondensoren. Die Komponenten von

$\left[\overset{\varkappa\ \lambda}{\underset{\mu\ \gamma}{-\ +}}\right]$ + $\left[\overset{\varkappa\ \lambda}{\underset{\mu\ \gamma}{-\ +}}\right]^{x}$ sind $\left[{}^{i}_{k\ l}\right]^{(\varkappa,\lambda)}_{(\mu,\gamma)} = \gamma^{\underline{is}}_{(\varkappa,\lambda)}$;

; () $\left[skl\right]_{(\mu,\gamma)}$ und rein kovariant 2 $\left[skl\right]_{(\mu,\gamma)}$ =

$= \underline{\epsilon}_{k}\ \underline{\gamma}^{\varkappa}_{s,l} + \underline{\epsilon}_{l}\ \underline{\gamma}^{\varkappa}_{-ks} - \underline{\epsilon}_{s}\ \underline{\gamma}^{\varkappa}_{k,l} = \underline{\epsilon}_{k}\ \underline{\gamma}^{\varkappa}_{+sl} +$

$+ \underline{\epsilon}_{l}\ \underline{\gamma}^{\varkappa}_{+k,s} - \underline{\epsilon}_{s}\ \underline{\gamma}^{\varkappa}_{+kl} = 2\ \left[skl\right]_{(\mu,\gamma)+}$, weil immer

$\underline{\gamma}^{\varkappa}_{-k,l}$ = const. , oder $\underline{\gamma}^{\varkappa}_{-\tilde{k},l} = o$ ist. Dies bedeutet aber

auch $\gamma^{\underline{is}}_{(\varkappa,\lambda)}$; () $\left[skl\right]_{(\mu,\gamma)} = {}^{i}_{k,l}{}^{(\varkappa,\lambda)}_{(\mu,\gamma)+}$ oder $\left[\overset{\varkappa\ \lambda}{\underset{\mu,\gamma}{-\ +}}\right] =$

$= \left[\overset{\varkappa\ \lambda}{\underset{\mu,\gamma}{-\ +}}\right]_{+}$, weil die kovariante Symmetrie nicht von einer even-

tuellen Antihermitezität der Kontrasignatur beeinflußt wird. Die unmittelbare Folge der Feldaktivierung durch Spinfeldselektoren ist

also $\left[\overset{\varkappa\ \lambda}{\underset{\mu\ \gamma}{-\ +}}\right]_{-} = \hat{o}$. Da $\underline{\gamma}^{\varkappa}_{+\tilde{k}l}$ = const und $\underline{\gamma}^{\varkappa}_{-\tilde{k},l} = o$ ist

wird die Eigenschaft aller Fundamentalkondensoren $\left[{}^{i}_{\tilde{k},l}\right]^{(\ \ )}_{(\mu,\gamma)} = o$

im antihermetrischen Bereich hinsichtlich der kovarianten Indizierungen vonselbst evident, weil $\left[s\ \tilde{k}\ l\right]_{(\mu\gamma)}$ die Summanden entweder Metrondifferentiale $\underline{\epsilon}_{l}$ (hermetrisch) auf $\underline{\gamma}^{\varkappa}_{+\tilde{k}\,s}$ oder $\underline{\epsilon}_{-\tilde{k}}$ (antihermetrisch) auf $\underline{\gamma}^{\varkappa}_{+s\,l}$ (V_r) einwirken, so daß in jedem Fall eine Konstanz hinsichtlich des partiellen Metrondifferentials besteht. Bei der Formulierung des synmetronischen Fundamentalproblems hat man also neben 139 bis 141 a von den Eigenschaften der Protofelder und Feldaktivatoren, nämlich

$\gamma^{\underline{\tilde{k}l}}_{(\mu,\gamma)+}$ = const, , $\gamma^{\underline{kl}}_{(\mu,\gamma)} = \gamma^{\underline{kl}}_{(\mu\gamma)+}$ (V_r) ,

$\gamma^{\underline{\tilde{k}l}}_{(\mu,\gamma)-} = o$, $\gamma^{\underline{kl}}_{(\mu,\gamma)-}$ = const. 142

auszugehen, deren unmittelbare Konsequenz die Eigenschaft der kovarianten Hermitezität aller Fundamentalkondensoren

$\left[\overset{\varkappa\ \lambda}{\underset{\mu\ \gamma}{-\ +}}\right] = \left[\overset{\varkappa\ \lambda}{\underset{\mu\ \gamma}{-\ +}}\right]_{+} = \left[\overset{\varkappa\ \lambda}{\underset{\mu\ \gamma}{-\ +}}\right]^{x}$ ..... 142 a

ist. Mit dieser hermiteschen Symmetrie kann also das symmetronische Fundamentalproblem gestellt werden. Nach der symmetronischen Metronentheorie aus A VIII gibt es in R_6 eideutig $\omega = 3$ Partialstrukturen, die in einer wechselseitigen Korrelation stehen und das Kompositionsfeld strukturiereh. Die Darstellung derartiger Partialstrukturen durch drei Gitterkernselektoren und das damit verbundene Erscheinen extradiagonaler Korrelationsvermittler in $\hat{\gamma}$ zeigt, daß es sich bei den Korrelationen um das Zusammenwirken verschiedener metronischer Strukturen im Kompositionsfeld handelt. Dieses Verhalten kann deshalb als symmetronisch bezeichnet werden, weil es hierzu keine Analogon in einer infinitesimalen Strukturtheorie geben kann. Während die symmetronische Korrelation nach A VIII durch einen tensoriellen Korrelationsselektor ${}^2\overline{Q}^{(\varkappa,\lambda)}_{(\mu,\gamma)}$ inbezug auf $\left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda\\ - & +\\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right]$ ausgedrückt wird, gilt nach A für die Superposition der Fundamentalkondensoren zum Kondensor des Kompositionsfeldes

$$\left[\right] = \sum_{\varepsilon=1}^{3} \left(\left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda\\ - & +\\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right] + s\,p\ {}^2\overline{Q}^{(\varkappa,\lambda)}_{(\mu\,\gamma)} \times \left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda\\ - & +\\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right] \right),$$

wenn zur Kürzung $\varepsilon \equiv (\varkappa, \lambda, \mu, \gamma)$ gesetzt wird. Nach den vorangegangenen Ergebnissen ist in dieser metronischen Superposition stets

${}^2\overline{\gamma}^{\varkappa} = {}^2\overline{\gamma}^{\times}$, aber ${}^2\overline{\gamma}_{(\mu,\gamma)} \neq {}^2\overline{\gamma}^{\times}_{(\mu\gamma)}$, was $\left[\right] = \left[\right]^{\times}$ und

$\left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda\\ - & +\\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right] = \left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda\\ - & +\\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right]_+ + \left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda\\ - & +\\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right] \neq \left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda\\ - & +\\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right]^{\times}$ hinsichtlich der kovarianten Basissignatur zur Folge hat. Dieses Symmetrieverhalten in der symmetronischen Grundbeziehung kann aber nur durch

$$\sum_{\varepsilon=1}^{3} \left(\left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda\\ - & +\\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right]_- + s\,p\ {}^2\overline{Q}^{(\varkappa,\lambda)}_{(\mu\,\gamma)} \times \left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda\\ - & +\\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right]_- \right) = {}^3\overline{0}$$

erfüllt werden, was nach 142 a identisch der Fall ist, so daß für die symmetronische Grundbeziehung im Fall der metronisierten äonischen Welt

$$\left[\right] = \sum_{\varepsilon=1}^{3} \left(\left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda\\ - & +\\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right]_+ + s\,p\ {}^2\overline{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\,\gamma)} \times \left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda\\ - & +\\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right]_+ \right),$$

$\varepsilon \equiv (\mu, \gamma, \varkappa, \lambda)$ 143

zu verwenden ist.

Die Abhängigkeit der Gitterkerne aus 140 von den Gitterselektoren bezieht sich auf ihr strukturelles Verhalten im R_6, doch werden ihre anthropomorph zugänglichen R_3 - Projektionen von allen R_4 - Koordinaten bestimmt. Dies bedeutet aber, daß es zu jeder Hermetrieform als R_3 - Projektion synmetronisch beschrieben durch $\hat{\gamma}$, stets drei geodätische Koordinatensysteme gibt, derart, daß jeweils ein Diagonalelement aus $\hat{\gamma}$ (gekennzeichnet durch die jeweilige Struktureinheit) geodätisch inbezug auf das adäquate Koordinatensystem wird. Da die betreffende Komposition immer nur auf ein R_4 - System bezogenwerden kann, ist es nur möglich, im R_4 die Geodäsiebedingung für höchstens eine Struktureinheit, also ein Diagonalelement (p,p) aus $\hat{\gamma}$ in der R_4 - Projektion zu erfüllen. In dieser Projektion können demnach mit $1 \leq (\mu,\gamma) \leq 3$ immer nur höchstens neun Summanden die Geodäsie $\begin{bmatrix} \mu & \gamma \\ - & + \\ p & p \end{bmatrix} = \hat{o}$ erreichen, während alle übrigen von der Nullmatrix verschieden bleiben. Wie auch immer das R_4 - System gewählt wird, die Projektion von 143 bleibt in der Form $\hat{[]} \neq \hat{o}$ invariant. Weil die metrischen Strukturstufen $\bar{\lambda}$ aus C ; $\hat{\{\}} = \bar{\lambda} \times \hat{\{\}}$ in ihren R_3 - Projektionen mit den energetischen Quantenstufen identisch sind, mußte in C V 6 die Invarianz von $\hat{\{\}}$ gefordert werden, was durch die heuristische Postulation von $\omega = 3$ infinitesimalen Partialstrukturen erreicht wurde, wodurch sich wiederum mit ${}^2\bar{M}$ aus ${}^2\bar{T}_+ = s\,p\,{}^2\bar{M} \times {}^2\bar{M}$ die Heuristik des Weltmetrons ergab. Erst aus dem übergeordneten metronischen Sachverhalt von 115 ergab sich über 134 und die Sphärentrinität des Weltenursprungs der synmetronische Ansatz 139, der in der Form 143 die Invarianz von $\hat{[]}$ und damit die Tensoreigenschaften des kompositiven Kondensors (gemischtvariant vom 3. Grad) aus 115 heraus nachträglich verifiziert. Mithin muß es also möglich sein, durch eine Substitution mit dem synmetronischen Ansatz in der invarianten Fassung 143 in der Weltgleichung 115 das synmetronische Fundamentalproblem zu stellen und zwar in der Form einer synmetronischen Weltgleichung.

3.) Das synmetronische Fundamentalpr.oblem.

Es kann nun versucht werden, mit Gleichung 143 die kompositive Weltgleichung 115 zu spalten und umzuformen, so daß eine synmetronische Weltgleichung entsteht. Zu diesem Zweck wird
$L = K - \bar{\lambda} \times ()$, also die Darstellung durch den Raumkondensor
$\bar{\lambda} \times \hat{[\,]} = K$; $\hat{[\,]}$ in der Komponentenform $\lambda_m \ (k,l) \ \left[{}^{i}_{k\ l}\right] = \pm K_m$; $\left[{}^{i}_{k\ l}\right] = \underset{-}{\delta}_l \left[{}^{i}_{k\ m}\right] - \underset{-}{\delta}_m \left[{}^{i}_{k\ l}\right] +$
$+ \left[{}^{i}_{s\ l}\right]$; $()\ \left[{}^{s}_{k\ m}\right] - \left[{}^{i}_{s\ m}\right]$; $()\ \left[{}^{s}_{k\ l}\right]$ mit
$$\left[{}^{i}_{k\ l}\right] = \sum_{\varepsilon=1}^{3} \left(\left[{}^{i}_{k\ l}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} + Q^{(\varkappa\lambda)\underset{-}{i}}_{(\mu\ \gamma)t} \left[{}^{t}_{k,l}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)} \right)$$
verwendet. Auf diese Weise folgt K_m ; $\left[{}^{i}_{k\ l}\right] = \sum_{\varepsilon=1}^{3} \left(\underset{-}{\delta}_l \left[{}^{i}_{k\ m}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} - \underset{-}{\delta}_m \left[{}^{i}_{k\ l}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} + \left[{}^{i}_{s\ l}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \right.$; $()\ \left[{}^{s}_{k\ m}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$ -
$- \left[{}^{i}_{s\ m}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$; $()\ \left[{}^{s}_{k\ l}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} + \underset{-}{\delta}_l \ Q^{(\varkappa\lambda)\underset{-}{i}}_{(\mu\gamma)t} \left[{}^{t}_{k\ m}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)} -$
$- \underset{-}{\delta}_m \ Q^{(\varkappa\lambda)\underset{-}{i}}_{(\mu\ \gamma)t} \left[{}^{t}_{k\ l}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} + Q^{(\varkappa\lambda)\underset{-}{i}}_{(\mu\gamma)t} \left[{}^{t}_{s\ l}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$;
; $()\ Q^{(\varkappa\lambda)\underset{-}{s}}_{(\mu\gamma)t} \left[{}^{t}_{k\ m}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} - Q^{(\varkappa\lambda)\underset{-}{i}}_{(\mu\gamma)t} \left[{}^{t}_{s\ m}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$;
; $()\ Q^{(\varkappa\lambda)\underset{-}{s}}_{(\mu\gamma)\underset{-}{t}} \left[{}^{t}_{k\ l}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} + C^{(\varkappa\lambda)\underset{-}{i}}_{(\mu\gamma)k,l,m}) =$
$= \sum_{\varepsilon=1}^{3} \left(\left(\left({}^{\varkappa\ \lambda}_{\mu\ \gamma} \right)^{(+,-)}_{(-)l} ; \delta\,(\underset{-}{l},m) - \left({}^{\varkappa\ \lambda}_{\mu\ \gamma} \right)^{(+,-)}_{(-)m} \right) ; \left[{}^{i}_{k\ l}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} - \right.$
$+ \left(\left({}^{\varkappa\ \lambda}_{-\ +} \right)^{(+,-)}_{(-)l} ; \delta\,(\underset{-}{l}\ ,\ m) - \left({}^{\varkappa\ \lambda}_{\mu\ \gamma} \right)^{(+,-)}_{(-)m} \right) ;$
$; \ Q^{(\varkappa\lambda)\underset{-}{i}}_{(\mu\gamma)t} \left[{}^{t}_{k\ l}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} + C^{(\varkappa\lambda)\underset{-}{i}}_{(\mu\gamma)k,l,m}) = \sum_{\varepsilon=1}^{3} \left(K^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)m} \right.$;
$; \ \left[{}^{i}_{k\ l}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} + K^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)m}$; $Q^{(\varkappa\lambda)\underset{-}{i}}_{(\mu\gamma)t} \left[{}^{t}_{k\ l}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)} + C^{(\varkappa\lambda)\underset{-}{i}}_{(\mu\gamma)klm})$
oder K ; $\hat{[\,]} = \sum_{\varepsilon=1}^{3} \left(K^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} ; (E + s\,p \cdot \overline{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \times ()) \right.$;
; $\left[{}^{\varkappa\ \lambda}_{-\ +}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)} + 4\overline{C}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)})$. Hierin bestehen die Komponenten von

${}^4C^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)}$ aus quadratischen Gliedern der Kondensorkomponenten. Für diese quadratische Korrelation gilt ${}^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{C_{(\mu\gamma)klm}}$ =

$$= \left[{}^{i}_{s\ l}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \sum_{\varepsilon=1}^{3} \left[{}^{s}_{k\ m}\right]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} (1-\delta) -$$

$$- \left[{}^{i}_{s\ m}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \sum_{\varepsilon=1}^{3} \left[{}^{s}_{k\ l}\right]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} (1-\delta) +$$

$$+ {}^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{Q_{(\mu\ \gamma)t}} \left[{}^{t}_{s\ l}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)} \sum_{\varepsilon=1}^{3} {}^{(\gamma\delta)}_{Q_{(\alpha\ \beta)t}} \left[{}^{t}_{k\ m}\right]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\ \beta)} -$$

$$- {}^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{Q_{(\mu\ \gamma)t}} \left[{}^{t}_{s\ m}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \sum_{\varepsilon=1}^{3} {}^{(\gamma\delta)\underline{s}}_{Q_{(\alpha\ \beta)t}} \left[{}^{t}_{k\ l}\right]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\ \beta)} +$$

$$+ \left[{}^{i}_{s\ l}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \sum_{\varepsilon=1}^{3} {}^{(\gamma\delta)\underline{s}}_{Q_{(\alpha\ \beta)t}} \left[{}^{t}_{k\ m}\right]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\ \beta)} -$$

$$- \left[{}^{i}_{s\ m}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)} \sum_{\varepsilon=1}^{3} {}^{(\gamma\delta)\underline{s}}_{Q_{(\beta\ \alpha)t}} \left[{}^{t}_{k\ l}\right]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\ \beta)} +$$

$$+ {}^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{Q_{(\mu\ \gamma)t}} \left[{}^{t}_{s\ l}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \sum_{\varepsilon=1}^{3} \left[{}^{s}_{k\ m}\right]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\ \beta)} (1-\delta) -$$

$$- {}^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{Q_{(\mu\ \gamma)t}} \left[{}^{t}_{s\ m}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)} \sum_{\varepsilon=1}^{3} \left[{}^{s}_{k\ l}\right]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\ \beta)} (1-\delta) =$$

$$= \Big\{ \delta\,(\underline{k},s)\ ;\ () \sum_{\varepsilon=1}^{3} \left[{}^{s}_{k\ m}\right]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\ \beta)} (1-\delta) - \delta\,(\underline{k}\,\underline{l}\,,sm)\ ;$$

$$;\ () \sum_{\varepsilon=1}^{3} {}^{(\gamma\delta)\underline{s}}_{Q_{(\alpha\ \beta)t}} \left[{}^{t}_{k\ m}\right]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\ \beta)} - {}^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{Q_{(\mu\gamma)t}}\ \delta\,(\underline{ik}\,\underline{l}\,,tsm)\ ;$$

$$;\ () \sum_{\varepsilon=1}^{3} {}^{(\gamma\delta)\underline{s}}_{Q_{(\alpha\ \beta)t}} \left[{}^{t}_{k\ l}\right]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} + \delta\ (\underline{k}\ s)\ ;$$

$$;\ () \sum_{\varepsilon=1}^{3} {}^{(\gamma\delta)\underline{s}}_{Q_{(\alpha\ \beta)t}} \left[{}^{t}_{k\ m}\right]^{(\gamma\delta)}_{(\beta\ \alpha)} - \delta\,(\underline{k}\,\underline{l}\,,s\,m)\ ;$$

$$;\ () \sum_{\varepsilon=1}^{3} {}^{(\gamma\delta)\underline{s}}_{Q_{(\alpha\ \beta)t}} \left[{}^{t}_{k\ l}\right]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\ \beta)} + {}^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{Q_{(\mu\ \gamma)t}}\ \delta\,(\underline{i}\ \underline{k}\,,ts)\ ;$$

$$;\ () \sum_{\varepsilon=1}^{3} \left[{}^{s}_{k\ m}\right]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\ \beta)} (1-\delta) - {}^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{Q_{(\mu\ \lambda)t}}\ \delta\,(\underline{i}\ \underline{k}\ \underline{l},tsm)\ ;$$

$$;\ () \sum_{\varepsilon=1}^{3} \left[{}^{s}_{k\ l}\right]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\ \beta)} (1-\delta)\Big\}\ ;\ \left[{}^{i}_{k\ l}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)} =$$

$$= {}^{(\varkappa\lambda)}_{D_{(\mu\ \gamma)m}}\ ;\ \left[{}^{i}_{k\ l}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)}\ ,\ \text{also eine Darstellung}\ {}^4C^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)m} =$$

$= {}^{(\varkappa\lambda)}\mathfrak{P}_{(\mu\ \gamma)}$; $\begin{bmatrix} \varkappa & \lambda \\ - & + \\ \mu & \gamma \end{bmatrix}$ durch einen quadratischen Korrelationsselektor ${}^{(\varkappa\lambda)}D_{(\mu\ \gamma)}$ mit den Komponenten ${}^{(\varkappa\lambda)}D_{(\mu\ \gamma)m} = \delta(\underline{k}, s)$;

; $()\ \sum_{\varepsilon=1}^{3} \begin{bmatrix} s \\ k\ m \end{bmatrix}^{(\varkappa\ \delta)}_{(\beta\ \alpha)} (1-\delta) - \delta(\underline{k}\ \underline{l}, s\ m)$;

; $()\ \sum_{\varepsilon=1}^{3} \begin{bmatrix} s \\ k\ l \end{bmatrix}^{(\varkappa\ \delta)}_{(\alpha\ \beta)} (1-\delta) + {}^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}Q_{(\mu\ \gamma)t}\ \delta(\underline{i}\ \underline{k}, t\ s)$;

; $()\ \sum_{\varepsilon=1}^{3} {}^{(\gamma\delta)\underline{s}}Q_{(\alpha\beta)t} \begin{bmatrix} t \\ k\ m \end{bmatrix}^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} - {}^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}Q_{(\mu\gamma)t}\ \delta(\underline{i}\ \underline{k}\ \underline{l}, t\ s\ m)$;

; $()\ \sum_{\varepsilon=1}^{3} {}^{(\gamma\delta)\underline{s}}Q_{(\alpha\beta)t} \begin{bmatrix} t \\ k\ l \end{bmatrix}^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} + \delta(\underline{k}\ s)$;

; $()\ \sum_{\varepsilon=1}^{3} {}^{(\gamma\delta)\underline{s}}Q_{(\alpha\beta)t} \begin{bmatrix} t \\ k\ m \end{bmatrix}^{(\varkappa\delta)}_{(\alpha\beta)} - \delta(\underline{k}\ \underline{l}, s\ m)$;

; $()\ \sum_{\varepsilon=1}^{3} {}^{(\gamma\delta)\underline{s}}Q_{(\alpha\beta)t} \begin{bmatrix} t \\ k\ l \end{bmatrix}^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} + {}^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}Q_{(\mu\ \gamma)t}\ \delta(\underline{i}\ \underline{k}, t\ s)$;

; $()\ \sum_{\varepsilon=1}^{3} \begin{bmatrix} s \\ k\ m \end{bmatrix}^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} (1-\delta) - {}^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}Q_{(\mu\ \gamma)t}\ \delta(\underline{i}\ \underline{k}\ \underline{l}, tsm)$;

; $()\ \sum_{\varepsilon=1}^{3} {}^{s}k\ l^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} (1-\delta)$, in denen zur Kürzung ein mehrfacher Austauschoperator und $\delta = \delta_{\mu\alpha}\ \delta_{\gamma\beta}\ \delta_{\varkappa\gamma}\ \delta_{\lambda\delta}$ verwendet wurde. Einsetzen liefert also $\overline{\chi} \times \hat{[\,]} = \sum_{\varepsilon=1}^{3} {}^{(\varkappa\lambda)}(K_{(\mu\ \gamma)}$;

; $(E - s\ p\ {}^{\circ}\overline{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)} \times ()) + D^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)})$; $\begin{bmatrix} \varkappa & \lambda \\ - & + \\ \mu & \gamma \end{bmatrix}$ =

$= \sum_{\varepsilon=1}^{3} \bigwedge^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)}$; $\begin{bmatrix} \varkappa & \lambda \\ - & + \\ \mu & \gamma \end{bmatrix}$, wenn das zu K analoge Selektorsystem durch $\bigwedge^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)} = K^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)}$; $(E + s\ p\ {}^{\circ}\overline{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \times ()) + D^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)}$ definiert wird. Bildung des Matrizenspektrums von $\sum_{\varepsilon=1}^{3} \bigwedge^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$; $\begin{bmatrix} \varkappa & \lambda \\ - & + \\ \mu & \gamma \end{bmatrix} = \overline{\chi} \times \hat{[\,]}$ liefert

$\sum_{\varepsilon=1}^{3} s\ p \bigwedge^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)}$; $\begin{bmatrix} \varkappa & \lambda \\ - & + \\ \mu & \gamma \end{bmatrix} = \overline{\chi}\ \hat{[\,]}$. Hierin gilt aber die Limesrelation $\lim_{I \to \infty} \overline{\chi}\ \hat{[\,]} = \alpha\ {}^{\circ}\mathbb{W}$ und

infinitesimal für den Einfluß des phänomenologischen Energiedichteselektors $\lim_{\tau \to o}$ ${}^2\overline{W}$; n = ${}^2\underline{\overline{T}}_+$ = 1/2 (${}^2\underline{\overline{T}}$ + ${}^2\underline{\overline{T}}^{\times}$) mit ${}^2\underline{\overline{T}}_+$ = ${}^2\overline{T}_+$ - 1/4 ${}^2\overline{g}$ T und ${}^2\overline{T}$ aus 79. Für die tensorielle Gesamtenergie folgt demnach makromar ${}^2\overline{U}$ = $\int$ ${}^2\underline{\overline{T}}$ d V , wenn d V ein Volumenelement des R_3 ist. Die Komponenten U_{ik} sind makromare Energien im vierten Gültigkeitsbereich und müssen sich nach dem Energieprinzip additiv aus denjenigen Anteilen zusammensetzen, welche von den 81 möglichen Kondensosignaturen gestellt werden. Das Energieprinzip im Fall eines kompositiven Systems wird also im vierten Bereich beschrieben durch U_{ik} = $= \sum_{\varepsilon=1}^{3} U^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)ik}$ oder tensoriell $\int$ ${}^2\underline{\overline{T}}$ d V = $\sum_{\varepsilon=1}^{3}$ ${}^2\overline{U}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$ nach Volumendifferentiation ${}^2\underline{\overline{T}}$ = $\sum_{\varepsilon=1}^{3}$ ${}^2\underline{\overline{T}}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$, beziehungsweise nach Hermitesierung ${}^2\underline{\overline{T}}_+$ = $\sum_{\varepsilon=1}^{3}$ ${}^2\underline{\overline{T}}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+}$. Für diese additiven Terme muß ebenfalls ${}^2\underline{\overline{T}}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+}$ = $\lim_{\tau \to o}$ ${}^2\overline{W}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$; n und α ${}^2\overline{W}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$ = $\lim_{I \to \infty}$ $\overline{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$ $\underline{\left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda \\ - & + \\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right]}$ nach 143 als Quantenprinzip gelten, was $\lim_{I \to \infty}$ $\lim_{\tau \to o}$ $\sum_{\varepsilon=1}^{3}$ s p $\bigwedge^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$; $\left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda \\ - & + \\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right]$; n = α ${}^2\underline{\overline{T}}_+$ = $\lim_{I \to \infty}$ $\lim_{\tau \to o}$ $\sum_{\varepsilon=1}^{3}$ $\overline{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$. $\underline{\left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda \\ - & + \\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right]}$; n , beziehungsweise $\lim_{I \to \infty}$ $\lim_{\tau \to o}$ $\sum_{\varepsilon=1}^{3}$ (sp $\bigwedge^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$; $\left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda \\ - & + \\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right]$ - $\overline{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$ $\left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda \\ - & + \\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right]$) = ${}^2\overline{o}$ zur Folge hat, wenn zur Kürzung $\underline{\left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda \\ - & + \\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right]}$ = (E + s p ${}^2\overline{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$ × ( )) ; $\left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda \\ - & + \\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right]$ für die Terme von 143 verwendet wird. Der doppelte Limes ist jedoch nur dann möglich, wenn auch $\sum_{\varepsilon=1}^{3}$ (s p $\bigwedge^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$; $\left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda \\ - & + \\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right]$ - $\overline{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$ $\underline{\left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda \\ - & + \\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right]}$) = ${}^2\overline{o}$ ist, was wegen der Unabhängigkeit gliedweise erfüllt seim muß, so daß ${}^2\overline{o}$ = (s p $\bigwedge^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$ -

$$-\overline{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}\ (E + s\,p\ {}^{2}\overline{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \times ()\ )\ ;\ \begin{bmatrix}\widehat{\varkappa\ \lambda}\\ -\ +\\ \mu\ \gamma\end{bmatrix} = s\,p\ (\wedge^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} -$$

$$-\ \overline{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \times\ (E - s\,p\ {}^{2}\overline{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \times ()\ )\ ;\ \begin{bmatrix}\widehat{\varkappa\ \lambda}\\ -\ +\\ \mu\ \gamma\end{bmatrix}$$ gilt. Auch hier kann kein tensorieller Selektor antihermitescher Art existieren, so daß sich mit dem synmetronischen Weltselektor

$$L^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} = \wedge^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} - \overline{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \times\ (E + s\,p\ {}^{2}\overline{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \times\ ())$$ nach Rückbildung des Matrizenspektrums die synmetronische Weltgleichung

$$L^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}\ ;\ \begin{bmatrix}\widehat{\varkappa\ \lambda}\\ -\ +\\ \mu\ \gamma\end{bmatrix} = {}^{4}\overline{o} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 144$$

ergibt.

In dieser Beziehung wird der synmetronische Weltselektor im wesentlichen durch das Analogon zum Raumkondensor und den quadratischen Korrelationsselektor beschrieben, was durch

$$L^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} = \wedge^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} - \overline{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \times\ (E + s\,p\ {}^{2}\overline{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \times\ ()\ )\ ,$$

$$\wedge^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} = K^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}\ ;\ (E + s\,p\ {}^{2}\overline{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \times ()\ ) + D^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}\ ,$$

$$K^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)m} = {}^{\varkappa\lambda\ (1,6)}_{\mu\gamma\ (-)1}(-+)\ ;\ \delta\ (\underline{1}\ ,\ m) - {}^{\varkappa\lambda\ (1,6)}_{\mu\gamma\ (-)m}(-+)\ ,$$

$$D^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)m} = \delta\ (\underline{k}s)\ ;\ ()\ \varepsilon\overset{3}{\underset{=1}{\Sigma}}\ \begin{bmatrix}s\\ k\ m\end{bmatrix}^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)}\ (1 - \delta) -$$

$$- \delta\ (\underline{k}\ \underline{1}\ ,\ s\ m)\ ;\ ()\ \varepsilon\overset{3}{\underset{=1}{\Sigma}}\ \begin{bmatrix}s\\ k\ 1\end{bmatrix}^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)}\ (1 - \delta) +$$

$$+\ Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\gamma)t}\ \delta\ (\underline{i}\underline{k}\ ,\ t\ s)\ ;\ ()\ \varepsilon\overset{3}{\underset{=1}{\Sigma}}\ Q^{(\gamma\delta)\underline{s}}_{(\alpha\beta)t}\ \begin{bmatrix}t\\ k\ m\end{bmatrix}^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} -$$

$$-\ Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\gamma)t}\ \delta\ (\underline{i}\underline{k}\underline{1}, tsm)\ ;\ ()\ \varepsilon\overset{3}{\underset{=1}{\Sigma}}\ (Q^{(\gamma\delta)\underline{s}}_{(\alpha\beta)t}\ \begin{bmatrix}t\\ k\ 1\end{bmatrix}^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} +$$

$$+\ \delta\ (\underline{k}s)\ ;\ ()\ \varepsilon\overset{3}{\underset{=1}{\Sigma}}\ Q^{(\gamma\delta)\underline{s}}_{(\alpha\beta)t}\ \begin{bmatrix}t\\ k\ m\end{bmatrix}^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} -$$

$$-\ \delta\ (\underline{k}\ \underline{1}\ ,\ s\ m)\ ;\ ()\ \varepsilon\overset{3}{\underset{=1}{\Sigma}}\ Q^{(\gamma\delta)\underline{s}}_{(\alpha\beta)t}\ \begin{bmatrix}t\\ k\ 1\end{bmatrix}^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} +$$

$$- \; Q^{(\varkappa\lambda)\,\underline{i}}_{(\mu\gamma)t} \;\; \delta\,(\underline{i}\;\underline{k}\;,\; t\;s) \;\; ; \; () \sum_{\varepsilon=1}^{3} \left[{}^{s}_{k\;m}\right]^{(\varkappa\delta)}_{(\alpha\beta)} \qquad (1-\delta)\;,$$

$$- \; Q^{(\varkappa\lambda)\,\underline{i}}_{(\mu\gamma)t} \;\; \delta\,(\underline{i}\;\underline{k}\;\underline{l}\;,\; t\;s\;m) \; ; \; () \sum_{\varepsilon=1}^{3} \left[{}^{s}_{k\;l}\right]^{(\varkappa\delta)}_{(\alpha\beta)} \qquad (1-\delta)\;,$$

$$\delta = \delta_{\mu\alpha}\;\delta_{\gamma\beta}\;\delta_{\varkappa\varkappa}\;\delta_{\lambda\delta} \;\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 144\;a$$

zum Ausdruck gebracht wird. Das zu 144 führende Matrizenspektrum

$$\bar{\chi}\;\overset{\frown}{[\,]} = \sum_{\varepsilon=1}^{3} \bar{\chi}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \underline{\left[{}^{\varkappa\;\lambda}_{-\;+}{}^{}_{\mu\;\gamma}\right]}$$

aus dem Energieprinzip kann stets durch die Superposition

$$\bar{\chi} = \sum_{\varepsilon=1}^{3} \bar{\chi}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \quad \text{mit} \quad \bar{\chi}^{(\varkappa\delta)}_{(\alpha\beta)} \overset{\frown}{\left[{}^{\varkappa\;\lambda}_{-\;+}{}^{}_{\mu\;\gamma}\right]} \sim \delta$$

aus 143 realisiert werden. Wegen dieser Superposition der $\bar{\chi}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$ und der Tatsache, daß im Kompositionsfeld kein Spinfeldselektor auftritt, folgt für das Fundamentalprinzip jeder Komposition metronischer Kondensationsstufen der Satz : Wenn metrische Kondensationsstufen von Partialstrukturen zu übergeordneten Kondensationsstufen im Sinne von Korrelationen superponieren, dann erfolgt diese Komposition immer so, daß sich die Spinselektoren aller Partialstrukturen kompensieren. Dieser in

$$\bar{\chi}\;\overset{\frown}{[\,]} = \sum_{\varepsilon=1}^{3} \bar{\chi}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \underline{\left[{}^{\varkappa\;\lambda}_{-\;+}{}^{}_{\mu\;\gamma}\right]} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 145..$$

zusammengefaßte Sachverhalt macht darüberhinaus noch die Aussage möglich, daß immer dann, wenn der stationäre Korrelationszustand so gestört wird, daß Spinfeldselektoren auftreten, es zu einer Kompensation dieser Spinfeldselektoren kommen muß. Dies kann immer durch die Induktion des Spinfeldselektors einer zusätzlichen Partialstruktur erfolgen, welcher dann das zugehörige Protofeld aktiviert was zu einer Transmutation der kompositiven Hermetrieform führen kann.

Es kommt nunmehr darauf an, in Analogie zur kompositiven Weltgleichung zu untersuchen, ob auch im symmetronischen Fall für $\bigwedge^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$ ein metronischer Funktionenraum existiert. Zunächst kann festgestellt werden, daß die Kondensoren auf jeden Fall konvergieren müssen, wenn $\left[{}^{\varkappa\;\lambda}_{-\;+}{}^{}_{\mu\;\gamma}\right]_{-} = {}'\bar{o}$ ist, weil die $\left[{}^{\varkappa\;\lambda}_{-\;+}{}^{}_{\mu\;\gamma}\right]_{+}$ nach Gleichung 143 die Funktion $\overset{\frown}{[\,]}$ aufbauen und die Konvergenz im Funktionenraum für $\overset{\frown}{[\,]}$ bereits evident ist. Nach Gleichung 143 ist

$\varepsilon_{\varkappa=1}^{3}$ ($\left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda\\ - & +\\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right]_-$ + s p $\overline{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$ × $\left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda\\ - & +\\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right]_-$) = $'\overline{o}$ und daher auch $\left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda\\ - & +\\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right]_-$ - s p $\overline{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$ $\left[\begin{smallmatrix}(\varkappa\lambda)\\ -\\ \mu\ \gamma\end{smallmatrix}\right]_-$ = $'\overline{o}$,

so daß $\bigwedge^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$; $\left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda\\ - & +\\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right]$ = $\overline{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$ × (E + s p $\overline{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$ × × ()) ; $\left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda\\ - & +\\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right]_+$ gesetzt werden kann. Da $\overline{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$ als Spektrum der metrischen Kondensationsstufen immer hermitesch ist, folgt

$\overset{\infty}{\delta}$ ($\left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda\\ - & +\\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right]^{\times}$ $\bigwedge^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$; $\left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda\\ - & +\\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right]$ - $\left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda\\ - & +\\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right]$ ($\bigwedge^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$; ; $\left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda\\ - & +\\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right]^{\times}$) $\delta \int\!\!\!\!\!\!\bigcirc$ = $|\overset{\infty}{\delta}$ ($\left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda\\ - & +\\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right]^{\times}$ -

- $\left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda\\ - & +\\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right]$) $\overline{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$ × (E + s p $\overline{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$ × ()) ;

; $\left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda\\ - & +\\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right]_+$; () $\delta \int\!\!\!\!\!\!\bigcirc$ = $\overline{o}$ nur dann wenn $\left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda\\ - & +\\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right]^{\times}$ -

- $\left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda\\ - & +\\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right]$ = $'\overline{o}$ ist, was aber wiederum $\left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda\\ - & +\\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right]_-$ = $\overline{o}$

bedeutet. $\int\!\!\!\!\!\!\bigcirc$ gibt in dem metronischen Hermitezitätsintegral das metronisierte Volumen des R_6 an. Ein metronischer Funktionenraum der $\bigwedge^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$ als Zustandsselektor des R_6 kennzeichnet, existiert also nur dann, wenn in Gleichung 143 die Beziehung

$\varepsilon_{\varkappa=1}^{3}$ ($\left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda\\ - & +\\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right]_-$ + s p $\overline{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$ × $\left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda\\ - & +\\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right]_-$) = $\overline{o}$ durch

$\left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda\\ - & +\\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right]_-$ = $\overline{o}$ identisch erfüllt wird, was in

$\left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda\\ - & +\\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right]_-$ = $\overline{o}$, $\overset{\infty}{\delta}$ $\left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda\\ - & +\\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right]$; () $\left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda\\ - & +\\ \mu & \gamma\end{smallmatrix}\right]^{\times}$; () $\delta \int\!\!\!\!\!\!\bigcirc < \infty$,

$$\overset{\infty}{S}\ s\ p\ {}^{2}\overline{Q}^{(\mathcal{R}\lambda)}_{(\mu\ \gamma)} \times \begin{bmatrix} \mathcal{R}\lambda \\ - \ + \\ \mu\ \gamma \end{bmatrix} ; \ () \ (s\ p\ {}^{2}\overline{Q}^{(\mathcal{R}\lambda)}_{(\mu\ \gamma)} \times \begin{bmatrix} \mathcal{R}\lambda \\ - \ + \\ \mu\ \gamma \end{bmatrix})^{\times} ;$$

$$; \ () \ \delta \bigcap < \infty \ , \ \bigwedge^{(\mathcal{R}\lambda)}_{(\mu\ \gamma)} = (\ \bigwedge^{(\mathcal{R}\lambda)}_{(\mu\ \gamma)})^{\times} \ ; \ () \ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 146$$

die Existenzbedingung des metronischen Funktionenraumes für das System synmetronischer Zustandsselektoren beschreibt und durch 142 a evident wird. Die synmetronische Weltgleichung kann in Analogie zur kompositiven Form in doppelter Weise der Bildung eines Matrizenspektrums unterworfem werden, nämlich

$$s\ p\ L^{(\mathcal{R}\lambda)}_{(\mu\ \gamma)} \ ; \ \begin{bmatrix} \widehat{\mathcal{R}\lambda} \\ - \ + \\ \mu\ \gamma \end{bmatrix} = {}^{2}\overline{o} \ ,$$

$$(\ L^{(\mathcal{R}\lambda)}_{(\mu\ \gamma)} \ ; \ s\ p\ ) \ ; \ \begin{bmatrix} \widehat{\mathcal{R}\lambda} \\ - \ + \\ \mu\ \gamma \end{bmatrix} = {}^{2}\overline{o} \ \ldots\ldots\ldots\ldots\ 146\ a,$$

was zur Lösung des Fundamentalproblems der Strukturkorrelationen verwendet werden kann, weil ein Kriterium durch 142 a dafür gegeben ist, daß Gleichung 146 erfüllt ist. Wegen 143 wird 144 auf jeden Fall von 115 impliziert, wobei 143 wiederum wegen 139 und 137 a aus 134 eine Konsequenz aus der gleichen Beziehung 115 ist. Wird angenommen, daß $\widehat{\mathcal{R}}$ nur ein einziges hermitesches Element $(\mu\ \mu)$ enthält, dann existiert keine Korrelation, also

$${}^{2}\overline{Q}^{(\mu\mu)}_{(\mu\mu)} = {}^{2}\overline{o} \quad \text{und} \quad D^{(\mu\mu)}_{(\mu\mu)} = o \ , \ \text{was} \ \bigwedge^{(\mu\mu)}_{(\mu\mu)} = K\ (\mu) \equiv K,$$

$$\text{sowie} \ \begin{bmatrix} \widehat{\mu\mu} \\ \mu\mu \end{bmatrix} = \widehat{[\mu]} \equiv \widehat{[\ ]} \quad \text{und} \quad \overline{\lambda}^{(\mu\mu)}_{(\mu\mu)} \equiv \overline{\lambda} \quad \text{zur Folge}$$

hat. Dies wiederum bedeutet $L^{(\mu\mu)}_{(\mu\mu)} = L$, woraus hervorgeht, daß 144 im Fall nur eines hermetrischen Elementes von $\widehat{\mathcal{R}}$ wegen Fehlens jeder Korrelation in das formale Analogon zu 115 übergeht.

Zur Lösung des mit 144 gestellten synmetronischen Fundamentalproblems erscheint es zweckmäßig, aus dem Antihermetriebegriff eine Auswahlregel für die Kondensorsignaturen zu entwickeln; denn durch die antihermetrischen Struktureinheiten verschwindet immer eine bestimmte Anzahl von Fundamentalkondensoren, wenn keine totale Hermetrie vorliegt. Zur Entwicklung dieser Auswahlregel sei das Modell des R_6 ein abstrakter R_n , derart, daß $\widehat{\mathcal{R}}$ vom quadratischen Typ $\omega = n/2$ ist (dem Dimensionsgesetz $n = 2\ \omega$ entspre-

chend). Zur Diskussion des allgemeinen Hermetrieproblems der Partial-kompositionen werde angenommen, daß $1 \leq \gamma \leq \omega$ Gitterkerne ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(\xi)} \neq {}^{2}\bar{\mathcal{K}}^{\times}_{(\gamma)}$ im R_n mit $n = 2\omega$ existieren und daß von den n einfachen metronischen Tensorien $1 \leq k \leq p$ hermetrisch und $n - p$ antihermetrisch sind. Die ω Partialstrukturen sind wiederum aus semantischen Architektureinheiten des R_n definiert, so daß im allgemeinen $1 \leq \gamma \leq q \neq p$ Partialstrukturen ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma)}$ als Funktionen hermetrischer Koordinationsselektoren Z_k erscheinen, wobei $q \leq \omega$ gilt, während $q + 1 \leq \xi \leq \omega$ Partialstrukturen ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(\xi)} = \text{const}$, sich auf antihermetrische Einheiten des R_n beziehen. Dies bedeutet aber, daß in $\hat{\mathcal{J}}^{\varkappa} = ({}^{2}\bar{\mathcal{J}}^{\varkappa}_{(\varkappa\lambda)})_{\omega}$ der durch die Indizierungen ξ bestimmte Matrizenabschnitt $(\varkappa,\lambda) \geq q + 1$ wegen ${}^{2}\bar{\mathcal{J}}^{\varkappa}_{(\varkappa,\lambda)} = s\,p\,{}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(\varkappa)} \times {}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(\lambda)}$ aus pseudoeuklidischen Elementen ${}^{2}\bar{\mathcal{J}}^{\varkappa}_{(\varkappa,\lambda)} = \text{const}$ besteht. Zur Kürzung werde $\hat{\mathcal{J}}^{\varkappa} = \hat{\mathcal{J}}^{\varkappa}_{(H)} + \hat{\mathcal{J}}^{\varkappa}_{(A)}$ in zwei Anteile gespalten, worin $\hat{\mathcal{J}}^{\varkappa}_{(H)}$ die durch die Hermetrie bedingten Elemente ${}^{2}\bar{\mathcal{J}}^{\varkappa}_{(\varkappa,\lambda)}$ mit $\varkappa \leq \omega$ und $\lambda \leq q$ oder $\varkappa \leq q$ und $\lambda \leq \omega$ enthält, während die Elemente $(\varkappa,\lambda) \geq q + 1$ tensorielle Nullselektoren sind. $\hat{\mathcal{J}}^{\varkappa}_{(A)} = \text{const}$ enthält dagegen neben ${}^{2}\bar{\mathcal{J}}^{\varkappa}_{(\varkappa,\lambda)} = \text{const}$ mit $(\varkappa\lambda) \geq q + 1$ nur solche Nullselektoren. Weiter muß im Gegensatz zum Kompositionsfeld ${}^{2}\bar{\mathcal{J}}^{\varkappa} = {}^{2}\bar{\mathcal{J}}^{\varkappa\times}$ für die Partialkompositionen ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma)} = {}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma)+} + {}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(\gamma)-} \neq {}^{2}\bar{\mathcal{K}}^{\times}_{(\gamma)}$, also ${}^{2}\bar{\mathcal{J}}^{\varkappa}_{(\varkappa\lambda)} \neq {}^{2}\bar{\mathcal{J}}^{\varkappa\times}_{(\varkappa\lambda)}$ gefordert werden, wenn R_n ein Modell für das äonische Welttensorium R_6 sein soll. Da es aufgrund der Antihermetrie in $\hat{\mathcal{J}}^{\varkappa}$ den Anteil $\hat{\mathcal{J}}^{\varkappa}_{(A)} = \text{const} \neq \hat{o}$ aus $(\omega - q)^2$ von Null verschiedenen Elementen gibt, wird offenbar die Zahl ω^4 der möglichen Fundamentalkonduktoren $\begin{bmatrix} \hat{\mu} & \gamma \\ - & + \\ \varkappa & \lambda \end{bmatrix}$ reduziert. Selbst wenn alle Induzierungen hermetrische Einheiten kennzeichnen, gilt $[s\,k\,l]_{(\varkappa\lambda)} = o$ für $(\varkappa\lambda) \geq q + 1$ wegen $\hat{\mathcal{J}}^{\varkappa}_{(A)} = \text{const}$. Weiter gilt aber immer ${}^{2}\bar{\mathcal{J}}^{\varkappa}_{(\mu\gamma)} \neq {}^{2}\bar{o}$ für alle Partialstrukturen $(\mu\gamma) \leq \omega$,

das heißt, es gilt auch $o = \gamma^{\underline{i,s}}_{(\mu\gamma)}$; () $\left[skl \right]_{(\varkappa\lambda)} =$

$= \left[\begin{smallmatrix} i \\ k\ l \end{smallmatrix} \right]^{(\mu\ \lambda)}_{(\varkappa\ \lambda)}$ und dies bedeutet, daß von den ω^4 Fundamental-

kondensoren wegen $\left[\begin{smallmatrix} \mu & \gamma \\ - & + \\ \varkappa & \lambda \end{smallmatrix} \right] = {}'\overline{o}$ für $(\varkappa,\lambda) \geqq q + 1$ ins-

gesamt $\omega^2 \ (\omega - q)^2$ verschwinden. Damit wird die Zahl der wirk-

samen Kondensoren reduziert auf $\omega^4 - \omega^2 \ (\omega - q)^2 =$

$= \omega^2 \ q \ (2\ \omega - q)$. Es gibt mithin grundsätzlich $\left[\begin{smallmatrix} \mu & \gamma \\ - & + \\ \varkappa & \lambda \end{smallmatrix} \right] \neq {}^{3}\overline{o}$,

$Z = \omega^2 \ q \ (2\ \omega - q)$ Fundamentalkondensoren

wenn $\omega - q$ Partialstrukturen ${}^{2}\overline{\varkappa}\,(\xi) = \text{const}$ bleiben.

Neben der Auswahlregel $\left[\begin{smallmatrix} \mu & \gamma \\ - & + \\ \varkappa & \lambda \end{smallmatrix} \right] = {}'\overline{o}$ für $(\varkappa,\lambda) \geqq q + 1$,

die durch $\hat{\gamma}^{\hat{}}_{(A)} = \text{const} \neq \hat{o}$ bestimmt wird, gibt es noch

derartige Nullbeziehungen für die Komponenten von $\left[\begin{smallmatrix} \mu & \gamma \\ - & + \\ \varkappa & \lambda \end{smallmatrix} \right] \neq {}'\overline{o}$

für $(\varkappa,\lambda) \leqq q$, das heißt, wenn vom tensoriellen Nullselektor

verschiedene Elemente aus $\hat{\gamma}^{\hat{}}_{(H)}$ vorliegen. Wenn also $(\varkappa,\lambda) \leqq q$

gilt und in Bezug auf ${}^{e}\overline{\gamma}_{(\varkappa\lambda)}$ eine Hermetrie in $t \leqq p$ der

p hermetrischen Koordinaten vorliegt, so daß also $n - t$ antihermetrische Koordinaten in Bezug auf ${}^{e}\overline{\gamma}_{(\varkappa,\lambda)}$ übrig bleiben,

dann gilt, wenn $Z_k = Z_{\widetilde{k}}$ sich auf eine solche antihermetrische

Koordinate bezieht, wegen der Komponentenfassung

$\bigwedge^{(\mu\gamma)}_{(\varkappa\lambda)m}$; $\left[\begin{smallmatrix} m \\ k\ l \end{smallmatrix} \right]^{(\mu,\gamma)}_{(\varkappa,\lambda)} = \lambda^{(\mu,\gamma)}_{(\varkappa,\lambda)m} \ (k,l) \ \underline{\left[\begin{smallmatrix} m \\ k\ l \end{smallmatrix} \right]^{(\mu\gamma)}_{(\varkappa,\lambda)}}$ von

$s\ p \ \bigwedge^{(\mu\gamma)}_{(\varkappa\lambda)}$; $\left[\begin{smallmatrix} \mu & \gamma \\ - & + \\ \varkappa & \lambda \end{smallmatrix} \right] = \bar{\lambda}^{(\mu\gamma)}_{(\varkappa\lambda)} \ \underline{\left[\begin{smallmatrix} \mu & \gamma \\ - & + \\ \varkappa & \lambda \end{smallmatrix} \right]^{(\mu\gamma)}}$ aufgrund der

Hermetriedefinition $\lambda^{(\mu\gamma)}_{(\varkappa\lambda)m} \ (\widetilde{k},l) \ \underline{\left[\begin{smallmatrix} m \\ \widetilde{k}\ l \end{smallmatrix} \right]^{(\mu\gamma)}_{(\varkappa\lambda)}} = o$,

also $\bigwedge^{(\mu\gamma)}_{(\varkappa\lambda)m}$; $\left[\begin{smallmatrix} m \\ \widetilde{k}\ l \end{smallmatrix} \right]^{(\mu\gamma)}_{(\varkappa\lambda)} = o$. Nach C VII , 5 bedeutet

dies aber $\left[\begin{smallmatrix} m \\ \widetilde{k}\ l \end{smallmatrix} \right]^{(\mu\gamma)}_{(\varkappa\lambda)} = o$ oder $\gamma^{\underline{m,s}}_{(\mu\gamma)}$; () $\left[s\widetilde{k}l \right]_{(\varkappa\lambda)} = o$,

was nur durch $\left[s\ \widetilde{k}\ l \right]_{(\varkappa\lambda)} = o$ erfüllt werden kann ; denn

$\gamma^{\underline{m,s}}_{(\mu\gamma)} \neq o$ ist immer möglich, auch dann, wenn ${}^{e}\overline{\gamma}_{(\mu\gamma)}$ in

$\hat{\gamma}_{(A)}$ liegt. Aus $[s, \tilde{k}, 1]_{(\varkappa\lambda)} = o$ folgt aber unmittelbar die Aussage der Gleichung 141 und 141 a , was eine Erweiterung der in C IX , 2 durchgeführten Analyse der Spinfeldselektoren im Sinne einer Verallgemeinerung gestattet. Im Folgenden werden die Selek-

toren $\overline{\phi_{(\varkappa\lambda)}}$, sowie $\delta = \sum_{m=1}^{n} \delta_m$ und $Z = \sum_{m=1}^{n} Z_m$

gemäß $() = ()_{(H)} + ()_{(A)}$ in einen hermetrischen $()_{(H)} =$

$= \sum_{s=1}^{t} ()_{(s)}$ und einen antihermetrischen Anteil $()_{(A)} =$

$= \sum_{s=t+1}^{n} ()_{(s)}$ gespalten. Summation von $\tau\, \alpha_m\, \gamma^{(\varkappa\lambda)}_{+km} =$

$= \delta_m\, \phi_{(\varkappa\lambda)\tilde{k}}$ liefert das totale Metronendifferential $a_{\tilde{k}} =$

$= \tau \sum_{m=1}^{m} \alpha_m\, \gamma^{(\varkappa\lambda)}_{+\tilde{k}\,m} = \sum_{m=1}^{n} \delta_m\, \phi_{(\varkappa\lambda)\tilde{k}} = \delta\, \phi_{(\varkappa\lambda)\tilde{k}}$

Es soll weiter das normierte Orthogonalsystem $\bar{e}_k\, \bar{e}_l = \delta_{k,l}$ für alle n Koordinaten existieren. Da $\gamma^{(\varkappa\lambda)}_{+\tilde{k}\,m} = \text{const}$ ist , muß also auch $\delta\, \phi_{(\varkappa\lambda)\tilde{k}} = a_{\tilde{k}} = \text{const}$ sein und

mit $\bar{a}_{(A)} = \sum_{k=t+1}^{n} \bar{e}_{\tilde{k}}\, a_{\tilde{k}}$ wird $\bar{a}_{(A)} =$

$= \sum_{k=t+1}^{n} \bar{e}_{\tilde{k}}\, \delta\, \phi_{(\varkappa\lambda)\tilde{k}} = \delta \sum_{k=t+1}^{n} \bar{\phi}_{(\varkappa\lambda)\tilde{k}} = \delta\, \bar{\phi}^{(A)}_{(\varkappa\lambda)}$

und für diesen Ausdruck existiert das Metronintegral, nämlich

$\bar{\Phi}^{(A)}_{(\varkappa\lambda)} = S\, \bar{a}_{(A)}\, \delta\, Z = \bar{a}_{(A)}\, Z + \bar{C}$ mit $\bar{C} = \text{const}\, (Z_m)_1^t$, wobei $\bar{C}$ nur Komponenten im antihermetrischen Unterraum haben kann.

Entsprechend folgt aus $\tau\, \alpha_{\tilde{k}}\, \gamma^{(\varkappa\lambda)}_{+m\tilde{k}} = \delta_{\tilde{k}}\, \phi_{(\varkappa\lambda)m}$ nach Summation längs $t+1 \leq \tilde{k} \leq n$ das totale Metrondifferentia

im antihermetrischen Bereich $A_m = \tau \sum_{\tilde{k}=t+1}^{n} \alpha_{\tilde{k}}\, \gamma^{(\varkappa\lambda)}_{+m\tilde{k}} =$

$= \sum_{\tilde{k}=t+1}^{n} \delta_{\tilde{k}}\, \phi_{(\varkappa\lambda)m} = \delta_{(A)}\, \phi_{(\varkappa\lambda)m} = \text{const}$.

Nach Multiplikation mit $\bar{e}_m$ und weiterer Summation längs

$1 \leq m \leq n$ wird dann $\bar{A} = \sum_{m=1}^{m} \bar{e}_m \; A_m =$

$= \sum_{m=1}^{n} \bar{e}_m \; \epsilon_{(A)} \; \phi_{(\varkappa\lambda)m} = \epsilon_{(A)} \sum_{m=1}^{n} \bar{\Phi}_{(\varkappa\lambda)m} =$

$= \epsilon_{(A)} \; \bar{\Phi}_{(\varkappa\lambda)}$ und dieses Metronintegral $\epsilon_{(A)} \; \bar{\Phi}_{(\varkappa\lambda)} =$

$= A = const$ kann metronisch über dem antihermetrischen Unterraum integriert werden. Wegen dieser Abgrenzung des Integrationsbereiches folgt $\bar{\Phi}_{(\varkappa\lambda)} = \int_{t} \bar{A} \; \epsilon_{(A)} \; Z = \bar{A} \; Z_{(A)} + \bar{f}$, wobei $\bar{f} \; (Z_m)_1 = const \; (Z_s)_{t+1}^{n}$ ein vektorieller hermetrischer Funktionalselektor ist, der wegen der Einschränkung des Integrationsbereiches auf die antihermetrischen Einheiten als Integrationskonstante erscheint. In den hermetrischen Komponenten $\gamma_{-k1}^{(\varkappa\lambda)} \neq o$ können aber nur hermetrische Komponenten von $\bar{\Phi}_{(\varkappa\lambda)}$ auftreten, so daß es zweckmäßig erscheint $\bar{\Phi}_{(\varkappa\lambda)}^{(H)} = \bar{\Phi}_{(\varkappa\lambda)} - \bar{\Phi}_{(\varkappa\lambda)}^{(A)} =$

$= (\bar{A} - \bar{a}_{(A)}) \; Z_{(A)} - \bar{a}_{(A)} \; Z_{(H)} - \bar{C} - \bar{f}$ zu bilden.

Kennzeichnet s einen hermetrischen Index, dann gilt $\underset{-}{\epsilon}_s \; \bar{\Phi}_{(\varkappa\lambda)}^{(H)} =$

$= - 1/\alpha_s \; \bar{a}_{(A)} + \underset{-}{\epsilon}_s \; \bar{f}$, aber $\underset{-}{\epsilon}_{\tilde{s}} \; \bar{\Phi}_{(\varkappa\lambda)}^{(H)} = 1/\alpha_{\tilde{s}} \; (\bar{A} - \bar{a}_{(A)}) =$

$= const.$, weil $\underset{-}{\epsilon}_{\tilde{s}} \; \bar{f} = \bar{0}$ und $\underset{-}{\epsilon}_{\tilde{s}} \; Z_{(H)} = o$ ist, wenn $s = \tilde{s}$ eine antihermetrische Indizierung darstellt. Dies bedeutet aber

$\tau \; \gamma_{-k1}^{(\varkappa\lambda)} = const + \underset{-}{\delta}_k \; f_1 - \underset{-}{\delta}_1 \; f_k$. Da $\bar{f}$ in Bezug auf die antihermetrischen Koordinaten konstant ist, und im Fall der Hermetrie in der Basissignatur für den Komutator partieller Metrondifferentiale $(\epsilon_k \times \delta_1)_- = o$ zur Anwendung kommen muß, ergibt sich auch in dieser universellen Fassung wieder die kovariante Hermitezität von 142 a als universelles Prinzip. Der antihermitesche Feldaktivator ist allerdings in 142 a nicht eliminiert, sondern wirkt latent in der Kontrasignatur, wenn diese ein Element aus $\hat{\varkappa}^{(H)}$ ist. Die hermitesche Symmetrie aller Basissignaturen hat aber die identische Erfüllung der kovarianten Symmetrie von 143 und diese wiederum 146 zur Folge, so daß wegen der deduzierten prinzipiellen Gültigkeit von 142 a alle Funktionalselektoren aus $L_{(\mu\gamma)}^{(\varkappa\lambda)}$ hermitesch und alle partiellen Fundamentalkondensoren welche nicht unter die Auswahlregel fallen und sämtliche Korrelationstensoren grundsätzlich konvergent sind. Alle Bestimmungsstücke der Beziehung 144 gehören also prinzipiell zu einem abstrakten metro-

schen Funktionenraum, so daß immer die Existenzbedingung synmetronischer Kondensationsstufen als Konsequenz kompositiver Kondensationsstufen erfüllt ist. Nach diesem allgemeinen Studien kann nunmehr versucht werden, das in 144 gestellte synmetronische Fundamentalproblem zu lösen.

Die Darstellbarkeit der antihermiteschen Anteile der Fundamentalselektoren als Feldaktivatoren, die mit den metronischen Spinselektoren identisch sind, führt unter Berücksichtigung der hermetrischen Struktureinheiten zur Gleichung 142 a, welche die Hermitezität der Fundamentalkondensoren, also nach Gleichung 146 die notwendige Existenzbedingung des metronischen Funktionenraumes erfüllt. Weil also der Hyperstruktur des metronischen Welttensoriums R_6 eine metronische Spinorientierung überlagert ist. Erweisen sich die Fundamentalkondensoren der Partialstrukturen als konvergent und $\wedge^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\,\gamma)}$ als Zustandsselektor eines metronischen Funktionenraumes, dessen Trägerraum das Welttensorium ist. Da im Fall $\left[\begin{smallmatrix}\varkappa\lambda\\ -\ +\\ \mu\ \gamma\end{smallmatrix}\right]$ immer

$$\left(\begin{smallmatrix}\varkappa\lambda\\ -\ +\\ \mu\ \gamma\end{smallmatrix}\right)^{(1,6)}_{(\pm)} = \left(\begin{smallmatrix}\varkappa\lambda\\ -\ +\\ \mu\ \gamma\end{smallmatrix}\right)^{(+,-)}_{(\pm)}$$

ist, muß für den synmetronischen Weltselektor $L^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)+}$ gesetzt werden. Das synmetronische Fundamentalproblem nimmt daher unter Berücksichtigung der Gleichung 142 a in Gleichung 144 die präzisere Gestalt an

$$L^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)+} \; ; \; \left[\begin{smallmatrix}\varkappa\lambda\\ -\ +\\ \mu\ \gamma\end{smallmatrix}\right]_{+} = {}^{4}\overline{o} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 147 ,$$

worin

$$L^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+} = (K^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)+} - \overline{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)} \times ( )) \; ;$$

$$; (E + s p \, {}^{*}\overline{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)} \times ( )) + D^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)} ,$$

$$\wedge^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)+} = K^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)+} \; ; (E + s p \, {}^{*}\overline{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)} \times ( )) +$$

$$+ D^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)} , \; K^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)+m} = \left(\begin{smallmatrix}\varkappa\lambda\\ -\ +\\ \mu\ \gamma\end{smallmatrix}\right)^{(+,-)}_{(-)1} ; \sigma(\underline{1} , m) -$$

$$- (\overline{\mu}\ \overline{\gamma})^{\varkappa\lambda\ (+,-)}_{(-)m} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 147\ a$$

gilt, wodurch das synmetronische Fundamentalproblem gestellt worden

ist. Zunächst folgt aus der Hermitezität ein Kommutatortheorem der Selktoren; denn es gilt $K^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+}$ s p (E + s p $^{\circ}\overline{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\varkappa)}$ $\times$ ( )) ;

; $\left[\overbrace{\begin{matrix}\varkappa & \lambda\\ \bar{\mu} & \dot{\gamma}\end{matrix}}\right]_{+}$ = $^{\circ}\overline{o}$ und daher $D^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\varkappa)+}$; s p = $\overline{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$ $\times$

$\times$ s p (E + s p $^{\circ}\overline{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\lambda)}$ $\times$ ( )). Wird dies vom ersten Spektrum der

Gleichung 146 a subtrahiert, dann ergibt sich für das Kommutatortheorem

$$\text{s p } K^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+} \; ; (E + \text{s p } {}^{\circ}\overline{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \times ( )) + (\text{s p} \times D^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)})_{-} =$$

$$= (\text{s p} \times \overline{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \times ( ))_{-} \; ; (E + \text{s p } {}^{\circ}\overline{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \times ( )) \ldots\ldots$$

..... 148.

Zur metronischen Integration der Gleichung 147, also zur Lösung des synmetronischen Fundamentalproblems werden allgemein zunächst die Kürzungen $T^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+}$ = $\underline{T}$ für die Indizierungen und als Fremdfeldselektor (E + s p $^{\circ}\overline{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$ $\times$ ( )) ; $\left[\overbrace{\begin{matrix}\varkappa & \lambda\\ \bar{\mu} & \dot{\gamma}\end{matrix}}\right]_{+}$ = $'\overline{F}$ für die Feldgröße eingeführt, so daß Gleichung 147 mit 147 a die Form $\underline{K}$; $^{3}\overline{F}$ + $\underline{D}$; $\left[\overbrace{\begin{matrix}\varkappa & \lambda\\ \bar{\mu} & \dot{\gamma}\end{matrix}}\right]_{+}$ = $\underline{\overline{\lambda}}$ $\times$ $'\overline{F}$, oder in Komponentenform unter expliziter Anwendung des Raumkondensors

$$\underline{\delta}_{l} \; F^{\underline{i}}_{km} - \underline{\delta}_{m} \; F^{\underline{i}}_{kl} + F^{\underline{i}}_{s\,l} \left[k^{s}{}_{m}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} - F^{\underline{i}}_{sm} \left[k^{s}{}_{l}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+} +$$

$$+ \underline{D}_{m} \; ; \left[k^{i}{}_{l}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+} = \underline{\lambda}_{m}\,(k,l)\; F^{\underline{i}}_{kl} \; .$$

Hierin kann unter Verwendung von 143 und Gleichung 144 a das quadratische Korrelationsglied auf den kompositiven Fundamentalkondensor $\widehat{[\,]}$ reduziert werden. Es folgt $\underline{D}_{m}$; $\left[k^{i}{}_{l}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+}$ = $F^{\underline{i}}_{sl}$ $\left[k^{s}{}_{m}\right]$ - $F^{\underline{i}}_{sm}$ $\left[k^{s}{}_{l}\right]$ - $F^{\underline{i}}_{sl}$ $\left[k^{s}{}_{m}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+}$ + $F^{\underline{i}}_{sm}$ $\left[k^{s}{}_{l}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+}$, was eingesetzt

$$\underline{\delta}_{l} \; F^{\underline{i}}_{km} - \underline{\delta}_{m} \; F^{\underline{i}}_{kl} + F^{\underline{i}}_{sl} \left[k^{s}{}_{m}\right] - F^{\underline{i}}_{sm} \left[k^{s}{}_{l}\right] =$$

$$= \underline{\lambda}_{m}\,(k,l)\; F^{\underline{i}}_{kl}$$

als reduzierte Form liefert. Aus dieser Darstellung wird unmittelbar $\underline{\lambda}_{m}\,(\widetilde{k},l) = \underline{\lambda}_{m}\,(k,\widetilde{l}) = \underline{\lambda}_{m}\,(\widetilde{k},\widetilde{l}) = o$

für alle m und $\underset{\sim}{\lambda}_{\tilde{m}}$ (k,l) = o für alle k und l , sowie $\underset{\sim}{\lambda}_{m}$ (m,m) = o wie im kompositiven Fall evident. Auch die synmetronischen Eigenwertspektren können demnach als metrische Kondensationsstufen keine Komponente in den antihermetrischen Unterräumen haben. Desgleichen bildet $\underset{\sim}{\lambda}_{m}$ (l,m) = o ein Analogon zum Kompositionsfeld. Eine weitere Analogie zur kompositiven Hermetrie ergibt sich, wenn die reduzierte Form für $\underset{\sim}{\lambda}_{m}$ (m,l) und $\underset{\sim}{\lambda}_{l}$ (m,m) angesetzt und beide Selektorgleichungen addiert werden. Diese Addition ergibt dann unmittelbar $\underset{\sim}{\lambda}_{m}$ (m,l) $F^{\underset{\sim}{i}}_{m,\ell}$ + $\underset{\sim}{\lambda}_{l}$ (m,m) $F^{\underset{\sim}{i}}_{m,m}$ = o , also $F^{\underset{\sim}{i}}_{ml} \sim F^{\underset{\sim}{i}}_{m,m}$ und $F^{\underset{\sim}{i}}_{pq} \sim F^{\underset{\sim}{i}}_{kl}$ als Folge der Hermitezität. Mit diesen Proprtionalitäten kann aber immer $F^{\underset{\sim}{i}}_{km}$ = $\underset{\sim}{a}_{m}$ (k,l) $F^{\underset{\sim}{i}}_{kl}$, sowie $F^{\underset{\sim}{i}}_{sl}$ = $a_{(l)}$ $F^{\underset{\sim}{i}}_{kl}$ und $F^{\underset{\sim}{i}}_{sm}$ = $a_{(2)}$ $F^{\underset{\sim}{i}}_{kl}$ erreicht werden. Damit wird aber ($\underset{\sim}{a}_{m}$ (k,l) $\underset{\sim}{\delta}_{l}$ - $\underset{\sim}{\delta}_{m}$) ; $F^{\underset{\sim}{i}}_{k,l}$ + ($a_{(l)}$ $\left[k^{s}m\right]$ - $a_{(2)}$ $\left[k^{s}l\right]$) $F^{\underset{\sim}{i}}_{kl}$ = $\underset{\sim}{\lambda}_{m}$ (k,l) $F^{\underset{\sim}{i}}_{kl}$. Für die Komponenten von $\widehat{[\,]}$ gelten aber ganz analoge Proportionalitäten, so daß immer $a_{(l)}$ $\left[k^{s}m\right]$ - $a_{(2)}$ $\left[k^{s}l\right]$ = $\underset{\sim}{b}_{ms}$ (k,l) $\left[k^{s}l\right]$ erreichbar ist, was nach Summation längs der hermetrischen Induzierungen $1 \leq m \leq q$ mit den Kürzungen $\sum_{m=1}^{q}$ $\underset{\sim}{a}_{m}$ (k,l) = = $\underset{\sim}{a}$ (k,l) , sowie $\sum_{m=1}^{q}$ $\underset{\sim}{b}_{ms}$ (k,l) = $\underset{\sim}{b}_{s}$ (k,l) und $\sum_{m=1}^{q}$ $\underset{\sim}{\lambda}_{m}$ (k,l) = $\underset{\sim}{\lambda}$ (k,l) zur integrierbaren Fassung

(($\underset{\sim}{a}$ (k,l) - 1) $\underset{\sim}{\delta}_{l}$ - $\sum_{m\neq l}$ $\underset{\sim}{\delta}_{m}$) ; $F^{\underset{\sim}{i}}_{kl}$ + $\underset{\sim}{b}_{s}$ (k,l) $\left[k^{s}l\right]$; () $F^{\underset{\sim}{i}}_{k,l}$ = $\underset{\sim}{\lambda}$ (k,l) $F^{\underset{\sim}{i}}_{kl}$ führt . Mit $\overline{\underset{\sim}{a}}$ = $\frac{\alpha_{l}\ \bar{e}_{l}}{a\,(kl)-1}$ - $\sum_{m\neq l}$ α_{m} $\bar{e}_{m}$ und dem normierten Orthogonalsystem $(\bar{e}_{i}\ \bar{e}_{k})_{q}$ = $\hat{E}$ wird nämlich (($\underset{\sim}{a}$ (kl) - 1) $\underset{\sim}{\delta}_{l}$ - $\sum_{m\neq l}$ $\underset{\sim}{\delta}_{m}$) ; $F^{\underset{\sim}{i}}_{kl}$ = = $\overline{\underset{\sim}{a}}^{-1}$ $GRAD_{q}$ $F^{\underset{\sim}{i}}_{kl}$, also $GRAD_{q}$ $F^{\underset{\sim}{i}}_{kl}$ = $\overline{\underset{\sim}{a}}$ ($\underset{\sim}{\lambda}$ (kl) - - $\underset{\sim}{b}_{s}$ (kl) $\left[k^{s}l\right]$) $F^{\underset{\sim}{i}}_{kl}$. Wird $\overline{Z}$ = $\sum_{k=1}^{q}$ $\bar{e}_{k}$ $()_{k}$ verwendet, dann folgt $GRAD_{q}$ $F^{\underset{\sim}{i}}_{kl}$ δ $\overline{Z}$ = δ $F^{\underset{\sim}{i}}_{kl}$, also δ l/n $F^{\underset{\sim}{i}}_{kl}$ =

$= (\underline{\lambda} ((k,l) - \underline{b}_s (k,l) \left[{}^{s}_{k}\ {}^{}_{l} \right]) \underline{\bar{a}}$ δ $\overline{Z}$. Für das lineare Aggregat von Gitterselektoren kann, wie bei der Entwicklung von 118 wieder $\mu = \sum_{k=1}^{q} \alpha_k ()_k$ verwendet derden, was $\underline{\bar{a}}$ δ $\overline{Z}$ $= \underline{a}_{kl}$ δ μ mit $\underline{a}_{kl} = (\underline{a} (kl) - 1)^{-1} + 1 - q$ liefert. Setzt man weiter $\underline{a}_{kl}$ $\underline{\lambda} (kl) = \underline{\lambda}_{kl}$ und $\underline{a}_{kl}$ $\underline{b}_s (kl) = \underline{c}_s$, dann gilt δ l/n $\underline{F}^{i}_{kl} = (\underline{\lambda}_{kl} - \underline{c}_s \left[{}^{s}_{k}\ {}^{}_{l} \right])$ δ μ oder nach metronischer Integration und anschließender Potenzierung

$$\underline{F}^{i}_{kl} = \underline{A}^{i}_{kl} \exp (\underline{\lambda}_{kl} \mu - \underline{c}_s S \left[{}^{s}_{k}\ {}^{}_{l} \right] ; () \delta \mu),$$

wobei $\underline{A}^{i}_{kl} = \text{const}$ die Integrationskonstante ausdrückt, Werden für $\underline{F}^{i}_{kl}$ wieder die Feldgrößen eingesetzt, dann gilt für die Lösung des synmetronischen Fundamentalproblems

$$\left[{}^{i}_{k}\ {}^{}_{l} \right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)+} + Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\ \gamma)m} \left[{}^{m}_{k}\ {}^{}_{l} \right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+} =$$

$$= A^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\gamma)k,l} \exp (\underline{\lambda}_{k,l} \mu - \underline{c}_s S \left[{}^{s}_{k}\ {}^{}_{l} \right] ; () \delta \mu) \ldots\ldots\ldots\

kann die Integration ausgeführt werden. Mit dem Selektor
$x = \lambda_{kl}\ \mu$ wird $\underline{c}_s\ S\ \left[k^s l\right]$; () $\delta\ \mu$ =

$$= \underline{\alpha}_{kl}\ \lambda_{kl}\ S\ (\ (E - e^{-\lambda_{kl}\mu})^{-1}\ \ \delta\,\mu = S\ \frac{\underline{\alpha}_{kl}\ \delta x}{E - e^{-x}} =$$

$$= \underline{\alpha}\ S\ \frac{e^x\ \delta x}{e^x - E} = \underline{\alpha}\ ln\ (e^{\lambda_{kl}\mu} - E) + \text{const.} =$$

$= ln\ B_{kl}\ (e^{\lambda_{kl}\mu} - E)^{\underline{\alpha}}$. Wird dieses Integral in Gleichung 149 eingesetzt und verwendet man als neue Integrationskonstante

$C^{i}_{kl} = \frac{\underline{A}^{i}_{kl}}{B_{kl}}$, dann nimmt die Lösung im zweiten Approximationsbereich die vollständige Fassung

$$\left[k^{i} l\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+} + Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\gamma)m}\ \left[k^{m} l\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+} =$$

$$= C^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\gamma)kl}\ e^{\underline{\lambda}_{kl}\mu}\ (e^{\lambda_{kl}\mu} - E)^{-\underline{\alpha}_{kl}}\ ,,$$

$\underline{\alpha}_{kl}$ = const. , $T^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} = \underline{T}$ ..... 149 a

an, in welcher nur noch die Integrationskonstante zu bestimmen ist. Für die Extrema folgt die Bedingung $\delta\ F^{\underline{i}}_{kl} = o$, wenn wieder zur Kürzung $F^{\underline{i}}_{kl}$ verwendet wird. Nach Gleichung 149 ist aber

$\delta\ F^{\underline{i}}_{kl} = (\underline{\lambda}_{kl} - \underline{c}_s\ \left[k^s l\right]$; () $F^{\underline{i}}_{kl}\ \delta\,\mu$, so daß $\delta\ F^{\underline{i}}_{kl} = o$ wegen $\delta\,\mu \neq o$ nur durch $F^{\underline{i}}_{kl} = o$ oder $\underline{c}_s\ \left[k^s l\right] = \underline{\lambda}_{kl}$ erfüllt werden kann. $F^{\underline{i}}_{kl} = o$ führt dabei wiederum zu einem Eigenwertspektrum, wenn imaginäre Anteile in μ enthalten sind, und dieses Spektrum ist formal identisch mi demjenigen des Kompositionsfeldes. Die andere Forderung

$\underline{c}_s\ \left[k^s l\right] = \underline{\lambda}_{kl}$ bedingt wegen $\underline{\lambda}_{kl} = \text{const}$ und $\underline{c}_s = \text{const} \neq o$, die Aussage $\delta\ \left[k^s l\right] = o$, also $\underline{\lambda}_{kl} = \underline{c}_s\ \left[k^s l\right]_{ext}$ und daraus folgt $\lambda\ (kl) =$

$= b_i\ (kl)\ \left[k^i l\right]_{ext} = \underline{b}/\underline{c}\ \ \underline{\lambda}_{kl} = \frac{\underline{\lambda}_{kl}}{\underline{\alpha}\ a_{kl}}$ oder

$\underline{\lambda}_{kl} - \underline{\alpha}\ \lambda_{kl} = o$, das heißt, das Eigenwertspektrum der synmetronischen Korrelation unterscheidet sich nur durch den Faktor $\underline{\alpha}_{kl}$ vom Spektrum der Kondensationsstufen des Kompositionsfeldes und wird mit diesem $\underline{\alpha}_{kl} = 1$ identisch. Mit $\underline{c}_s\ \underline{C}^{\underline{s}}_{kl} = \underline{C}_{kl}$ und dem synmetronischen Zustandsselektor $\underline{\Psi}_{kl} = \frac{\underline{c}^{\underline{s}}}{\underline{C}_{kl}}\ \underline{F}^{\underline{s}}_{kl}$ wird dann

$\underline{\Psi}_{kl} = e^{\underline{\lambda}_{kl}\mu} - (e^{\lambda_{kl}\mu} - E)^{-\underline{\alpha}} = \exp\ (\underline{\lambda}_{kl} - \underline{\alpha}\ \lambda_{kl})\ \mu\ (E - e^{-\lambda_{kl}\mu})^{-\underline{\alpha}}$ im zweiten Approximationsbereich nach Gleichung 149 a. Da aber $\underline{\lambda}_{kl} - \underline{\alpha}\ \lambda_{kl} = o$ ist, wird

$\underline{\Psi}_{kl} = (E - e^{-\lambda_{kl}\mu})^{-\underline{\alpha}}$, worin aber $(E - e^{-\lambda_{kl}\mu})^{-1} = \Psi_{kl}$ der entsprechende Zustandsselektor des Kompositionsfeldes ist. Dies bedeutet aber $\underline{\Psi}_{kl} = \Psi^{\underline{\alpha}_{kl}}_{kl}$ im zweiten metronischen Approximationsbereich. Dieses Ergebnis hinsichtlich der Eigenwerte und der Korrelation ist also enthalten in

$$\underline{\Psi}_{kl} = \Psi^{\underline{\alpha}_{kl}}_{kl} \quad , \quad \underline{\lambda}_{kl} = \underline{\alpha}_{kl}\ \lambda_{kl} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 150 \ ,$$

woraus unmittelbar hervorgeht, daß das synmetronische Fundamentalproblem für $\underline{\alpha} = 1$ mit dem kompositiven identisch wird, während alle $\underline{\alpha} \neq 1$ irgendein Korrelationssystem beschreiben. Die Größe $\underline{\alpha}$ umfaßt also als Korrelationsexponent die gesamte synmetronische Fremdfeldkorrelation, so daß jedes quantitative synmetronische Problem im zweiten Approximationsbereich auf eine Bestimmung dieses Korrelationsexponenten $\underline{\alpha}$ hinausläuft.

Der Zusammenhang $\underline{\lambda}_{kl} = \underline{\alpha}_{kl}\ \lambda_{kl}$ ergab sich aus $\lambda_{kl} - \underline{c}_s \left[k^s l\right] = o$ von $\delta\ \underline{F}^{\underline{i}}_{kl} = o$, doch kann diese Extremalbedingung auch durch $\underline{F}^{\underline{i}}_{kl} = o$ erfüllt werden, wenn in $\exp\ (\underline{\lambda}_{kl}\ \mu) = o$ der Exponent $\underline{\lambda}_{kl}\ \mu = \underline{a} - i\ \underline{\beta}$ komplex ist, so daß $e^{\underline{\lambda}_{kl}\mu} = e^{\underline{a}}\ (\cos\ \underline{\beta} + i \sin\ \underline{\beta}) = o$ durch $\cos\ \underline{\beta} = o$ und $\sin\ \underline{\beta} = o$ für den Real - und Imaginärteil zu erfüllen ist. Dies führt aber zu dem gleichen Eigenwertspektren wie im Fall der Partiallösung des Kompositionsfeldes 118 a, nämlich

$$\beta_{+}^{(\pm)} = \pm \varkappa/2 \; (2 \underline{\Omega}_{+} + E) \,, \quad \beta_{-}^{(\pm)} = \pm \pi \; \underline{\Omega}_{-} \quad \ldots\ldots\ldots$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 151.$$

Nunmehr besteht die Möglichkeit mit $\tau \to o$ in den dritten, also mikromaren Bereich zu approximieren. Es gilt, wie beim Kompositionsfeld $\lim\limits_{\tau \to o} \mu ; n = \pm i y$ mit $y^2 = \varsigma^2 - r^2$, sowie

$r^2 = \sum\limits_{k=1}^{3} x_k^2$ und $\varsigma^2 = - \sum\limits_{k>3} x_k^2$. Dies hat aber

$\lim\limits_{\tau \to o} \Psi_{kl} ; n = \Psi_{kl}(y)$ zur Folge. Ganz entsprechend ergeben sich in diesem Fall die Eigenwertspektren als Funktionen ganzzahliger Indizes (es sind dies die Quamtenzahlen der Kondensationsstufen) und aus dem Korrelationsexponenten wird dann $\underline{\alpha}_{kl} =$

$$= \frac{\underline{\lambda}_{kl}}{\lambda_{kl}} = \frac{(\pm i \underline{\lambda}_{kl} y)_{ext}}{(\pm i \lambda_{kl} y)_{ext}} = \frac{\underline{\beta}_{\mp}^{(\pm)}}{\beta_{\mp}^{(\pm)}} \,, \text{ was die beiden Mög-}$$

lichkeiten $(\underline{\alpha}_{kl})_{(1)} = \underline{n}_{kl} (2 n_{kl} + 1)^{-1}$ und $(\underline{\alpha}_{kl})_{(2)} =$

$= (2 \underline{n}_{kl} + 1) (2 n_{kl} + 1)^{-1}$ liefert. Da (1) die Möglichkeit (2) impliziert, kann allgemein $(\underline{\alpha}_{kl})_{(1)} = \underline{\alpha}_{kl}$ gesetzt werden, so daß für den Korrelationsexponenten

$$\underline{\alpha}_{kl} = \underline{n}_{kl} (2 n_{kl} + 1)^{-1} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 151\,a$$

ergibt.

Die Lösung $\Psi_{kl} = (\Psi_{kl})^{\underline{\alpha}_{kl}}$ hat als erstes Metronintegral nur den Charakter einer Partiallösung. Zur Ermittlung des zweiten Metronintegrals geht man zweckmäßig von der Darstellung

$$\left[{}^{i}_{k\,l} \right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+} + \underline{\Omega}_{m}^{\underline{i}} \left[{}^{m}_{k\,l} \right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+} = \underline{C}_{kl}^{\underline{i}} \; (E - e^{\lambda_{kl}\mu})^{-\underline{\alpha}_{kl}} =$$

dieser Partiallösung aus. Hierin ist $\underline{C}_{kl}^{\underline{i}} \; (E - e^{\lambda_{kl}\mu})^{-\underline{\alpha}_{kl}} =$

$= \underline{C}_{kl}^{\underline{i}} \; (\Psi_{kl})^{\underline{\alpha}_{kl}} = \varphi_{kl}^{\underline{i}}$ ein bekannter Selektor. Weiter kann

$p^{\underline{i}\underline{s}} = \gamma^{\underline{i}\underline{s}}_{(\varkappa\lambda)} + \underline{\Omega}_{m}^{\underline{i}} \; \gamma^{\underline{m}\underline{s}}_{(\varkappa\lambda)}$ zur Kürzung eingeführt werden, was

$\left[{}^{i}_{k\,l} \right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+} + \underline{\Omega}_{m}^{\underline{i}} \left[{}^{m}_{k\,l} \right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+} =$

$= (\gamma^{\underline{\pm s}}_{(\varkappa\lambda)} + \underline{\varrho}^{\underline{i}}_{m}\ \gamma^{\underline{ms}}_{(\varkappa\lambda)})\ [skl]_{(\mu\gamma)+} = / p^{\underline{is}}\ [skl]_{(\mu\gamma)+} =$

$= \varphi^{\underline{i}}_{kl}$ ergibt. Mit $\sum_i p^{\underline{is}} = p^{\underline{s}}$ und $\sum_i \varphi^{\underline{i}}_{kl} =$

$= (\Psi_{kl})^{\underline{\alpha}_{kl}} \sum_i \underline{c}^{\underline{i}}_{kl} = \varphi_{kl}$ längs der hermetrischen Indizierungen folgt, $p^{\underline{s}}\ [skl]_{(\mu\gamma)+} = \varphi_{kl}$ und mit dem normierten Orthogonalsystem $\bar{e}_i\ \bar{e}_k = \delta_{ik}$, sowie $\bar{p}^{-1} = \sum_s \bar{e}_s\ p^{\underline{s}}$ auch $p^{\underline{s}}\ [skl]_{(\mu\gamma)+} = \bar{p}^{-1}\ \bar{e}^{s}\ [skl]_{(\mu\gamma)+}$, oder $\bar{e}^{\underline{s}}\ [skl]_{(\mu\gamma)+} = \bar{p}\ \varphi_{kl}$. Multiplikation mit einem anderen Einheitsvektor ergibt $p_m\ \varphi_{kl} = \delta_{ms}\ [skl]_{(\mu\gamma)+} =$

$= [m\ k\ l]_{(\mu\gamma)+} = 1/2\ (\underline{\delta}_k\ \gamma^{(\mu\gamma)}_{ml} + \underline{\delta}_l\ \gamma^{(\mu\gamma)}_{km} -$

$- \underline{\delta}_m\ \gamma^{(\mu\gamma)}_{kl})$. Summation längs der hermiteschen Indizierungen m, k und l ergibt, wenn zur Kürzung $\sum_m p_m = p$, sowie $\sum_{kl} \varphi_{kl} = \varphi$ und $\sum_{k\,l} \gamma^{(\mu\gamma)}_{kl} = \gamma_{(\mu\gamma)}$ eingeführt, wird $2\ p\ \varphi = \underline{\delta}\ \gamma_{(\mu\gamma)}$. Nach den Regeln der Metronentheorie ist aber $\underline{\delta} = \sum_s 1/\alpha_s\ \delta_s = \bar{\alpha}^{-1}$ GRAD, also GRAD $\gamma_{(\mu\gamma)} = 2\ p\ \varphi\ \bar{\alpha}$. Mit dem orientierten Koordinationsselektor $\bar{Z} = \sum_s \bar{e}_s\ ()_s$. Wird aber GRAD $()\ \delta\ \bar{Z} = \delta\ ()$, während $\bar{\alpha}\ \delta\ \bar{Z} = \delta\ \mu$ zum Metrondifferential des Linearaggregates $\mu = \sum_s \alpha_s ()_s$ hermetrischer Gitterselektoren wird. Multiplikation mit $\delta\ \bar{Z}$ liefert demnach die metronisch integrable Form $\delta\ \gamma_{(\mu\gamma)} = 2\ p\ \varphi\ ;\ ()\ \delta\ \mu$ oder $\gamma_{(\mu\gamma)} = 2\ S\ p\ \varphi\ \delta\ \mu = 2\ S\ p \sum_{k\,l} \varphi_{kl}\ \delta\ \mu =$

$= \sum_{k\,l} 2\ S\ p\ \varphi_{kl}\ \delta\ \mu$. Da auch $\gamma_{(\mu\gamma)} = \sum_{k\,l} \gamma^{(\mu\gamma)}_{kl}$ gilt (nur die hermiteschen Komponenten sind in der Basissignatur des Kondensors wirksam), folgt $o = \sum_{k\,l} \gamma^{(\mu\gamma)}_{+kl} - 2 \sum_{k\,l} Sp\ \varphi_{kl}\ \delta\ \mu =$

$= \sum_{k\,l} (\gamma^{(\mu\gamma)}_{+kl} - 2\ S\ p\ \varphi_{kl}\ \delta\ \mu)$, was wegen des Tensorcharakters nur durch das gliedweise Verschwinden, also $\gamma^{(\mu\gamma)}_{+kl} =$

$= 2\ S\ p\ \varphi_{kl}\ \delta\ \mu$ erfüllbar ist. In dieser impliziten Lösung

ist $\Phi_{kl} = \sum_i \underline{\underline{C}}^{\underline{\underline{i}}}_{kl} (\Psi_{kl})^{\underline{\underline{\alpha}}}_{kl} = \underline{\Psi}_{kl} \sum_i \underline{\underline{C}}^{\underline{\underline{i}}}_{kl}$, so daß

$p \sum_i \underline{\underline{C}}^{\underline{\underline{i}}}_{kl} = q_{-kl}$ als ein neuer Selektor, nämlich der Fremdfeld-

korrelator eingeführt werden kann. Mit diesem Fremdfeldkorrelator nimmt die Lösung die Formen an $\gamma^{(\mu\gamma)}_{+kl} = 2 S q_{-kl} \underline{\Psi}_{kl}$; () $\delta \mu$.

Hierin ist q_{-kl} nur von der Kontrasignatur des betreffenden Kondensors und dem gemischt varianten Korrelationstensors $\underline{\underline{Q}}^{\underline{\underline{i}}}_{m}$ der betreffenden Kondensorsignatur abhängig, wodurch die Bezeichnung Fremdfeldkorrelator gerechtfertigt wird. Da das Metronintegral alle Elemente von $\hat{\gamma}$ inbezug auf irgendein Fundamentalkondensor erfaßt, liefert eine Kurvendiskussion dieses Integrals die Extrema und Wendebereiche von $\hat{\gamma}$. Da die Extrema bei $\delta \gamma^{(\mu\gamma)}_{+kl} = o$ liegen und $\delta S q_{-kl} \underline{\Psi}_{kl} \delta \mu = | q_{-kl} \underline{\Psi}_{kl} \delta \mu = o$ nur durch $\underline{\Psi}_{kl} = o$ erreichbar ist, folgt unmittelbar , daß die Extrema von $\hat{\gamma}$ mit den Nullstellen der linearen Kondensoraggregate $\underline{\Psi}_{kl} = o$ zusammenfallen. $\delta \gamma^{(\mu\gamma)}_{+kl} = o$ wird eindeutig nur durch $\underline{\Psi}_{kl} = o$ erreicht, weil Partialstrukturen ohne Korrelation zu keinem Kompositionsfeld führen können, was der Voraussetzung widerspricht, so daß $q_{-kl} \neq o$ bleibt und weil wegen der Linearität der Gitterselektoren $\delta \mu = const \neq o$ ist. Für die Wendebereiche der Elemente von $\hat{\gamma}$ gilt dagegen $\delta^2 \gamma^{(\mu\gamma)}_{+kl} = o$ oder

$$o = \delta^2 S q_{-kl} \underline{\Psi}_{kl} \delta \mu = \delta (q_{-kl} \underline{\Psi}_{kl} \delta \mu) =$$

$$= \delta \mu (q_{-kl} \delta \underline{\Psi}_{kl} + \underline{\Psi}_{kl} \delta q_{-kl} - \delta q_{-kl} \delta \underline{\Psi}_{kl}),$$

was wegen $\delta \mu = const \neq o$ nur durch $\delta q_{-kl} = o$ und $\delta \underline{\Psi}_{kl} = o$ erfüllt werden kann. Die Wendebereiche von $\hat{\gamma}$ liegen also immer dort, wo sich ein Extremum des Fremdfeldkorrelators mit einem solchen des linearen Kondensoraggregates deckt. Zusammengefaßt wird dieser Sachverhalt in

$$\delta\, {}^{(\mu\gamma)}\gamma_{+kl} = o\,, \quad \Psi^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)kl} = o\,, \quad \delta^2\, {}^{(\mu\gamma)}\gamma_{+kl} = o\,,$$

$$\delta\, {}^{(\varkappa\lambda)}q_{(\mu\gamma)kl} = o\,, \quad \delta\, \Psi^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)kl} = o\,, \quad {}^{(\varkappa\lambda)}q_{(\mu\gamma)kl} =$$

$$= {}^{(\varkappa\lambda)}c_{(\mu\gamma)k,l} \sum_{s=1}^{q} \Big(\sum_{i=1}^{q} \Big(\gamma^{\underline{i}\underline{s}}_{(\varkappa\lambda)} + {}^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}q_{(\mu\gamma)m}\, \gamma^{\underline{m}\underline{s}}_{(\varkappa\lambda)} \Big) \Big)^{-1} \cdots\cdots$$

$$\cdots\cdots\cdots

$= 1/2 \; c_{k,l}^{(\mu\gamma)} \sum_{s=1}^{q} \gamma_{s,s}^{(\mu\gamma)} = 1/2 \; c_{k,l}^{(\mu\gamma)} \; \underline{s}\, p \; {}^{2}\bar{\gamma}^{(\mu\gamma)}$,

wenn formal $\underline{s}\, p \; {}^{2}\bar{\alpha} = \sum_{s} a_{s,s}$ verwendet wird, während $\psi_{(\mu\gamma)kl}^{(\gamma\mu)} = \psi_{kl}^{(\mu\gamma)}$ pseudokompositiv werden muß, weil im Fundamentalkondensor die Wirkungssignatur zu $(+,-)$ transponiert ist. Einsetzen des Sachverhaltes in $\delta \; \gamma_{+kl}^{(\mu\gamma)} = 2 \; q_{(\mu\gamma)kl}^{(\varkappa\lambda)} \; \psi_{(\mu\gamma)kl}^{(\varkappa\lambda)} \; \delta \; \mu =$

$= 2 \; q_{(\mu\gamma)k,l}^{(\varkappa\lambda)} \; \psi_{k,l}^{(\mu\gamma)} \; \delta \; \mu$ ergibt dann $\delta \; \gamma_{+k,l}^{(\mu\gamma)} =$

$= \underline{s}\, p \; {}^{2}\bar{\gamma}^{(\mu\gamma)} \; c_{k,l}^{(\mu\gamma)} \; \psi_{k,l}^{(\mu\gamma)} \; \delta \; \mu$. Multiplikation mit $\delta_{k,l}$ und Summation längs $1 \leq (k,l) \leq q$ liefert dann wegen

$\sum_{k,l=1}^{q} \delta_{kl} \; \delta \; \gamma_{+kl}^{(\mu\gamma)} = \delta \sum_{k,l=1}^{q} \delta_{kl} \; \gamma_{+kl}^{(\mu\gamma)} =$

$= \delta \sum_{l=1}^{q} \gamma_{+ll}^{(\mu\gamma)} = \delta \; \underline{s}\, p \; {}^{2}\bar{\gamma}^{(\mu\gamma)}$, weil

$\underline{s}\, p \; {}^{2}\bar{\gamma}^{(\mu\gamma)} - = o$ ist $\delta \ln \underline{s}\, p \; {}^{2}\bar{\gamma}^{(\mu\gamma)} =$

$= \sum_{l=1}^{q} c_{ll}^{(\mu\gamma)} \; \psi_{ll}^{(\mu\gamma)} \; \delta \; \mu$. Da hierin $\psi_{ll}^{(\mu\gamma)}$ pseudokompositiv ist, gilt im zweiten Approximationsbereich

$\psi_{ll}^{(\mu\gamma)} = (E - e^{-\underline{\lambda}_{ll}\mu})^{-1}$ mit $\underline{\lambda}_{ll} = \lambda_{ll}^{(\mu\gamma)}$. Wird $x = \underline{\lambda}_{ll} \; \mu$

und $\underline{a}_{ll} = a_{ll}^{(\mu\gamma)} = c_{ll}^{(\mu\gamma)} \; (\lambda_{ll}^{(\mu\gamma)})^{-1}$ verwendet, dann folgt

$c_{ll}^{(\mu\gamma)} \; \psi_{ll}^{(\mu\gamma)} \; \delta \; \mu = \underline{a}_{ll} \; (e^{x} - E)^{-1} \; e^{x} \; \delta \; x =$

$= \underline{a}_{ll} \; (e^{x} - E)^{-1} \; \delta \; (e^{x} - E) = \underline{a}_{ll} \; \delta \ln \; (e^{x} - E) =$

$= \delta \ln \; (e^{\underline{\lambda}_{ll}\mu} - E)^{\underline{a}_{ll}}$, was eingesetzt $\delta \ln \; \underline{s}\, p \; {}^{2}\bar{\gamma}^{(\mu\gamma)} =$

$= \delta \ln \prod_{l=1}^{q} (e^{\underline{\lambda}_{ll}\mu} - E)^{\underline{a}_{ll}}$ ergibt. Nach Bildung des Metronintegrals wird dann die Lösung beschrieben durch

$\underline{s}\, p \; {}^{2}\bar{\gamma}_{(\mu\gamma)} = C_{(\mu\gamma)} \; | \; (e^{\underline{\lambda}_{kl}\mu} - E)^{\underline{a}_{kl}} \; \delta_{kl} \; |_{q} \; , \; \underline{\lambda}_{k\ell} =$

$= \lambda_{kl}^{(\mu\gamma)}$, $\underline{a}_{k,l} = a_{kl}^{(\mu\gamma)} =$ const.....153,

wenn $C_{(\mu\gamma)}$ die Integrationskonstante ist. Diese endgültige Lösung des synmetronischen Fundamentalproblems konnte wegen

$\prod_{l=1}^{q} A_{l} = | \; A_{kl} \; \delta_{kl} \; |_{q}$ in die Fassung einer regulären Determinante gebracht werden, was der Invarianz von $\underline{s}\, p \; {}^{2}\bar{\gamma}^{(\mu\gamma)}$ gerecht wird Zwar liefert Gleichung 153 nicht die Elemente von $\hat{\gamma}^{\varkappa}$ explizit , wohl aber die Tensorspektren ihrer Elemente.

4.) S y n m e t r o n i k d e r H e r m e t r i e f o r m e n.

Die Elemente des Korrelators $\hat{\mathcal{Y}}$ werden gemäß ${}^{2}\bar{\mathcal{Y}}_{(\mu\gamma)} = {}^{s}p\ {}^{2}\bar{\mathcal{X}}_{(\mu)} \times {}^{2}\bar{\mathcal{X}}_{(\gamma)}$ durch die drei Gitterkerne ${}^{2}\bar{\mathcal{X}}_{(\gamma)}$ bestimmt, für welche nach C IX 1 die Abhängigkeiten ${}^{2}\bar{\mathcal{X}}_{(1)}\ (z^{\underline{5}}, z^{\underline{6}})$, sowie ${}^{2}\bar{\mathcal{X}}_{(2)}\ (z^{\underline{4}})$ und ${}^{2}\bar{\mathcal{X}}_{(3)}\ (z^{\underline{k}})_{1}$ von den semantischen Architektureinheiten gelten. Diese Gitterkerne als Struktureinheiten bestimmen wiederum die Elemente von $\hat{\mathcal{Y}}$, von denen die synmetronischen Fundamentalkondensoren und Kondenzfeldselektoren aufgebaut werden. Mit der Lösung 153 des synmetronischen Fundamentalproblems und der Natur der Gitterkernselektoren kann nunmehr versucht werden die synmetronischen Korrelationen und Koppelungen innerhalb der vier möglichen Typen kompositiver Kondensationen und der nicht kondensierten Seinspotenzen zu beschreiben.

Die Lösung 135 gilt im zweiten Approximationsbereich ebenso, wie das partikuläre Integral 149 a. Da beide Beziehungen geeignet sind, den Koppelungstensor zu eliminieren, erscheint es zweckmäßig in diesem Approximationsbereich zu bleiben; denn zur Beschreibung der inneren Korrelation eines Materiefeldquants ist der explizite Verlauf des Koppelungstensors einer jeden Kondensorsignatur wesentlich. Mit $\Psi^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)kl} = \Psi^{\delta_{\underline{kl}}}_{kl}$ wird 149 a zu $\left[{}^{i}_{k\ l}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+} + Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\gamma)m} \left[{}^{m}_{k\ l}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+} =$

$= C^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\gamma)kl}\ \Psi^{(\ \lambda)}_{(\mu\gamma)kl}$ und dies wird zu $\delta\ \mathcal{Y}^{(\mu\gamma)}_{+kl} =$

$= 2\ q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)kl}\ \Psi^{(\varkappa\gamma)}_{(\mu\gamma)kl}\ \delta\mu$. Da ${}^{2}\bar{Q} \neq {}^{2}\bar{E}$ bleibt, wird $q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)kl} =$

$= C^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)kl} \sum_{s=1}^{q} \left(\sum_{i=1}^{q} \left(\mathcal{Y}^{\underline{is}}_{(\varkappa\lambda)} + Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\gamma)m}\ \mathcal{Y}^{\underline{ms}}_{(\varkappa\lambda)} \right) \right)^{-1} =$

$= C^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)kl} \sum_{s=1}^{q} \mathcal{Y}^{(\varkappa\lambda)}_{s,s} \left(E + Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)s} \right)^{-1}$ mit $C^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)kl} =$

$= \sum_{i=1}^{q} C^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\gamma)kl}$ und $Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)s} = \sum_{i=1}^{q} Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\gamma)s}$, was

eingesetzt $\delta\ \mathcal{Y}^{(\mu\gamma)}_{+kl} = 2 \sum_{s=1}^{q} \mathcal{Y}^{(\varkappa\lambda)}_{s,s}$.

$\cdot \left(E + Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \right)^{-1} \underline{C}_{kl}\ \Psi_{kl}\ \delta\mu$ ergibt. Multiplikation mit δ_{kl} und Summation liefert dann ,

wenn zur Kürzung $p^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} = \sum_{l=1}^{q} c_{ll}\ \Psi_{ll}$ verwendet wird

$$2 \sum_{s=1}^{q} \gamma^{(\varkappa\lambda)}_{s,s} \left(E + Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)s} \right)^{-1} p^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}\ \delta\mu =$$

$$= \delta\ \underline{s}\ p\ {}^{2}\bar{\gamma}_{(\mu\gamma)} = \underline{s}\ p\ {}^{2}\bar{\gamma}_{(\mu\gamma)}\ \delta\ 1/n\ \underline{s}\ p\ {}^{2}\bar{\gamma}_{(\mu\gamma)} =$$

$$= \sum_{l=1}^{q} c_{(\mu\gamma)ll}\ \Psi^{(\mu\lambda)}_{ll}\ \underline{s}\ p\ {}^{2}\bar{\gamma}_{(\mu\gamma)}\ \delta\mu =$$

$$= p_{(\mu\gamma)}\ \underline{s}\ p\ {}^{2}\bar{\gamma}_{(\mu\gamma)}\ \delta\mu\ ,$$ oder wenn $D = p\ \underline{s}\ p\ {}^{2}\bar{\gamma}$

als weitere Kürzung eingeführt wird, $\sum_{s=1}^{q} \gamma^{(\varkappa\lambda)}_{s,s} \left(E + Q_s \right)^{-1} =$

$= 1/2\ D_{(\mu\gamma)} \left(p^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}\right)^{-1}$. Mit $(\bar{e}_i\ \bar{e}_k)_q = \hat{E}$ und

$\bar{c} = \sum_{l=1}^{q} \bar{e}_l \left(E + Q_l \right)^{-1}$ wird dann

$$\sum_{s=1}^{q} \gamma^{(\varkappa\lambda)}_{s,s} \left(E + Q_s \right)^{-1} = \bar{c} \sum_{s=1}^{q} \gamma^{(\varkappa\lambda)}_{s,s}\ \bar{e}_s\ ,$$

also $\sum_{s=1}^{q} \gamma^{(\varkappa\lambda)}_{s,s}\ \bar{e}_s = 1/2\ D_{(\mu\gamma)}\ \underline{p}^{-1}\ \bar{c}^{-1}$ oder

$$1/2\ D_{(\mu\gamma)}\ \underline{p}^{-1}\ c_l^{-1} = \bar{e}_l \sum_{s=1}^{q} \gamma^{(\varkappa\lambda)}_{s,s}\ \bar{e}_s =$$

$$= \sum_{s=1}^{q} \gamma^{(\varkappa\lambda)}_{s,s}\ \delta_{sl} = \gamma^{(\varkappa\lambda)}_{ll}\ .$$ Also $\underline{s}\ p\ {}^{2}\bar{\gamma}_{(\varkappa\lambda)}\ p^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} =$

$= 1/2\ D_{(\mu\gamma)} \sum_{s=1}^{q} \left(E + Q_s \right)$. Mit $D^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} = \underline{s}\ p\ {}^{2}\bar{\gamma}_{(\varkappa\lambda)}\ p^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$

wird dann endgültig $\sum_{i,s=1}^{q} Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\gamma)s} = 2\ D^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}\ D^{-1}_{(\mu\gamma)} - q\ E.$

Hierin ist die invariante Skalarsumme $\sum_{i,s=1}^{q} Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\gamma)s} = Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$

ein Koppelungsselektor, der die korrelative Koppelung von jeweils 2 Elementen des Korrelators beschreibt. Wird die Lösung in 153 in den beiden Kürzungen eingesetzt und $2\ C_{(\lambda)}\ C^{-1}_{(\mu\gamma)} = A^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$ als neue Integrationskonstante benutzt und werden weiter die partikulären Metronintegrale $\gamma^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)1,1} = \gamma_{ll}$ im zweiten Approximationsbereich des Kompositionsfeldes $\Psi_{ll} = (E - e^{-\lambda_l \mu})^{-1}$ verwendet, dann folgt explizit für den Korrelationsselektor

$$Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} = A^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \sum_{l=1}^{q} C^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)l} \left(E - e^{-\lambda_l \mu}\right)^{-\alpha^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)l}} \cdot$$

$$\left(\sum_{k=1}^{q} C_l^{(\mu\gamma)} \left(E - e^{-\lambda_\ell^{(\mu\gamma)} \mu} \right)^{-1} \right)^{-1} \cdot$$

$$\cdot \left| \delta_{kl} \left(e^{\omega_l^{(\varkappa\lambda)} \mu} - E \right)^{\alpha_{kl}^{(\lambda)}} \right|_q \cdot$$

$$\cdot \left| \delta_{kl} \left(e^{\lambda_l^{(\mu\gamma)} \mu} - E \right)^{\alpha_{kl}^{(\mu\gamma)}} \right|_q^{-1} - q\, E \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 154.$$

Aus dieser Darstellung folgt unmittelbar , daß $Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$ nur von der Linearkombination $\mu = \sum_{k=1}^{q} \alpha_k ()_k$ der hermetrischen Gitterselektoren abhängt und in seinem Verlauf von insgesamt $N = 8\,q + 1$ Korrelationsziffern bestimmt wird, wenn man zu diesen Ziffern auch die $3\,q$ Eigenwertspektren $\lambda_l^{(\mu\gamma)}$, sowie $\lambda_l^{(\varkappa\lambda)}$ der Pseudokomposition und λ_l des Kompositionsfeldes zählt. Mit den Kürzungen $P^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} = \sum_{l=1}^{q} C^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \psi^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)ll}$; ; () $\underline{s}\,\underline{p}\ \bar{\gamma}^{*}_{(\varkappa\lambda)}$ und $P_{(\mu\gamma)} = \sum_{l=1}^{q} C^{(\mu\gamma)}_{ll} \psi^{(\mu\gamma)}_{ll}$; ; () $\underline{s}\,\underline{p}\ \bar{\gamma}^{*}_{(\mu\gamma)}$, also $Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} - q\, E \sim P^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} P^{-1}_{(\mu\gamma)}$ wird nach dem Quotientengesetzt der Metrondifferentiale $\underline{\delta}\, Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \sim$

$$\sim P^{-1}_{(\mu\gamma)} \left(P_{(\mu\gamma)} - \underline{\delta}\, P_{(\mu\gamma)} \right)^{-1} \left| \begin{matrix} P^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} & \underline{\delta}\, P^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \\ P_{(\mu\gamma)} & \underline{\delta}\, P_{(\mu\gamma)} \end{matrix} \right| .$$

Nach der cisinfinitesimalen Analysis liegen die Koppelungsextrema bei $\underline{\delta}\, Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} = o$, was wegen der Regularität von $P_{(\mu\gamma)} < \infty$ nur durch das Verschwinden des Determinantenselektors erreichbar ist, was aber $\underline{\delta}\, P^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} = \underline{\delta}\, P_{(\mu\gamma)} = o$ voraussetzt. Nach dem Produktgesetz der Metrondifferentiale ist aber $\underline{\delta}\, P^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} =$

$$= \sum_{l=1}^{q} C^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)ll}\ \underline{\delta}\ \psi^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)ll}\ \underline{s}\,\underline{p}\ \bar{\gamma}^{*}_{(\varkappa\lambda)} +$$

$$+ \sum_{l=1}^{q} c^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)11} \psi^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)11} \underline{\underline{\delta}} \; s \; p \; {}^{2}\bar{\gamma}^{2}_{(\varkappa\lambda)} -$$

$$- \sum_{l=1}^{q} c^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)11} \underline{\underline{\delta}} \; \psi^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)11} \underline{\underline{\delta}} \; s \; p \; {}^{2}\bar{\gamma}^{2}_{(\varkappa\lambda)} \quad \text{und}$$

$$\underline{\underline{\delta}} \; P_{(\mu\gamma)} = \sum_{l=1}^{q} c^{(\mu\gamma)}_{11} \underline{\underline{\delta}} \; \psi^{(\mu\gamma)}_{11} \; s \; p \; {}^{2}\bar{\gamma}^{2}_{(\mu\gamma)} +$$

$$+ \sum_{l=1}^{q} c^{(\mu\gamma)}_{11} \psi^{(\mu\gamma)}_{11} \underline{\underline{\delta}} \; s \; p \; {}^{2}\bar{\gamma}^{2}_{(\mu\gamma)} -$$

$$- \sum_{l=1}^{q} c^{(\mu\gamma)}_{11} \underline{\underline{\delta}} \; \psi^{(\mu\gamma)}_{11} \underline{\underline{\delta}} \; s \; p \; {}^{2}\bar{\gamma}^{2}_{(\mu\gamma)} \text{, so daß } \underline{\underline{\delta}} \; P^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} =$$

$= \underline{\underline{\delta}} \; P_{(\mu\gamma)} = o$ nur durch $\underline{\underline{\delta}} \; \psi^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)11} = \underline{\underline{\delta}} \; \psi^{(\mu\gamma)}_{11} = o$

erfüllt werden kann. $\underline{\underline{\delta}} \; \psi^{(\mu\gamma)}_{11} = o$ liefert aber mit

$\underline{\underline{\delta}} \; s \; p \; {}^{2}\bar{\gamma}^{2}_{(\mu\gamma)} = o$ nach Gleichung 153 die Bedingung

$\underline{\underline{\delta}}^{2} \; s \; p \; {}^{2}\bar{\gamma}^{2}_{(\mu\gamma)} = o$. Die für die Matrizenspektren tensorieller Selektoren geltenden Differentialgesetze müssen aber auch für die Tensoren selbst gelten, weil immer eine unitäre Transformation in ein Diagonalschemamöglich ist. Die Aussage über die Koppelungsextrema kann wegen $\psi^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)11} = (\psi_{11})^{\underline{\alpha}_{11}}$ noch weiter umgeformt werden; denn es gilt $o = \underline{\underline{\delta}} \; \psi^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)11} = (\psi_{11})^{\underline{\alpha}_{11}} -$

$- (\psi_{11} - \underline{\underline{\delta}} \; \psi_{11})^{\underline{\alpha}_{11}}$, was nur mit $\underline{\underline{\delta}} \; \psi_{11} = o$ möglich ist. Damit wurdendie Aussagen über die Koppelungsextrema reduziert auf

$$\underline{\underline{\delta}} \; Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} = o \text{ , } \underline{\underline{\delta}} \; \psi_{11} = o \text{ , } \underline{\underline{\delta}} \; {}^{\cdot}\bar{\gamma}^{\varkappa}_{(\varkappa\lambda)} = {}^{\cdot}\bar{o} \text{ ,}$$

$$\underline{\underline{\delta}}^{2} \; {}^{2}\bar{\gamma}^{2}_{(\mu\gamma)} = {}^{2}\bar{o} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \text{ 154 a,}$$

was eine Interpretation gestattet. Die Koppelungsextrema aller aus $\hat{\gamma}^{\varkappa}$ bildbaren Kondensoren liegen zunächst nach $\underline{\underline{\delta}} \; \psi_{11} = o$ in den diagonalen Kondensationsstufen des Kompositionsfeldes. Im Koppelungsbereich dieser kompositiven Kondensation verlaufen die Fundamentalselektoren beider Kondensorsignaturen extremal und zwar hinsichtlich der Basissignatur als Wendebereich. Dies bedeutet aber, daß im Koppelungsextremum die aus $\hat{\gamma}^{\varkappa}$ hinsichtlich der betreffenden Kondensorsignatur koppelnden Elemente ihren metronischen Definitions

bereich metrisch so umstrukturieren (als Folge der Koppelung), daß die zugehörigen Hyperselektoren im Koppelungsbereich mit den Gitterselektoren kongruent werden. Im Koppelungsbereich liegt demnach in Bezug auf die Kondensorsignatur eine Pseudoantihermetrie vor, so daß in jedem Kopplungsextremum die Gesamtheit aller, aus $\hat{\mathcal{H}}$ bildbaren Kondensoren stets infolge dieser Pseudoantihermetrie reduziert wird. Eine metronische Analyse dieser Koppelungsextrema muß zu einer Aussage über die Komposition der Partialstrukturen führen; denn eine Variation dieser komponierenden Koppelungen muß zu einer Umstrukturierung des Kompositionsfeldes führen. Die innere Korrelation irgendeines Kondensationssystems hängt demnach vom zeitlichen Verlauf der Struktur aller Koppelungsextrema ab, so daß nach einer Analyse der der gesamten Kopplungsstruktur eine Bestimmung der Stabilitätszeit möglich erscheint. Nach einer solchen Stabilitätszeit muß es dann zur Umstrukturierung der Kopplungsstruktur und damit zur spontanen Änderung des Kompositionsfeldes der Kondensation im Sinne einer inneren Korrelationsänderung kommen. Auf diese Weise muß es möglich sein $n(t)$ und $q(t)$ der kompositiven Spektralfunktion 126 zu ermitteln.

Nach der Beziehung 154 a bedingt jedes Koppelungsextremum $Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)ext} \equiv \binom{\varkappa\lambda}{\mu\gamma}$ eine Koppelungsgruppe, welche alle Koppelungsextrema enthält, welche durch Permutationen aus den Signaturziffern hervorgehen, wobei die Ziffern einer Signatur naturgemäß zusammenbleiben müssen. Eine Koppelungsgruppe kann also maximal acht Koppelungsselektoren als Extrema umfassen, Inbezug auf eine solche Koppelungsgruppe müssen sich nach 154 a alle Kondensoren entsprechender Signatur pseudoantihermetrisch verhalten und zwar primär diejenigen, welche die beiden Signaturangaben der Koppelunggruppe als Basis- und Kontrasignaturen enthalten und sekundär diejenigen, welche irgendein Zifferpaar der Koppelungsgruppe als Basissignatur enthalten. Diese Gliederung ist eine Konsequenz der Tatsache, daß nach 154 a die Koppelung eine Pseudoantihermetrie im Koppelungsextremum erzwingt und die Basissignatur eines Kondensors durch partielle Metrondifferentiale bestimmt wird. Diese primär- und sekundär pseudoantihermetrischen Kondensoren einer Koppelungsgruppe werden im Extremalbereich dieser Gruppe noch von einem System primär und sekundär hermetrischer Kondensoren begleitet, welche in ihren Basissignaturen überhaupt keine Signaturindizierungen der Koppelumgsgruppen enthalten. Da zu jeder Koppelungsgruppe drei derartige Kondensorsysteme gehören, müssen

alle Koppelungsgruppen untereinander in Wechselbeziehungen stehen. So können immer zwischen zwei Koppelungsgruppen hermetrische und anti hermetrische Kondensorbrücken existieren; denn für beide Gruppen kann es identische Kondensoren geben, welche primär oder sekundär pseudoantihermetrisch sind, oder aber eine Zahl identischer hermetrischer Kondensoren begleitet beide Gruppen. Im ersten Fall sind also die Kondensorbrücken antihermetrisch (primär oder sekundär) und im zweiten hermetrisch. Auch Kondensorquellen und Kondensorsenken sind zwischen zwei Koppelungsgruppen denkbar, nämlich dann, wenn es in der einen Koppelungsgruppe ein System hermetrischer Kondensoren gibt (Quelle), welches in der anderen Gruppe pseudoantihermetrisch erscheint (Primär- oder Sekundärsenken). Hieraus folgt, daß die Kondensorsenken stets die eigentliche Koppelung der Partialstrukturen verursachen. Wesentlich zur Erkenntnis des korrelativen Baues der synmetronisch komponierten Kondensationsstufen ist demnach eine Analyse der schematischen Definition

$$Q^{(\varkappa\,\lambda)}_{(\mu\gamma)ext} \equiv \binom{\varkappa\ \lambda}{\mu\ \gamma} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 154\ b$$

der Extrama von Koppelungsgruppen, welche zu jedem Signaturquadrupel einer Klasse von Kondensorsignaturen gehören und zusammengefaßt eine Koppelungsstruktur ergeben. Eine solche Untersuchung synmetronischer Koppelungen kann jedoch nicht allgemein durchgeführt werden. Zur Analyse müssen die vier möglichen kompositiven Strukturkondensationen einzeln synmetronisch beschrieben werden.

Nach C VIII gibt es neben den nichtkondensierenden latenten Seinspotenzen die folgenden Kondensationsformen:

a) Transfinite Selbstkondensationen bei einer Hermetrie in
$(s_{(4)}, s_{(3)}) \equiv {}^{s}\overline{\varkappa}_{(1)}$.

b) Zeitkondensationen bei einer Hermetrie in
$(s_{(4)}, s_{(3)}\ s_{(2)}) \equiv ({}^{s}\overline{\varkappa}_{(1)}, {}^{s}\overline{\varkappa}_{(2)},$

c) Raumkondensationen bei einer Hermetrie in
$(s_{(4)}, s_{(3)}, s_{(1)}) \equiv ({}^{s}\overline{\varkappa}_{(1)}\ {}^{s}\overline{\varkappa}_{3})$.

d) Raumzeitkondensationen bei einer Hermetrie in
$(s_{(1)})^{4}_{1} = ({}^{s}\overline{\varkappa}_{(\mu)})^{3}_{1}$.

Zur Analyse dieser Kondensationstypen läßt man eine der jeweiligen Kondensationsform angepaßte Siebkette auf den Korrelator einwirken, um anschließend die von ${}^{s}\overline{E}$ verschiedenen Elemente aus $\hat{\varkappa}$ nach dem Einfluß der metrischen Siebkette zu analysieren.

Im einfachsten Fall, der auch ontologisch als ursprünglich anzusprechen ist, liegen die latenten Seinspotenzen vor, bei denen nur der Gitterselektor C_6 metrisch vom entsprechenden Hyperselektor abweicht, während zwischen Gitter- und Hyperselektoren der entelechalen R_5 - Hyperfläche der antihermetrische Zusammenhang des Linearaggregates besteht. Die in C VIII 1 durchgeführte Analyse latenter Seinspotenzen gilt für das Kompositionsfeld, woraus sich die Forderung ergibt, auch die Partialstrukturen unter der Voraussetzung einfacher äonischer Hermetrie zu analysieren. Es muß festgestellt werden, daß im Fall der latenten Seinspotenz ein Koppelungstensor nicht existieren kann, während andererseits die in 146 nachgewiesene Hermitezität aller Funktionalselektoren aus 144 und 144 a eine dem Kompositionsfeld analoge Proportionalität der Fundamentalkondensoren ermöglicht. Wird zur Unterscheidung des speziellen Falles vorübergehend die Basissignatur mit (p q) und die Kontrasignatur mit (μγ) bezeichnet, dann folgt zunächst, daß nach dem Hermetriebegriff überhaupt nur die Kondensorkomponenten

$$\left[6^{i}\, 6 \right]^{(\mu\gamma)}_{(pq)} \neq o$$

bleiben können, so daß die Eigenwertspektren

$$\lambda^{(\mu\gamma)}_{(pq)m}(6,k) = \lambda^{(\mu\gamma)}_{(pq)m}(k,6) = o$$

für alle m und k sind, doch zeigt sich auch, daß wegen der Hermitezität der Selektoren

$$\lambda^{(\mu\gamma)}_{(pq)m}(6,6) = o$$

wird, woraus folgt, daß generell $\bar{\lambda}^{(\mu\gamma)}_{(pq)} = \bar{o}$ gilt. Auch die Partialstrukturen sind im Fall einfacher äonischer Hermetrie der latenten Seinspotenzen frei von Kondensationsstufen. Für die antihermetrischen Komponenten der Elemente von $\hat{\gamma}^{\varkappa}$ gelten aber noch die Beziehungen 141 und 141 a, das heißt, im Fall der Antihermetrie muß ein Zusammenhang zwischen diesen Partialstrukturen und den metronischen Spinfeldselektoren bestehen. Wird zur Kürzung $^{s}\bar{\gamma}^{\varkappa} \equiv {}^{s}\bar{\gamma}_{(pq)}$ für die Elemente von $\hat{\gamma}^{\varkappa}$ eingeführt, dann gilt im Falle der einfachen äonischen Hermetrie - also der Antihermetrie im entelechalen Unterraum R_5 - stets

$$^{s}\bar{\underline{\gamma}}^{\varkappa}_{-} = {}^{s}\bar{P} \sim ROT_{(x)}\ \bar{\underline{\Phi}}\ ,$$

sowie $^{s}\bar{\underline{\gamma}}^{\varkappa}_{+} = \text{const}\ (\underline{Z}^{k}_{5})_{1}$ und $\tau\ \alpha_1\ \underline{\gamma}^{\varkappa}_{+kl} = \delta_1\ \Phi_k$, wenn $k < 6$ und $1 \leq 6$ bleibt. Wegen $^{s}\bar{\underline{\gamma}}^{\varkappa}_{+} = {}^{s}\bar{\underline{\gamma}}^{\varkappa}_{+}$ wird

$1/\alpha_1\ \delta_1\ \underline{\Phi}_k - 1/\alpha_k\ \delta_k\ \underline{\Phi}_l = o$, das heißt, für alle $k < 6$ und $1 \leq 6$ wird $(ROT_{(x)}\ \bar{\underline{\Phi}}_{kl} = \bar{o}$, also auch $P_{kl} = o$ und

$\underline{\gamma}_{-kl} = o$. Eine reelle Komponente $\underline{\gamma}_{-6,6}$ kann es nicht geben, weil man wegen $\epsilon_1 \underline{\phi}_k = f_k \frac{\alpha_1}{\alpha_k}$ die Realität des metronischen Rotors fordern muß. Dies bedeutet aber $^2\underline{\gamma}_- = {}^2o$, das heißt, es existiert kein Feldaktivator des betreffenden Korrelationsvermittlers und auch kein Spinselektor, wenn sich die Hermetrie nur auf die äonische Architektureinheit erstreckt. Das für das Protofeld im Fall dieser Hermetrie $^2\underline{\gamma}_+ (Z^{\underline{6}}) = \text{const} (Z^{\underline{k}})^5_1$ gilt, kann $\tau \alpha_1 \underline{\gamma}_{+kl} = \epsilon_1 \underline{\phi}_{-k}$ nur diese Konstanz erfüllen, wenn $\epsilon_1 \underline{\phi}_{-k} = const (Z^{\underline{k}})^5_1$ ist. Dies setzt aber voraus, daß die Komponenten des jeweiligen Spinfeldselektors Linearaggregate der kontravarianten Koordinationsselektoren $Z^{\underline{k}}$ sind, denn nur in der Fassung $\underline{\phi}_{-k} = \sum_{j=1}^{6} \varphi_{(k)j} (Z^{\underline{6}}) Z^{\underline{j}}$ kann $\epsilon_1 \underline{\phi}_{-k} = \text{const} (Z^{\underline{k}})^5_1$ erfüllt werden, wenn die $\varphi_{(k)j}$ Funktionalselektoren sind, die nur vom Gitterselektor der hermetrischen Einheit bestimmt werden; denn auf diese Weise wird $\underline{\gamma}_{+kl} (Z^{\underline{6}})$ ebenfalls erfüllt. Aus der Hermitezität des Protofeldes folgt unmittelbar $\epsilon_1 \underline{\phi}_k = \frac{\alpha_1}{\alpha_k} \epsilon_k \underline{\phi}_1$ oder

$\varphi_{(k)1} = \frac{\alpha_1}{\alpha_k} \varphi_{(1)k}$. Nur die rein äonische Komponente $\underline{\gamma}_{+6,6} = f (Z^{\underline{6}})$ ist ein von diesem Spinfeldselektor unabhängiger Funktionalselektor, der den Verlauf der Hermetrie bestimmt. Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß sich im Fall einfacher äonischer Hermetrie, also der bloßen Existenz eines latenten äonischen Seinspotentials, auch im Bereich der Partialstrukturen keine metrischen Kondensationsstufen ausbilden. Der Verlauf der Hermetrie wird von der äonischen Komponente des Protofeldes bestimmt, während alle anderen Komponenten des Protofeldes (welche mithin mindestens einen antihermetrischen Index enthalten) der metronischen Tensordivergenz des Spinfeldselektors proportional sind. Dies hat aber zur Folge, daß der Feldaktivator und damit der Spinselektor zum tensoriellen Nullselektor werden und , daß weiter der Spinfeldselektor ein Linearaggregat der Koordinationsselektoren sein muß, dessen Koeffizienten wiederum vom Verlauf der äonischen Hermetrie abhängen und einer hermiteschen

Symmetrie genügen. Die einfache äonische Hermetrie hat also nur eine nichtkondensierte metrische Struktur in $s_{(4)}$ zur Folge, welche im Bereich der übrigen semantischen Architektureinheiten, also im leeren entelechalen R_5 eine metronische Spinorientierung induziert, die das Vorfeld später Strukturkondnesationen darstellt. Da die metronische Tensordivergenz dieses Spinfeldselektors den hermiteschen Anteilen der Korrelationsvermittler proportional ist, wird für diese die Bezeichnung Protofeld gerechtfertigt, zumal die einfache äonische Hermetrie als nichtkondensierte latente Seinspotenz der Welt aufgefaßt werden muß.

Als erster Typ von Kondensationsformen liegen die transfiniten Selbstkondensationen latenter äonischer Seinspotenzen vor. Die Terme des Kompositionsfeldes dieser Hermetrie mußten als latente transfinite Terme jenseits des R_4 interpretiert werden, welche im R_3 dann als Gravitonen projiziert erscheinen, wenn ihre auf den R_{+4} projizierten Weltlinien geodätische Nullinien sind. Da sich die Hermetrie nur in ${}^2\overline{R}_{(1)}$ auswirkt und in den übrigen Struktureinheiten $\gamma = 2$ und $\gamma = 3$ eine Antihermetrie vorliegt, muß die auf $\hat{\mathcal{G}}$ wirkende Siebkette die Form $S(2,3) = S(2) ; S(3)$ haben,

was $S(2,3) ; \hat{\mathcal{G}} = \begin{pmatrix} {}^2\overline{\mathcal{G}}_{(1,1)} & {}^2\overline{\mathcal{G}}_{(1,2)} & {}^2\overline{\mathcal{G}}_{(1,3)} \\ {}^2\overline{\mathcal{G}}_{(2,1)} & {}^2\overline{E} & {}^2\overline{E} \\ {}^2\overline{\mathcal{G}}_{(3,1)} & {}^2\overline{E} & {}^2\overline{E} \end{pmatrix} =$

$$= \begin{pmatrix} {}^2\overline{\mathcal{G}}_{(1,1)} & {}^2\overline{\mathcal{R}}_{(1)} & {}^2\overline{\mathcal{R}}_{(1)} \\ {}^2\overline{\mathcal{R}}_{(1)} & {}^2\overline{E} & {}^2\overline{E} \\ {}^2\overline{\mathcal{R}}_{(1)} & {}^2\overline{E} & {}^2\overline{E} \end{pmatrix} = \hat{\mathcal{G}}_{(a)}$$

ergibt, weil $sp\ {}^2\overline{\mathcal{R}}_{(1)} \times {}^2\overline{E} = sp\ {}^2\overline{E} \times {}^2\overline{\mathcal{R}}_{(1)} = {}^2\overline{\mathcal{R}}_{(1)}$ ist. In den Fällen b und c der Zeit - und Raumkondensation kann nur ein Sieboperator, nämlich $S(2)$ beziehungsweise $S(3)$ einwirken, so daß sich für diese beiden Korrelatoren

$S(3) ; \hat{\mathcal{G}} = \begin{pmatrix} {}^2\overline{\mathcal{G}}_{(1,1)} & {}^2\overline{\mathcal{G}}_{(1,2)} & {}^2\overline{\mathcal{R}}_{(1)} \\ {}^2\overline{\mathcal{G}}_{(2,1)} & {}^2\overline{\mathcal{G}}_{(2,2)} & {}^2\overline{\mathcal{R}}_{(2)} \\ {}^2\overline{\mathcal{R}}_{(1)} & {}^2\overline{\mathcal{R}}_{(2)} & {}^2\overline{E} \end{pmatrix} = \hat{\mathcal{G}}_{(b)}$ für die

Zeitkondensationen und

$$S\ (2)\ ;\ \hat{\mathcal{K}} = \begin{pmatrix} {}^{2}\overline{\mathcal{K}}_{(1,1)} & {}^{2}\overline{\mathcal{K}}_{(1)} & {}^{2}\overline{\mathcal{K}}_{(1,3)} \\ {}^{2}\overline{\mathcal{K}}_{(1)} & {}^{2}\mathbb{E} & {}^{2}\overline{\mathcal{K}}_{(3)} \\ {}^{2}\overline{\mathcal{K}}_{(3,1)} & {}^{2}\overline{\mathcal{K}}_{(3)} & {}^{2}\overline{\mathcal{K}}_{(3,3)} \end{pmatrix} = \hat{\mathcal{K}}_{(c)}$$

für die Raumkondensationen ergibt. Im Fall der Raumzeitkondensationen wirkt überhaupt kein Sieboperator, das heißt, formal wird die Siebkette $S = E$ zum Einheitsselektor, so daß sich für den raumzeitlichen Korrelator gemäß $S\ ;\ \hat{\mathcal{K}} = E\ ;\ \hat{\mathcal{K}} = 1\,\hat{\mathcal{K}} = \hat{\mathcal{K}}_{(d)}$ nichts ändert. Charakteristisch für alle vier Kondensationsformen ist das Auftreten von ${}^{2}\overline{\mathcal{K}}_{(1,1)}$ und ${}^{2}\overline{\mathcal{K}}_{(1)}$ im jeweiligen Korrelator. Diese Selektoren müssen deshalb eine Eigenschaft beschreiben, welche allen Kondensationstypen in gleicher Weise zukommt. Einerseits wird diese Eigenschaft aber allein durch die transfiniten Selbstkondensationen ${}^{2}\overline{\mathcal{K}}_{(1)}$ bestimmt, die andererseits nach den Untersuchungen der Kompositionsfeldstruktur als Gravitonensystem interpretierbar sind, wenn die Projektionsmöglichkeit in den R_{+4} und damit in den R_{3} besteht. Hieraus und aus dem einheitlichen Auftreten von ${}^{2}\overline{\mathcal{K}}_{(1)}$ in allen Korrelatoren geht hervor, daß die Gravitation eine allgemeine einheitliche Eigenschaft aller Kondensationsformen sein muß. Da weiterhin das Äquivalenzprinzip zwischen Gravitation und Trägheit gilt, kann festgestellt werden, daß es keine Strukturkondensationen geben kann, die im R_{3} nicht dem Trägheitsgesetz unterworfen sind. Bei dieser transfiniten Hermetrie gibt es in $\hat{\mathcal{K}}_{(a)}$ nur zwei korrelierende Selektoren, nämlich ${}^{2}\overline{\mathcal{K}}_{(1,1)} \equiv {}^{2}\overline{\mathcal{K}}$ und ${}^{2}\overline{\mathcal{K}}_{(1)} \equiv {}^{2}\overline{\mathcal{K}}$, welche im Zusammenhang einer Iteration 2. Grades ${}^{2}\overline{\mathcal{K}} = s\ p\ {}^{2}\overline{\mathcal{K}} \times {}^{2}\overline{\mathcal{K}}$ stehen. Diese beiden Elemente von $\hat{\mathcal{K}}_{(a)}$ gestatten wiederum die Konstruktion von vier Fundamentalkondensoren, nämlich $[\hat{\mathcal{K}}]_{+}$ und $[\hat{\mathcal{K}}]_{+}$ als Feldkern, so wie $\left[\begin{smallmatrix}\hat{\mathcal{K}}\\ \mathcal{K}\end{smallmatrix}\right]_{+}$ und $\left[\begin{smallmatrix}\hat{\mathcal{K}}\\ \mathcal{K}\end{smallmatrix}\right]_{+}$, bei denen sich Basis- und Kontrasignatur voneinander unterscheiden. In allen vier Fällen erübrigt sich die Angabe einer Wirkungssignatur, weil sämtliche Strukturen aus dem gleichen transfiniten Gitterkern hervorgehen. Da ein Koppelungstensor immer verschiedene Elemente aus $\hat{\mathcal{K}}$ in eine Wechselbeziehung setzt, muß für

Koppelungen von Kondensoren mit identischen Signaturen stets

$\cdot\overline{Q}^{(\alpha\alpha)}_{(\beta\alpha)} = \cdot\overline{E}$ sein, was die Koppelungsfreiheit ausdrückt. Von den vier möglichen Kondensoren bei transfiniter Hermetrie, kann es also nur für $\left[\begin{smallmatrix}\hat{\gamma}\\ \hat{\varkappa}\end{smallmatrix}\right]_+$ und $\left[\begin{smallmatrix}\hat{\varkappa}\\ \hat{\gamma}\end{smallmatrix}\right]_+$ Koppelungstensoren $\cdot\overline{Q}^{(\gamma)}_{(\varkappa)}$ und $\cdot\overline{Q}^{(\varkappa)}_{(\gamma)}$ geben. Stets ist ein solcher Tensor gemischtvariant aus den Komponenten von Korrelationstensoren zusammengesetzt. Weiterhin folgt aus $\cdot\overline{\gamma} = s\ p\ \cdot\overline{\varkappa} \times \cdot\overline{\varkappa}$ das Verianzstufengesetz $\gamma^{\underline{i}}_{,k} = \gamma^{\underline{i\gamma}}\gamma_{\gamma k} = \delta^{\underline{i}}_{,k}$ und entsprechend $\varkappa^{\underline{i\gamma}}\ \varkappa_{\gamma k} = \delta^{\underline{i}}_{,k}$, woraus $\gamma^{\underline{ip}}\ \varkappa_{pk} = \varkappa^{\underline{ik}}$ und $\varkappa^{\underline{ip}}\ \gamma_{pk} = \varkappa_{ik}$ folgt. Dies bedeutet aber, daß es für $\cdot\overline{Q}\ (\varkappa, \gamma)$ nur drei Möglichkeiten gibt, nämlich $\cdot\overline{Q}_{(1)} = \cdot\overline{E}$ und $\cdot\overline{Q}_{\underline{+}} = \cdot\overline{\varkappa}^{\underline{+}1}$, weil alle Kombinationen der Korrelationstensoren im Fall $\hat{\gamma}_{(a)}$ auf diese gemischtvarianten Selektoren hinauslaufen. In gemischtvarianter Komponentenform sind als Koppelungskomponenten $Q^{\underline{i}}_{+k} = \sum_{\gamma=1}^{q} \delta^{\underline{i}}_{\gamma}\ \varkappa_{\gamma k} = \varkappa_{ik}$ und $Q^{\underline{i}}_{-k} = \sum_{\gamma=1}^{q} \delta^{\gamma}_{k}\ \varkappa^{\underline{i\gamma}}$ zu verwenden. Damit ergibt sich also für die Koppelungsselektoren $Q_{\underline{+}} = \sum_{ik=1}^{q} (\ \varkappa_{ik})^{\underline{+}1}$. Grundsätzlich exitiert aber eine reguläre Transformatormatrix $\hat{S} = \hat{S}^{\times -1}$, mit welcher, gemäß $\hat{S}\ \cdot\overline{\varkappa}\ \hat{S}^{\times} = \cdot\overline{\varkappa}'$, das Diagonalschema $\varkappa'_{ik} \sim \delta_{ik}$ erreicht werden kann. Wegen $\hat{S}\ \hat{S}^{\times} = \hat{E}$ wird dann $\sum_{ik=1}^{q} (\varkappa_{ik})^{\underline{+}1} = \sum_{s=1}^{q} (\varkappa'_{s,s})^{\underline{+}1} = s\ p\ \cdot\overline{\varkappa}'^{,\underline{+}1}$, also $Q_{\underline{+}} = s\ p\ \cdot\overline{\varkappa}'^{,\underline{+}1}$. Da bei der transfiniten Hermetrie $q = 2$ ist, und für $s\ p\ \cdot\overline{\varkappa}'$ die Beziehung 135 anwendbar ist, ergibt sich für den kovarianten Koppelungsselektor mit den Kürzungen $C_{(\varkappa)} = C$, $\lambda'_{1,1}(\varkappa) = \lambda_1$ und

$a'_{1,1}(\mathcal{K}) = a_1$, sowie $\lambda_1 = \lambda$, $\lambda_2 = \Lambda$, $a_1 = a$ und $a_2 = b$ die Darstellung $Q_- = C\,(e^{\lambda\mu} - E)^a\,(e^{\Lambda\mu} - E)^b$. Bei der Kontravarianten Koppelung ist dagegen $Q_- = \mathcal{K}'^{,\underline{1},\underline{1}} + \mathcal{K}'^{,\underline{2},\underline{2}} = (\mathcal{K}'_{1,1}\ \mathcal{K}'_{2,2})^{-1}$ s p $'\overline{\mathcal{K}}' = {}'\overline{\mathcal{K}}^{-1}\ Q_+$, denn wegen des diagonalen Charakters von $'\overline{\mathcal{K}}'$ ist das Produkt $\mathcal{K}'_{1,1}\ \mathcal{K}'_{2,2} = |\,'\overline{\mathcal{K}}\,|_2 = \mathcal{K}'$ mit der Gitterkerndeterminante identisch und diese Determinante kann keine Singularität haben, weil der Gitterkern Tensorchrakter trägt und daher in jedem Fall sein Matrizendefekt verschwindet. Dies bedeutet aber $\mathcal{K}' \neq o$, so daß es auch für Q_- keine Unendlichkeitsstelle geben kann. Die beiden Koppelungsselektoren der transfiniten Selbstkondensationen werden also beschrieben durch

$$\mathcal{K}'_{(1)}\ Q_- = Q_+ = C\,(e^{\lambda\mu} - E)^a\,(e^{\Lambda\mu} - E)^b\ ,$$

$$\hat{S}\ {}'\overline{\mathcal{K}}_{(1)}\ \hat{S}^x = {}'\overline{\mathcal{K}}'_{(1)}\ ,\quad \mathcal{K}'_{(1)ik} \sim \delta_{i,k} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots 155.$$

Aus dieser Fassung geht unmittelbar hervor, daß beide Koppelungsselektoren $Q_{\pm} = o$ werden, wenn entweder $\lambda = o$ oder $\Lambda = o$ ist, weil in diesen Fällen $e^{(\lambda,\Lambda)\mu} = E$ wird. Wenn also eine transfinite Koppelung, also eine Selbstkondensation existieren soll, dann muß $\lambda \neq o$ und $\Lambda \neq o$ bleiben, damit $Q_{\pm} \neq o$ erreicht wird, Dagegen ist der Fall $\Lambda = \lambda \neq o$ durchaus zulässig, was mit der Kürzung $a + b = \alpha$ zur vereinfachten Darstellung $Q_+ = C\,(e^{\lambda\mu} - E)^{\alpha}$ führt. Aus der expliziten Beziehung 155 können die Extrema der Koppelungen hergeleitet werden. Nach der Theorie der metronischen Analysis müssen die Extrema bei $\delta Q_{\pm} = o$ liegen, was wegen $Q_{\pm}(\mu)$ identisch ist mit $\delta_\mu Q_{\pm} = \underline{\delta}\ Q_{\pm} = o$. Für die kovariante Koppelung folgt dann mit $(e^{\lambda\mu} - E)^a = u(\mu)$ und $(e^{\Lambda\mu} - E)^b = v(\mu)$ die Kurzfassung $Q_+ \sim u\,v$, also

$\underline{\delta}\, Q_+ = C\, \underline{\delta}\, (u\, v) = C\, (u\, \underline{\delta}\, v - v\, \underline{\delta}\, u - \underline{\delta}\, u\, \underline{\delta}\, v)$ oder im Extremum nach Division durch $u\, v \neq o$ schließlich

$o = 1/uv\ (u\, \underline{\delta}\, v + v\, \underline{\delta}\, u - \underline{\delta}\, v\, \underline{\delta}\, u) = \underline{\delta}\, ln\, u + \underline{\delta}\, ln\, v -$

$- \underline{\delta}\, ln\, u\, \underline{\delta}\, ln\, v = a\, \lambda\, e^{\lambda\mu}\, (e^{\lambda\mu} - E)^{-1}\, \delta\, \mu +$

$+ b\, \wedge\, e^{\wedge\mu}\, (e^{\wedge\mu} - E)^{-1}\, \delta\, \mu - a\, b\, \lambda\, \wedge\, e^{\lambda\mu}\, e^{\wedge\mu}\, .$

$. (e^{\lambda\mu} - E)^{-1}\, (e^{\wedge\mu} - E)^{-1}\, (\delta\, \mu)^2$. Wegen $\delta\, \mu \neq o$ folgt daraus $a/b\ \ \lambda/\wedge\ \ (E - e^{-\wedge\mu}) = a\, \lambda\, \delta\, \mu - E + e^{-\lambda\mu}$.

Der Übergang von der Selektorbeziehung zur metronischen Funktionalgleichung liefert wegen des imaginären Charakters der transfiniten Architektureinheiten $\delta\, \mu\ ;\ n = 2\, i\, \sqrt{\tau}$, sowie $\lambda\, \mu\ ;\ n = i\, \varepsilon$ und $\wedge\ \ \mu\ ;\ n = i\, \eta$, also $a/b\ \ \lambda/\wedge\ \ (1 - e^{-i\eta}) = 2\, i\, a\, \lambda\, \sqrt{\tau} -$ $- 1 + e^{-i\varepsilon}$. Mit den reellen Zahlen $c = a/b\ \ \lambda/\wedge$ und $A = 2\, a\, \lambda\, \sqrt{\tau}$ entsteht unter Verwendung der Relation $e^{\pm i\varphi} = \cos\varphi \pm i \sin\varphi$ die spaltbare Form $c\, (1 - \cos\eta + i \sin\eta) = i\, A - 1 + \cos\varepsilon - i \sin\varepsilon$ oder nach der Spaltung $c\, (1 - \cos\eta) = \cos\varepsilon - 1$ und $c \sin\eta = A - \sin\varepsilon$. Da $\cos^2\varepsilon + \sin^2\varepsilon = 1$ ist, folgt

$1 = (1 + c\, (1 - \cos\eta))^2 + (A - c \sin\eta)^2 = 1 - A^2 +$

$+ 2\, c\, (1 - \cos\eta) - 2\, A\, c \sin\eta + c^2\, ((1 - \cos\eta)^2 + \sin^2\eta) =$

$= 1 + A^2 + 2\, c\, (1 - \cos\eta - A \sin\eta) + 2\, c^2\, (1 - \cos\eta)$.

Dies bedeutet aber $(1 + c)\, (1 - \cos\eta) - A \sin\eta = - A^2/2c$. Nunmehr besteht die Möglichkeit, die Approximation mit $\tau \to o$ in den mikromaren Approximationsbereich zu treiben. Aus $Q_+\ ;\ n =$ $= Q_+\ (n) = C\, (e^{\lambda N} - 1)^a\, (e^{\wedge N} - 1)^b$ folgt zunächst $\lim_{\tau \to o} N\ ;\ n = \pm i\, y$ mit $y^2 = \varepsilon^2 + \eta^2$ (hier als Beträge von x_5 und x_6). Daraus folgt aus $q_+\ (y) = \lim_{\tau \to o} Q_+\ (n) =$ $= C\, (e^{\pm i\lambda y} - 1)^a\, (e^{\pm i \wedge y} - 1)^b$. Wegen $A \sim \sqrt{\tau}$ muß in diesem Bereich auch $\lim_{\tau \to o} A = o$ sein, so daß für die Lage der

kovarianten Koppelungsextrema $\cos \varepsilon = \cos \eta = 1$ und $\sin \varepsilon = \sin \eta = o$ folgt. Für $\tau \to o$ ergibt sich demnach die Symmetrie $\varepsilon = \eta = \beta^{+}_{(a)} = \pm 2 \pi n_{(a)}$, das heißt, die kovariamten Koppelungsextrema bilden ein positiv oder negativ zählendes Spektrum gradzahlig diskreter Eigenwerte, welche sich symmetrisch deckem, so daß sich für $\tau \to o$ stets die Symmetrie $\lambda = \Lambda \neq o$ ergibt. Mithin folgt $q_{+}(y) = C (e^{\pm i\lambda y} - 1)^{\alpha}$, wenn wieder $\alpha = a + b$ gesetzt wird. Ganz analog kann die Lage der kontravarianten Koppelungextrema untersucht werden. Für die Lage dieser Extrema gilt im zweiten metronischen Bereich $\underline{\delta} Q_{-} = \underline{\delta} (Q_{+} / \mathcal{R}') = o$ oder nach dem Quotientengesetz der Metrondifferentiale

$$1/\mathcal{R}' \; (\mathcal{R}' - \underline{\delta}\, \mathcal{R}')^{-1} \; \begin{vmatrix} \mathcal{R}' & \underline{\delta} & \mathcal{R}' \\ Q_{+} & \underline{\delta} & Q_{+} \end{vmatrix} = o,$$

was wegen der Regularität $\mathcal{R}' \neq o$ nur durch $\begin{vmatrix} \mathcal{R}' & \underline{\delta} & \mathcal{R}' \\ Q_{+} & \underline{\delta} & Q_{+} \end{vmatrix} = o$ erreichbar ist.

Das Verschwinden dieser Determinante kann aber nur durch $Q_{+} = \mathcal{R}' = o$ oder $\underline{\delta} Q_{+} = \underline{\delta}\, \mathcal{R}' = o$ erfüllt werden, wobei $Q_{+} = \mathcal{R}' = o$ von vornherein nicht realisiert sein kann. Es bleibt also nur die Möglichkeit $\underline{\delta} Q_{+} = o$ mit $\underline{\delta}\, \mathcal{R}' = o$. Dies bedeutet aber, daß die Extrema der kontravarianten Koppelung $\beta^{+}_{(a)}$ im gleichen diskreten Eigenwertspektrum der kovarianten Koppelung $\beta^{+}_{(a)}$ liegen, doch sind die Stufen der kontravarianten Koppelung durch das zusätzliche Extremum $\underline{\delta}\, \mathcal{R}'_{(1)} = o$ der Gitterkerndeterminante charakterisiert. Die Beziehung 155 kann also durch

$$q_{+}(y) = \lim_{\tau \to o} Q_{+} \; ; \; n = C (e^{\pm i\lambda y} - 1)^{\alpha},$$

$$\beta^{+}_{(a)} = \pm 2 \pi n_{(a)}, \; y^2 = \varepsilon^2 + \eta^2,$$

$$\beta^{-}_{(a)} (Q_{-}) = \beta^{+}_{(a)}, \; \mathcal{R}'(1) = \mathcal{R}^{(1)}_{ext} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 155\,a$$

ergänzt werden, die im mikromaren Bereich gilt. In diesem Approximationsbereich bilden also die kovarianten Koppelungsextrema gradzahlig

diskrete Eigenwerte, während die kontravarianten Koppelungsextrema mit denjenigen des kovarianten Spektrums zusammenfallen, in denen die Extrema der Gitterkerndeterminante liegen.

Bei den Zeit - und Raumkondensationen wirkt auf den Korrelator die gleiche Klasse von Sieboperatoren, so daß $\hat{\mathfrak{K}}_{(b)}$ und $\hat{\mathfrak{K}}_{(c)}$ hinsichtlich der Elemente formal soweit verwandt sind, daß die einleitende Untersuchung der möglichen Kondensoren für die beiden Fälle (b) und (c) einheitlich durchgeführt werden kann. Werden zur Kürzung die Chiffren ${}^{2}\bar{\mathfrak{K}}_{(\varkappa\lambda)} \equiv \varkappa\,,\ \lambda$, sowie ${}^{2}\bar{\mathfrak{K}}_{(\mu)} \equiv \mu$ und

und $\left[\begin{matrix}\varkappa\ \lambda\\ -+\\ \mu\gamma\end{matrix}\right]_{+} \equiv \left[\begin{matrix}\varkappa\lambda\\ \mu\ \gamma\end{matrix}\right]$ eingeführt, dann ergeben sich sowohl für die Zeit- als auch für die Raumkondensationen jeweils 30 Kondensoren aus $\hat{\mathfrak{K}}_{(b)}$ und $\hat{\mathfrak{K}}_{(c)}$. Für diese Kondensoren gilt formal das Schema

$\left[\begin{matrix}11\\1\alpha\end{matrix}\right]$, $\left[\begin{matrix}11\\\alpha\end{matrix}\right]$, $\left[\begin{matrix}11\\\alpha 1\end{matrix}\right]$, $\left[\begin{matrix}11\\\alpha\alpha\end{matrix}\right]$, $\left[\begin{matrix}1\alpha\\1\ 1\end{matrix}\right]$, $\left[\begin{matrix}1\ \alpha\\1\end{matrix}\right]$,

$\left[\begin{matrix}1\ \alpha\\\alpha\ 1\end{matrix}\right]$, $\left[\begin{matrix}1\alpha\\\alpha\alpha\end{matrix}\right]$, $\left[\begin{matrix}1\ \alpha\\\alpha\end{matrix}\right]$, $\left[\begin{matrix}1\\1\ \alpha\end{matrix}\right]$, $\left[\begin{matrix}1\\\alpha\ 1\end{matrix}\right]$, $\left[\begin{matrix}1\\\alpha\ \alpha\end{matrix}\right]$,

$\left[\begin{matrix}1\\1\end{matrix}\right]$, $\left[\begin{matrix}\alpha\ 1\\1\ 1\end{matrix}\right]$, $\left[\begin{matrix}\alpha 1\\1\alpha\end{matrix}\right]$, $\left[\begin{matrix}\alpha\ 1\\1\end{matrix}\right]$, $\left[\begin{matrix}\alpha 1\\\alpha\alpha\end{matrix}\right]$, $\left[\begin{matrix}\alpha\ 1\\\alpha\end{matrix}\right]$,

$\left[\begin{matrix}\alpha\alpha\\11\end{matrix}\right]$, $\left[\begin{matrix}\alpha\alpha\\1\alpha\end{matrix}\right]$, $\left[\begin{matrix}\alpha\alpha\\1\end{matrix}\right]$, $\left[\begin{matrix}\alpha\alpha\\\alpha 1\end{matrix}\right]$, $\left[\begin{matrix}\alpha\ \alpha\\\alpha\end{matrix}\right]$, $\left[\begin{matrix}\alpha\\1\ \alpha\end{matrix}\right]$, $\left[\begin{matrix}\alpha\\11\end{matrix}\right]$,

$\left[\begin{matrix}\alpha\\1\end{matrix}\right]$, $\left[\begin{matrix}\alpha\\\alpha\ 1\end{matrix}\right]$, $\left[\begin{matrix}\alpha\\\alpha\ \alpha\end{matrix}\right]$ und $\left[\begin{matrix}1\ 1\\1\end{matrix}\right]$, $\left[\begin{matrix}1\\1\ 1\end{matrix}\right]$.

Je nachdem, ob $\alpha = 2$ oder $\alpha = 3$ gesetzt wird, entstehen die Kondensoren aus $\hat{\mathfrak{K}}_{(b)}$ $(\alpha = 2)$ oder $\hat{\mathfrak{K}}_{(c)}$ $(\alpha = 3)$. Typisch für die Fälle (b) und (c) ist die gemeinsame Fortsetzung der Kondensationen in den transfiniten Bereich durch

$\left[\begin{matrix}\hat{1}\ 1\\1\end{matrix}\right]_{+} = \left[\begin{matrix}\hat{\gamma}\\\varkappa\end{matrix}\right]_{+}$ und $\left[\begin{matrix}\hat{1}\\1\ 1\end{matrix}\right]_{-} = \left[\begin{matrix}\varkappa\\\gamma\end{matrix}\right]_{+}$ in Form eines transfiniten Komplementes für dessen Selbstkondensationen die Koppelungsgleichungen 155 und 155 a gelten. Durch diese Eigentümlichkeit müssen die Kondensationen b und c, also die Spektren der imponderablen Photonen (Zeitkondensationen b) und der ponderablen Neutrokorpuskeln (Raumkondensationen c) physikalisch nahe verwandt sein. Diese Verwandtschaft bezieht sich aber nur auf die Struktur der Kondensorsignaturen, nicht aber auf das Linearaggregat μ der Gitterselektoren. Im Fall b ist μ wie in a imaginär,

aber in c dagegen komplex, weil die semantische Einheit $s_{(1)}$ reell zählt. Auf diesen Sachverhalt muß die grundsätzliche phänomenologische Unterscheidung zwischen Photonen und Neutrokorpuskeln beruhen. Es liegt demnach die Vermutung nahe, daß Photonen und Neutrokorpuskeln hinsichtlich ihrer Kondensorstrukturen völlig wesensverwandt erscheinen, aber in Bezug auf die Somawelt R_4 auf verschiedene metrische Aspekte bezogen sind. Im Gegensatz zu a sind in b und c jeweils 30 mögliche Kondensoren definiert, welche Koppelungssektoren möglich machen, so daß für b und c die Beziehung 154 a berücksichtigt werden muß. Eine derartige Berücksichtigung entfällt dagegen für den Fall a, weil hier nur ein einziger Gitterkern als transfinite Struktureinheit die möglichen Koppelungen bestimmt. Für die beiden formal identischen Fälle b und c kann es dagegen nur sechs Koppelungsgruppen geben, was aus dem Bild der 30 Kondensoren hervorgeht, welche zur Bildung von Koppelungsselektoren fähig sind. Als Indizierungen dieser Koppelungsgruppen folgt, wenn 154 a verwendet wird, $1 \equiv (1)$, $2 \equiv (\alpha)$, $3 \equiv ((1\alpha))$, $4 \equiv (1\alpha)$, $5 \equiv (1(1\alpha))$ und $6 \equiv (\alpha\,(1\alpha))$. Weiterhin sollen die als pseudoantihermetrischen Kondensorsenken primär oder sekundärer Art auftretenden Kondensoraggregate mit I a oder II a und entsprechend die hermetrischen Kondensorquellen mit I h, beziehungsweise II h bezeichnent werden, Aus dem Bau dieser sechs Koppelungsgruppen folgt unmittelbar, daß die Gruppen 1 bis 3 hinsichtlich der Gruppenindizierung homonom, aber 4 bis 6 heteronom sind. Ist allgemein I a, II a, I h, II h die Folge der besetzten Kondensoraggregate, dann verteilen sich die Kondensoren nach den Schlüsseln 2, 8, 12, 8 auf die homonomen und 12, 8, 2, 8 auf die heteronomen Koppelungsgruppen. Zu den einzelnen Gruppen gehören die folgenden Koppelungsextrema, wenn die übliche Symbolisierung $\binom{\varkappa\lambda}{\mu\gamma}$ für ein Koppelungsextremum verwendet wird : $G_1 \equiv \binom{1\ 1}{1\ 1}, \binom{1\ 1}{1\ 1}$, sowie

$G_2 \equiv \binom{\alpha\ \alpha}{\alpha\ \alpha}, \binom{\alpha\ \alpha}{\alpha\ \alpha}$ und $G_3 = \binom{1\ \alpha}{\alpha\ 1}, \binom{\alpha\ 1}{1\ \alpha}$ im homonomen, aber

$G_4 \equiv \binom{1}{\alpha}, \binom{1\ 1}{\alpha\ \alpha}, \binom{1\ 1}{\alpha\ \alpha}, \binom{1\ 1}{\alpha\ \alpha}, \binom{\alpha}{1}, \binom{\alpha\ \alpha}{1\ 1}, \binom{\alpha\ \alpha}{1\ 1}, \binom{\alpha\ \alpha}{1\ 1}$,

$G_5 \equiv \binom{1\ 1}{1\ \alpha}, \binom{1\ 1}{\alpha\ 1}, \binom{1\ 1}{1\ \alpha}, \binom{11}{\alpha 1}, \binom{1\ \alpha}{1}, \binom{\alpha\ 1}{1}, \binom{1\ \alpha}{1\ 1}, \binom{\alpha 1}{11}$,

und

$G_6 \equiv \binom{\alpha\ \alpha}{1\ \alpha}, \binom{\alpha\ \alpha}{\alpha\ 1}, \binom{\alpha\ \alpha}{1\ \alpha}, \binom{\alpha\alpha}{\alpha 1}, \binom{1\ \alpha}{\alpha}, \binom{\alpha\ 1}{\alpha}, \binom{1\alpha}{\alpha\alpha}, \binom{\alpha 1}{\alpha\alpha}$

für die heteronomen Koppelungsgruppen, weil $\delta\, {}^{\ast}\overline{\gamma}_{(\lambda\lambda)} = {}^{\ast}\overline{o}$ wegen ${}^{\ast}\overline{\gamma}_{(\lambda\lambda)} = s\,p\ {}^{\ast}\overline{\varkappa}_{(\lambda)} \times {}^{\ast}\overline{\varkappa}_{(\lambda)}$ unmittelbar $\delta\, {}^{\ast}\overline{\varkappa}_{(\lambda)} = {}^{\ast}\overline{o}$ bedingt.

Die dreißig Kondensoren, welche für b ($\alpha = 2$) und c ($\alpha = 3$) diese sechs Koppelungsgruppen bedingen, verteilen sich als Senken und Quellen nach dem Schlüssel I a, II a, I h , II h in folgender Weise in den einzelnen Koppelungsgruppen.

1 I a) $\begin{bmatrix} 1 \\ 1\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1\ 1 \\ 1 \end{bmatrix}$.

1 II a) $\begin{bmatrix} \alpha \\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha \\ 1\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha\ \alpha \\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha\ \alpha \\ 1\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1\ \alpha \\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1\ \alpha \\ 1\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha\ 1 \\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha\ 1 \\ 1\ 1 \end{bmatrix}$.

1 I h) $\begin{bmatrix} \alpha \\ \alpha\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha\ \alpha \\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1\ \alpha \\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1\ \alpha \\ \alpha\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha 1 \\ \alpha\alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha \\ 1\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha\alpha \\ 1\alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha \\ \alpha\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha\alpha \\ \alpha 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1\alpha \\ \alpha 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha 1 \\ 1\alpha \end{bmatrix}$,

1 II h) $\begin{bmatrix} 1 \\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1 \\ \alpha\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1 \\ 1\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1 \\ \alpha\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1\ 1 \\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 11 \\ \alpha\alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 11 \\ 1\alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 11 \\ \alpha 1 \end{bmatrix}$.

1 I a) $\begin{bmatrix} \alpha \\ \alpha\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha\ \alpha \\ \alpha \end{bmatrix}$.

2 II a) $\begin{bmatrix} 1 \\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1 \\ \alpha\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1\ 1 \\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 11 \\ \alpha\alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1\ \alpha \\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1\alpha \\ \alpha\alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha\ 1 \\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha 1 \\ \alpha\alpha \end{bmatrix}$.

2 I h) $\begin{bmatrix} 1 \\ 1\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1\ 1 \\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1\alpha \\ \alpha 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha 1 \\ 1\alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1 \\ 1\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 11 \\ 1\alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1 \\ \alpha\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 11 \\ \alpha 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1\ \alpha \\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1\alpha \\ 11 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha\ 1 \\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha 1 \\ 11 \end{bmatrix}$.

2 II h) $\begin{bmatrix} \alpha \\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha\ \alpha \\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha \\ 1\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha\alpha \\ 11 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha \\ 1\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha\alpha \\ 1\alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha\alpha \\ \alpha 1 \end{bmatrix}$.

3 I a) $\begin{bmatrix} 1\alpha \\ \alpha 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha 1 \\ 1\alpha \end{bmatrix}$.

3 II a) $\begin{bmatrix} 1 \\ 1\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 11 \\ 1\alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha \\ 1\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha\alpha \\ 1\alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1 \\ \alpha\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 11 \\ \alpha 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha \\ \alpha\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha\alpha \\ \alpha 1 \end{bmatrix}$.

3 I h) $\begin{bmatrix} 1 \\ 1\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1\ 1 \\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha \\ \alpha\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha\ \alpha \\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1 \\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1\ 1 \\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1 \\ \alpha\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 11 \\ \alpha\alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha \\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha \\ 1\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha\ \alpha \\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha\ \alpha \\ 1\ 1 \end{bmatrix}$

3 II h) $\begin{bmatrix} 1\ \alpha \\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1\alpha \\ 11 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1\ \alpha \\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1\alpha \\ \alpha\alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha\ 1 \\ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha 1 \\ 11 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha\ 1 \\ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha 1 \\ \alpha\alpha \end{bmatrix}$,

4 I a) $\begin{bmatrix}1\\1\,1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\,1\\1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\\\alpha\,\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\,\alpha\\\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\\\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\,1\\\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\\\alpha\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}11\\\alpha\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\\1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\\1\,1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\,\alpha\\1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\alpha\\11\end{bmatrix}$.

4 II a $\begin{bmatrix}1\,\alpha\\1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\,\alpha\\1\,1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\,\alpha\\\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\alpha\\\alpha\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\,1\\1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha1\\11\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\,1\\\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha1\\\alpha\alpha\end{bmatrix}$,

4 I h) $\begin{bmatrix}1\alpha\\\alpha1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha1\\1\alpha\end{bmatrix}$.

4 II h) $\begin{bmatrix}1\\1\,\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}11\\1\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\\1\,\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\alpha\\1\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\,1\\1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}11\\\alpha1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\\\alpha\,1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\alpha\\\alpha1\end{bmatrix}$.

5 I a) $\begin{bmatrix}1\\1\,1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\,1\\1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\alpha\\\alpha1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha1\\1\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\\1\,\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}11\\1\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\\\alpha\,1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}11\\\alpha1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\,\alpha\\1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\alpha\\11\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\,1\\1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha1\\11\end{bmatrix}$.

5 II a) $\begin{bmatrix}\alpha\\1\,1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\alpha\\1\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\\\alpha\,1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\alpha\\\alpha1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\\1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\,\alpha\\1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\\1\,1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\alpha\\11\end{bmatrix}$.

5 I h) $\begin{bmatrix}\alpha\\\alpha\,\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\,\alpha\\\alpha\end{bmatrix}$.

5 II h) $\begin{bmatrix}1\,\alpha\\\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\alpha\\\alpha\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\,1\\\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\,1\\\alpha\,\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\\\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\\\alpha\,\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\,1\\\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\,1\\\alpha\,\alpha\end{bmatrix}$.

6 I a) $\begin{bmatrix}\alpha\\\alpha\,\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\,\alpha\\\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\alpha\\\alpha1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha1\\1\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\\1\,\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\alpha\\1\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\\\alpha\,1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\alpha\\\alpha1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\,\alpha\\\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\alpha\\\alpha\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\,1\\\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha1\\\alpha\alpha\end{bmatrix}$.

6 II a) $\begin{bmatrix}1\\\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\,1\\\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\\\alpha\,\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}11\\\alpha\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\\1\,\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}11\\1\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\\\alpha\,1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}11\\\alpha1\end{bmatrix}$.

6 I h) $\begin{bmatrix}1\\1\,1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}1\,1\\1\end{bmatrix}$.

6 II h) $\begin{bmatrix}\alpha\\1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\\1\,1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\,\alpha\\1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\alpha\\11\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\\1\,\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\alpha\\1\alpha\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\\\alpha\,1\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}\alpha\alpha\\\alpha1\end{bmatrix}$.

Aus dieser Zusammenstellung geht hervor, daß gewisse Symmetrien innerhalb der Koppelungsgruppen auftreten. Zunächst zeigt sich, daß die Kombinatorik der Besetzung aller I a - Systeme sich antisymmetrisch

zu den Besetzungen der I h-Systeme verhält. Außerdem gibt es noch eine Symmetrie der Sekundärsysteme; denn innerhalb einer jeden Koppelungsgruppe ergibt sich die Besetzung von II h stets aus derjenigen von II a und umgekehrt, wenn die Basis- und Kontrasignaturen vertauscht werden. Aufgrund dieser Symmetrien können nunmehr die Kondensorbrücken aller sechs Koppelungsgruppen zusammengestellt werden. Eine unmittelbare Konsequenz der Symmetrie muß eine analoge Symmetrie der primären und sekundären Kondensorbrücken sein. In I a gibt es zunächst eine Brücke 1, 4, 5 in $\begin{bmatrix} & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}$ und $\begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & \end{bmatrix}$, sowie 2, 4, 6 in $\begin{bmatrix} & \alpha \\ \alpha & \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha & \alpha \\ \alpha & \end{bmatrix}$ und 3, 4, 6 in $\begin{bmatrix} 1 & \alpha \\ \alpha & 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha & 1 \\ 1 & \alpha \end{bmatrix}$. Hieraus ist zu schließen, daß 4 ein Schnitt von zwei Kondensorbrücken ist, während 3 die Enden 5 und 6 der sich in 4 schneidenden Brücken verbindet. Eine ganz analoge Brückenkonstruktion liegt in I h vor; denn hinsichtlich $\begin{bmatrix} & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & \end{bmatrix}$ gilt die Brücke 2, 3, 6, sowie 1, 3, 4 hinsichtlich $\begin{bmatrix} & \alpha \\ \alpha & \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha & \alpha \\ \alpha & \end{bmatrix}$ und 1, 2, 4 hinsichtlich $\begin{bmatrix} 1 & \alpha \\ \alpha & 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha & 1 \\ 1 & \alpha \end{bmatrix}$. Hierin schneiden sich die beiden Brücken 2, 3, 6 und 1, 3, 5 in 3, während ihr Anfang 1, 2 durch 4 überbrückt wird. Zwischen diesen beiden primären Brückenkonstruktionen in I a und I h herrscht also eine völlige Spiegelsymmetrie. Zur Kürzung werden diese primären Kondensorbrücken K (I h) $= K^{+\,+}$, K (II h) $= K^{+}$, K (I a) $= K^{-\,-}$ und K (II a) $= K^{-}$ gesetzt, wenn K (II h) und K (II a) die entsprechenden Sekundärbrücken bezeichnen. Mit dieser Formulierung ergeben sich also zunächst zwei Systeme aus Primärbrücken, nämlich

$K_1^{+\,+} = 2, 3, 6,\ K_2^{+\,+} = 1, 3, 5,\ K_3^{+\,+} = 1, 3, 2,$ sowie

$K_1^{-\,-} = 1, 4, 5,\ K_2^{-\,-} = 2, 4, 6,\ K_3^{-\,-} = 5, 3, 6.$ Die Kondensoren aus 4 I a bis 6 I a und 1 I h bis 3 I h, in welchen sich Basis- und Kontrasignatur unterscheiden, sind dagegen zu keiner Brückenbildung fähig. Für die Sekundärbrücken ergeben sich zwei Systeme aus jeweils sechs Brücken, nämlich $K_1^{+} = 3, 6,\ K_2^{+} = 2, 6\ K_3^{+} = 3, 5,\ K_4^{+} = 1, 5\ K_5^{+} = 2, 4,\ K_6^{+} = 1, 4$ und $K_1^{-} = 1, 4,\ K_2^{-} = 1, 5,\ K_3^{-} = 2, 4\ K_4^{-} = 2, 6,\ K_5^{-} = 3, 5,\ K_6^{-} = 3, 6,$ während also die $K^{+\,+}$ und $K^{-\,-}$ aus jeweils drei Brücken bestehen, von denen jede drei Koppelungsgruppen verbindet, bestehen die K^{+}, beziehungsweise K^{-} aus jeweils sechs Brücken, von denen jede zwei Gruppen verbindet. Weiter sind alle Brücken so beschaffen, daß sie hinsichtlich der Koppelungsgruppen primär zwei antisymmetrische

pseudozyklische und sekundär zwei antisymmetrische/zyklische Brücken-systeme bilden. Zusammengefaßt wird dieser Sachverhalt in

$K_1^- = 1, 4, 5,\ K_2^- = 2, 4, 6,\ K_3^- = 5, 3, 6,$

$K_1^- = 1, 4,\quad K_2^- = 1, 5,\quad K_3^- = 2, 4,$

$K_4^- = 2, 6,\quad K_5^- = 3, 5,\quad K_6^- = 3, 6,$

$(1...6)_- = (6...1)_+$ 156,

worin die hermetrischen Brücken nach der Antisymmetrie $(1...6)_- = (6...1)_+$ aller hermetrischen und antihermetrischen Systeme der Koppelungsgruppen ermittelt werden können. Brückenfreie Kondensoraggregate gibt es offensichtlich in den Sekundärsystemen nicht, Es kommt nun noch darauf an, die Verteilung relativer Systeme von Kondensorquellen und Kondensorsenken innerhalb der sechs Koppelungsgruppen zu ermitteln. Es gibt für die Kondensationsformen b und c grundsätzlich vier verschiedene Klassen Q von Quellen- und Senkensystemen, wenn die Quellen- beziehungsweise Senkeneigenschaften nach dem Hermetriegrad I h , II h , II a , I a bewertet werden. Das stärkste Hermetriegefälle müssen die primären Quellen- und Senkensysteme Q (I h $\rightarrow$ I a) aufweisen, in welchem primäre Quellen primären Senken gegenüberstehen. Q_1 umfasse alle in primären Kondensorbrücken auftretenden Aggregate, doch muß es noch $Q_1^{(o)}$ geben, womit die brückenfreien Quellenverteilungen erfaßt werden. Das zweite System von Quellen- und Senkenverteilungen bilden die beiden Klassen von Primär- Sekundärquellen, nämlich Q_2^+ (I h $\rightarrow$ II a), beziehungsweise Q_2^- (II h $\rightarrow$ I a) während Q_3 (II h $\rightarrow$ II a) die sekundärenQuellenverteilung beschreibt. Alle diese Verteilungen sind externer Natur, das heißt, hermetrische Quellenaggregate stehen antihermetrischen Senkenaggregaten gegenüber. Es muß jedoch noch eine interne Verteilung innerhalb a oder h geben, weil es in jedem Fall zwischen primären und sekundären Kondensoraggregaten graduelle Hermetrieunterschiede gibt. Die beiden möglichen Klassen dieses internen Verteilungssystems sind dann Q_4^+ (I h $\rightarrow$ II h) und antihermetrische Q_4^- (II a $\rightarrow$ I a). Aus dem Bau der sechs Koppelungsgruppen und dem Gesetz der Kondensorbrücken folgt unmittelbar

$Q_1 = Q_1\ (K_j^{+\,+} \rightarrow K_j^{-\,-})_1^3$ und sekundär $Q_3 = Q_3\ (K_i^+ \rightarrow K_i^-)_1^6$.

Während in diesen beiden Systemen sämtliche Kondensorbrücken als Quellen oder Senken auftreten, ist dies für die brückenfreien Primärquellen nicht der Fall. Man erhält $(Q_1^{(o)} = Q_1\ (1,2,3 \rightarrow 6,5,4)$,

wobei sich 1, 2, 3 auf I h und 6, 5, 4 auf I a beziehen. Wenn die Indizierung $K_{\alpha\beta} \equiv (K_\alpha , K_\beta)$ zwei Kondensorbrücken der gleichen Art kennzeichnen, dann ergibt sich aus dem Schema der Koppelungsgruppen für die hermetrischen Primär-Sekundärquellen

$Q_2^+ = Q_2 (1,2,3 \rightarrow K_{3,5}^- , K_{1,6}^- , K_{2,4}^-)$, das heiβt, hier stehen die gleichen Kopplungsgruppen in I h mit jeweils zwei sekundären senkenhaften Kondensorbrücken im Zusammenhang. Die antihermetrische Klasse dieser Quellen ist wiederum brückenfrei. Hier wirken jeweils zwei Koppelungsgruppen aus II h auf zwei entsprechende in I a ein, so daβ sich $Q_2^- = Q_2 ((1,6) (2,5) (3,4) \rightarrow (4,5) (4,6) (5,6))$ ergibt. Es bleibt nun noch übrig, die beiden internen Quellensysteme zu erfassen. Für die hermetrische Form folgt

$Q_4^+ = Q_4 (1,2,3 \rightarrow K_{5,3}^+ , K_{6,1}^+ , K_{4,2}^+)$, während sich fürdie antihermetrische Klasse $Q_4^- = Q_4 (K_{2,4}^- , K_{1,6}^- , K_{3,5}^- \rightarrow 4, 5, 6)$ ergibt. Die vier Klassen von Quellen- und Senkenverteilungen innerhalb der Koppelungsgruppen werden zusammengefaβt in

$Q_1 (I\ h \rightarrow I\ a) = Q_1 (K_i^{+\,+} \rightarrow K_i^{-\,-})_1^3$, $Q_1^{(o)} = Q_1 (1,2,3 \rightarrow 6,5,4)$,

$Q_2^+ (I\ h \rightarrow II\ a) = Q_2 (1,2,3 \rightarrow K_{3,5}^- K_{1,6}^- K_{2,4}^-)$,

$Q_2^- (II\ h \rightarrow I\ a) = Q_2 ((1,6) (2,5) (3,4) \rightarrow (4,5) (4,6) (5,6))$,

$Q_3 (II\ h \rightarrow II\ a) = Q_3 (K_k^+ \rightarrow K_k^-)_I^6$, $Q_4^+ (I\ h \rightarrow II\ h) =$

$= Q_4 (1,2,3 \rightarrow K_{5,3}^+ , K_{6,1}^+ K_{4,2}^+)$, $Q_4 (II\ a \rightarrow I\ a) =$

$= Q_4 (K_{2,4}^- , K_{1,6}^- , K_{3,6}^- \rightarrow 4, 5, 6)$ ..... 156 a

Damit ist die strukturelle Beschreibung der Kondensationsform b und c als Kopplungsstruktur abgeschlossen.

Zur synmetronischen Untersuchung der Raumzeitkondensationen muß die Tatsache berücksichtigt werden, daß auf $\hat{\gamma}$ kein Siebopera-tor einwirkt, so daß in $\hat{\gamma}(d) = \hat{\gamma}$ alle Elemente wirksam werden. Aus diesem Grunde muß es $9^2 - 9 = 72$ Kondensoren geben, welche zur Definition von Kopplungsselektoren geeignet sind, wenn wieder allgemeine Fall $^*\overline{\gamma}(\varkappa\lambda) \neq {}^*\overline{\gamma}(\lambda\varkappa)$ angenommem wird. Charakteristisch für diese 72 Kopplungsselektoren ist das Fehlen reiner Gitterkernindizierungen in den Kondensorsignaturen. Dieses Verhalten

geht allein auf $\hat{\gamma}^{\varrho}_{(d)} = \hat{\gamma}^{\varrho}$ zurück. Aus der Natur von $\hat{\gamma}^{\varrho}$ geht unmittelbar hervor, daß die 72 Kondensoren der Kopplungsselektoren sich in 18 Kopplungsgruppen anordnen und zwar müssen wieder nach Gleichung 154 a primär und sekundär pseudohermetrische Kondensoren die Extrema der gesamten Koppelungsstruktur aller Koppelungsgruppen kennzeichnen, die von primär- und sekundär/hermetrischen Kondensoren begleitet wird. Die 18 Koppelungsgruppen können wiederum, ähnlich wie in b und c klassifiziert werden, doch gibt es in diesem Fall nicht homo- und heteronome sondern diagonale, semidiagonale Koppelungsgruppen, sowie Extradiagonale. Zur expliziten Beschreibung soll die Indizierung $(\varkappa\lambda)$ der Elemente von $\hat{\gamma}^{\varrho}$ durch die Chiffren $(1,1) \equiv 1$, $(2,2) \equiv 2$, $(3,3) \equiv 3$, $(1,2) \equiv \alpha$, $(1,3) \equiv \beta$, $(2,3) \equiv \gamma^{\varrho}$, beziehungsweise $(2,1) \equiv \alpha^{\varkappa}$, $(3,1) \equiv \beta^{\varkappa}$ und $(3,2) \equiv \gamma^{\varkappa}$ vereinfacht werden. Damit folgt unmittelbar für die Indizierungen der Koppelungsgruppen

1 d (12), 2 d (13), 3 d (23), 4 d (α), 5 d (β),
6 d ($\gamma^{\varkappa}$), 1 s (1α), 2 s (1β), 3 s (1γ^{ϱ}),
4 s (2α), 5 s (2β), 6 s (2γ^{ϱ}), 7 s (3α),
8 s (3β), 9 s (3γ), 1 e ($\alpha\beta$), 2 e ($\alpha\gamma^{\varkappa}$),
3 e ($\beta\gamma$), wobei d die Diagonale, s die semidiagonale und e die extradiagonale Klasse kennzeichnet. Nach diesen Koppelungsindizierungen verteilen sich also die Koppelungsextrema auf die achtzehn Koppelungsgruppen, Für die begleitenden Kondensoren dieser Koppelungsselektoren gilt nach 154 a wieder innerhalb jeder Gruppe eine Verteilung auf primär- oder sekundär pseudoantihermetrische, beziehungsweise hermetrische Systeme nach dem Schlüssel I a, IIa, I h, II h, wie in b und c. Aus dem Schema der achtzehn Koppelungsindizierungen ergibt sich für die Besetzung dieser Systeme allerKoppelungsgruppen der Klassen d, s und e das Verteilungsschema
d (2, 14, 42, 14), s (6, 18, 30, 18), e (12, 20, 20, 20), somdaß nunmehr explizit die Kondensorbesetzung aller Koppelungsgruppen in Bezug auf I a, II a, I h, II h durchgeführt werden kann. Zuvor erscheint es zweckmäßig zur Kürzung der Schreibweise eine weitere Chiffrierung einzuführen; denn nach den bereits verwendeten Chiffrer wird jede Signatur durch nur eine Ziffer angegeben, so daß

$\begin{bmatrix} a \\ \alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b \\ \beta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c \\ \gamma^{\varrho} \end{bmatrix} = \left| \begin{matrix} a & b & c \\ \alpha & \beta & \gamma^{\varrho} \end{matrix} \right|$ oder wenn $\alpha = \beta = \gamma^{\varkappa}$ ist,

$\left| \begin{matrix} a & b & c \\ \alpha & \alpha & \alpha \end{matrix} \right| = (a\ b\ c)_{(\alpha)}$ beziehungsweise $\left| \begin{matrix} \alpha & \alpha & \alpha \\ a & b & c \end{matrix} \right| = (a\ b\ c)^{(\alpha)}$.

Zugleich erscheinen die Kürzungen $\varepsilon = (\alpha\ \alpha^{\varkappa}\ \beta\ \beta^{\varkappa}\ \gamma^{\varrho}\ \gamma^{\varrho\varkappa})$,

$\varepsilon_1 \equiv (\alpha\,\alpha^\times\,\beta\,\beta^\times)$, $\varepsilon_2 \equiv (\alpha\,\alpha^\times\,\gamma\,\gamma^\times)$ und $\varepsilon_3 \equiv (\beta\beta^\times\,\gamma\,\gamma^\times)$, sowie $A \equiv \left|\begin{smallmatrix}\alpha & \alpha^\times\\ \alpha^\times & \alpha\end{smallmatrix}\right|$, $B \equiv \left|\begin{smallmatrix}\beta & \beta^\times\\ \beta^\times & \beta\end{smallmatrix}\right|$ und $C \equiv \left|\begin{smallmatrix}\gamma & \gamma^\times\\ \gamma^\times & \gamma\end{smallmatrix}\right|$ zweckmäßig. Daraus folgt als Koppelungsstruktur der Raumzeitkondensationen das Schema der achtzehn Koppelungsgruppen. Es ist

1 d I a) $\left|\begin{smallmatrix}1,2\\ 2\,1\end{smallmatrix}\right|$, II a) $(3\,\varepsilon)_{(1,2)}$, I h) $(\varepsilon)^{(3)}_{(3)}$,
$(\alpha^\times\,\varepsilon_3)^{(\alpha)}_{(\alpha)}$, $(\varepsilon_3)^{(\alpha^\times)}_{(\alpha^\times)}$, $(\beta^\times\,\gamma\,\gamma^\times)^{(\beta)}_{(\beta)}$,
$(\gamma\,\gamma^\times)^{(\beta^\times)}_{(\beta^\times)}$, C, II h) $(3\varepsilon)^{(1,2)}$,

2 d I a) $\left|\begin{smallmatrix}13\\ 31\end{smallmatrix}\right|$, II a) $(2\,\varepsilon)_{(1,3)}$, I h) $(\varepsilon)^{(2)}_{(2)}$,
$(\alpha^\times\,\varepsilon_3)^{(\alpha)}_{(\alpha)}$, $(\varepsilon_3)^{(\alpha^\times)}_{(\alpha^\times)}$, $(\beta^\times\,\gamma\,\gamma^\times)^{(\beta)}_{(\beta)}$,
$(\gamma\,\gamma^\times)^{(\beta^\times)}_{(\beta^\times)}$, C, II h) $(2\,\varepsilon)^{(1,3)}$,

3 d I a) $\left|\begin{smallmatrix}2,3\\ 3,2\end{smallmatrix}\right|$, II a) $(1\,\varepsilon)_{(2,3)}$, I h) $(\varepsilon)^{(1)}_{(1)}$,
$(\alpha^\times\,\varepsilon_3)^{(\alpha)}_{(\alpha)}$, $(\varepsilon_3)^{(\alpha^\times)}_{(\alpha^\times)}$, $(\beta^\times\,\gamma\,\gamma^\times)^{(\beta)}_{(\beta)}$,
$(\gamma\,\gamma^\times)^{(\beta)}_{(\beta^\times)}$, C, II h) $(1\,\varepsilon)^{(2,3)}$,

4 d I a) A, II a) $(1,2,3,\varepsilon_3)_{(\alpha\alpha^\times)}$, I h) $(2,3,\varepsilon_3)^{(1)}_{(1)}$,
$(3\,\varepsilon_3)^{(2)}_{(2)}$, $(\varepsilon_3)^{(3)}_{(3)}$, $(\beta^\times\,\gamma\,\gamma^\times)^{(\beta)}_{(\beta)}$, $(\gamma\,\gamma^\times)^{(\beta^\times)}_{(\beta^\times)}$,
C, II h) $(1,2,3,\varepsilon_3)^{(\alpha\alpha^\times)}$,

5 d I a) B, II a) $(1,2,3.\,\varepsilon_2)_{(\beta\beta^\times)}$, I h) $(2,3,\varepsilon_2)^{(1)}_{(1)}$,
$(3\,\varepsilon_2)^{(2)}_{(2)}$, $(\varepsilon_2)^{(3)}_{(3)}$, $(\alpha^\times\,\gamma\,\gamma^\times)^{(\alpha)}_{(\alpha)}$, $(\gamma\,\gamma^\times)^{(\alpha^\times)}_{(\alpha^\times)}$,
II h) $(1,2,3,\varepsilon_2)^{(\beta\beta^\times)}$,

6 d I a) C, II a) $(1,2,3,\varepsilon_1)_{(\gamma\gamma^\times)}$, I h) $(2,3,\varepsilon_1)^{(1)}_{(1)}$
$(3\,\varepsilon_1)^{(2)}_{(2)}$, $(\varepsilon_1)^{(3)}_{(3)}$, $(\alpha^\times\,\beta\,\beta^\times)^{(\alpha)}_{(\alpha)}$, $(\beta\,\beta^\times)^{(\alpha^\times)}_{(\alpha^\times)}$
B, II h) $(1,2,3,\varepsilon_1)^{(\gamma\gamma^\times)}$,

1 s I a) $\begin{vmatrix} 11\alpha\alpha^{\varkappa}\alpha^{\varkappa} \\ \alpha\alpha^{\varkappa}1\alpha^{\varkappa}1\alpha \end{vmatrix}$, II a) $(2, 3, \varepsilon_3)_{(1\alpha\alpha^{\varkappa})}$,

I h) $(3\ \varepsilon_3)^{(2)}_{(2)}$, $(\varepsilon_3)^{(3)}_{(3)}$, $(\beta^{\varkappa}\ \gamma\ \gamma^{\varkappa})^{(\beta)}_{(\beta)}$,

$(\gamma\ \gamma^{\varkappa})^{(\beta^{\varkappa})}_{(\beta^{\varkappa})}$, C , II h) $(2, 3, \varepsilon_3)^{(1\alpha\alpha^{\varkappa})}$,

2 s I a) $\begin{vmatrix} 22\alpha\alpha\alpha^{\varkappa}\alpha^{\varkappa} \\ \alpha\alpha^{\varkappa}2\alpha^{\varkappa}2\alpha \end{vmatrix}$, II a) $(1, 3, \varepsilon_3)_{(2\alpha\alpha^{\varkappa})}$, I h) $(3\varepsilon_3)^{(1)}_{(1)}$,

$(\varepsilon_3)^{(3)}_{(3)}$, $(\beta^{\varkappa}\ \gamma\ \gamma^{\varkappa})^{(\beta)}_{(\beta)}$, $(\gamma\ \gamma^{\varkappa})^{(\beta)}_{(\beta^{\varkappa})}$, C ,

3 s I a) $\begin{vmatrix} 33\alpha\alpha\alpha^{\varkappa}\alpha^{\varkappa} \\ \alpha\alpha^{\varkappa}3\alpha^{\varkappa}3\alpha \end{vmatrix}$, II a) $(1, 2, \varepsilon_3)_{(3\alpha\alpha^{\varkappa})}$, I h) $(2\varepsilon_3)^{(1)}_{(1)}$,

$(\varepsilon_3)^{(2)}_{(2)}$, $(\beta^{\varkappa}\ \gamma\ \gamma^{\varkappa})^{(\beta)}_{(\beta)}$, $(\gamma\ \gamma^{\varkappa})^{(\beta^{\varkappa})}_{(\beta^{\varkappa})}$, C ,

II h) $(1, 2, \varepsilon_3)^{(3\alpha\alpha^{\varkappa})}$,

4 s I a) $\begin{vmatrix} 11\beta\beta^{\varkappa} \\ \beta\beta^{\varkappa}11 \end{vmatrix}$, B , II a) $(2, 3, \varepsilon_2)_{(1\beta\beta^{\varkappa})}$,

I h) $(3\ \varepsilon_2)^{(2)}_{(2)}$, $(\varepsilon_2)^{(3)}_{(3)}$, $(\alpha^{\varkappa}\ \gamma\ \gamma^{\varkappa})^{(\alpha)}_{(\alpha)}$,

$(\gamma\ \gamma^{\varkappa})^{(\alpha^{\varkappa})}_{(\alpha^{\varkappa})}$, C , II h) $(2, 3, \varepsilon_2)^{(1\beta\beta^{\varkappa})}$,

5 s I a) $\begin{vmatrix} 22\beta\beta^{\varkappa} \\ \beta\beta^{\varkappa}22 \end{vmatrix}$ B , II a) $(1, 3, \varepsilon_2)_{(2\beta\beta^{\varkappa})}$,

I h) $(3\ \varepsilon_2)^{(1)}_{(1)}$, $(\varepsilon_2)^{(3)}_{(3)}$, $(\alpha^{\varkappa}\ \gamma\ \gamma^{\varkappa})^{(\alpha)}_{(\alpha)}$,

$(\gamma\ \gamma^{\varkappa})^{(\alpha^{\varkappa})}_{(\alpha^{\varkappa})}$, C , II h) $(1, 3, \varepsilon_2)^{(2\beta\beta^{\varkappa})}$.

6 s I a) $\begin{vmatrix} 33\beta\beta^{\varkappa} \\ \beta\beta^{\varkappa}33 \end{vmatrix}$, B , II a) $(1, 2, \varepsilon_2)_{(3\beta\beta^{\varkappa})}$, I h) $(2\varepsilon_2)^{(1)}_{(1)}$,

$(\varepsilon_2)^{(2)}_{(2)}$, $(\alpha^{\varkappa}\ \gamma\ \gamma^{\varkappa})^{(\alpha)}_{(\alpha)}$, $(\gamma\ \gamma^{\varkappa})^{(\alpha^{\varkappa})}_{(\alpha^{\varkappa})}$, C ,

II h) $(1, 2, \varepsilon_2)^{(3\beta\beta^{\varkappa})}$,

7 s I a) $\begin{vmatrix} 11\gamma\ \gamma^{\varkappa} \\ \gamma\ \gamma^{\varkappa}11 \end{vmatrix}$, C , II a) $(2, 3, \varepsilon_1)_{(1\gamma\ \gamma^{\varkappa})}$,

I h) $(3\ \varepsilon_1)^{(2)}_{(2)}$, $(\varepsilon_1)^{(3)}_{(3)}$, $(\alpha^{\varkappa}\beta\beta^{\varkappa})^{(\alpha)}_{(\alpha)}$,

$(\beta\beta^{\varkappa})^{(\alpha^{\varkappa})}_{(\alpha^{\varkappa})}$, B , II h) $(2, 3, \varepsilon_1)^{(1\gamma\ \gamma^{\varkappa})}$.

8 s I a) $\left|\begin{matrix}22\,\gamma^{\varrho}\gamma^{\varrho\varkappa}\\ \gamma\gamma^{\varkappa}22\end{matrix}\right|$, C , II a) $(1, 3, \varepsilon_1)_{(2\,\gamma^{\varrho}\gamma^{\varrho\varkappa})}$,

I h) $(3\,\varepsilon_1)^{(1)}_{(1)}$, $(\varepsilon_1)^{(3)}_{(3)}$, $(\alpha^{\varkappa}\beta\beta^{\varkappa})^{(\alpha)}_{(\alpha)}$,

$(\beta\beta^{\varkappa})^{(\alpha^{\varkappa})}$ B , II h) $(1, 3, \varepsilon_1)^{(2\,\gamma^{\varrho}\gamma^{\varrho\varkappa})}$,

9 s I a) $\left|\begin{matrix}33\,\gamma^{\varrho}\gamma^{\varrho\varkappa}\\ \gamma^{\varrho}\gamma^{\varrho\varkappa}33\end{matrix}\right|$, C , II a) $(1, 2, \varepsilon_1)_{(3\,\gamma^{\varrho}\gamma^{\varrho\varkappa})}$,

I h) $(2\,\varepsilon_1)^{(1)}_{(1)}$, $(\varepsilon_1)^{(2)}_{(2)}$, $(\alpha^{\varkappa}\,\beta\beta)^{(\alpha)}_{(\alpha)}$,

$(\beta\beta^{\varkappa})^{(\alpha^{\varkappa})}_{(\alpha^{\varkappa})}$, B , II h) $(1, 2, \varepsilon_1)^{(3\,\gamma^{\varrho}\gamma^{\varrho\varkappa})}$,

1 e I a) $\left|\begin{matrix}\alpha\alpha\alpha^{\varkappa}\,\alpha^{\varkappa}\beta\beta^{\varkappa}\,\beta^{\varkappa}\\ \beta\beta^{\varkappa}\,\beta\beta^{\varkappa}\,\alpha\alpha^{\varkappa}\,\alpha\alpha^{\varkappa}\end{matrix}\right|$, A B , II a) $(1, 2, 3, \gamma^{\varrho}\gamma^{\varrho\varkappa})_{(\varepsilon_1)}$,

I h) $(2, 3, \gamma^{\varrho}, \gamma^{\varrho\varkappa})^{(1)}_{(1)}$, $(3\,\gamma^{\varrho}\gamma^{\varrho\varkappa})^{(2)}_{(2)}$,

$(\gamma^{\varrho}\,\gamma^{\varrho\varkappa})^{(3)}_{(3)}$, C , II h) $(1, 2, 3, \gamma^{\varrho}, \gamma^{\varrho\varkappa})^{(\varepsilon_1)}$,

2 e I a) $\left|\begin{matrix}\alpha\alpha\alpha^{\varkappa}\,\alpha^{\varkappa}\gamma^{\varrho}\gamma^{\varrho}\,\gamma^{\varrho\varkappa}\,\gamma^{\varrho\varkappa}\\ \gamma^{\varrho}\gamma^{\varrho\varkappa}\gamma^{\varrho}\gamma^{\varrho\varkappa}\alpha\alpha^{\varkappa}\alpha\alpha^{\varkappa}\end{matrix}\right|$, A C , II a) $(1, 2, 3, \beta\,,\,\beta^{\varkappa})_{(\varepsilon_2)}$,

I h) $(2, 3, \beta\beta^{\varkappa})^{(1)}_{(1)}$, $(3\beta\beta^{\varkappa})^{(2)}_{(2)}$, $(\beta\beta^{\varkappa})^{(3)}_{(3)}$, B,

II h) $(1, 2, 3, \beta, \beta^{\varkappa})^{(\varepsilon_2)}$,

3 e I a) $\left|\begin{matrix}\beta\beta\,\beta^{\varkappa}\,\beta^{\varkappa}\gamma^{\varrho}\gamma^{\varrho}\,\gamma^{\varrho\varkappa}\gamma^{\varrho\varkappa}\\ \gamma^{\varrho}\gamma^{\varrho\varkappa}\gamma^{\varrho}\gamma^{\varrho\varkappa}\beta\beta^{\varkappa}\beta\beta^{\varkappa}\end{matrix}\right|$, B C , II a) $(1, 2, 3, \alpha, \alpha^{\varkappa})_{(\varepsilon_3}$

I h) $(2, 3, \alpha, \alpha^{\varkappa})^{(1)}_{(1)}$, $(3\,\alpha\alpha^{\varkappa})^{(2)}_{(2)}$, $(\alpha\alpha^{\varkappa})^{(3)}_{(3)}$, A,

II h) $(1, 2, 3, \alpha, \alpha^{\varkappa})^{(\varepsilon_3)}$.

Aus dieser Koppelungsstruktur raumzeitlicher Kondensationen können die Kondensorbrücken abgelesen werden. Die Primärbrücken hinsichtlich a bestehen aus jeweils sechs Gliedern, doch sind 1 d , 2 d und 3 d in Bezug auf I a brückenfrei. Die drei bestehenden Brükken existieren dagegen in α , β und γ , nämlich

K_1^{--} (α) = 4 d , 1 s , 2 s , 3 s , 1 e , 2 e , sowie

K_2^{--} (β) = 5 d , 4 s , 5 s , 6 s , 1 e , 3 e und

K_3^{--} (γ) = 6 d , 7 s , 8 s , 9 s , 2 e , 3 e . Alle übrigen Elemente aus I a sind brückenfrei, so daß es trotz der achtzehn Koppelungsgruppen innerhalb der Struktur nur drei primärantihermetrische Kondensorbrücken gibt. Im hermetrischen Antagonismus I h muß es dagegen mehr Kondensorbrücken geben. Zunächst folgt für die zu I a komplementären Brücken in α , β und γ das Schema

$K_1^{++}(\alpha)$ = 1 d, 2 d, 3 d, 5 d, 6 d , 4 s , 5 s , 6 s , 7 s , 9 s , 3 e , ferner

$K_2^{++}(\beta)$ = 1 d, 3 d,,2 d, 4 d, 6 d, 1 s, 2 s, 3 s, 7 s, 8 s, 9 s, 2 e, und

$K_3^{++}(\gamma)$ = 1 d, 2 d, 3 d, 4 d, 5 d, 1 s, 2 s, 3 s, 4 s, 5 s, 6 s, 1 e.

Im hermetrischen Fall gibt es aber neben diesen zwölfgliedrigen Brücken pseudodiagonaler Formen auch noch Brücken echter Diagonalformen, nämlich

$K_4^{++}(1,2)$ = 4 d, 5 d, 6 d, 3 s, 6 s, 9 s, 1 e, 2 e, 3 e, sowie

$K_5^{++}(1,3)$ = 4 d, 5 d, 6 d, 2 s, 5 s, 8 s, 1 e, 2 e, 3 e, und

$K_6^{++}(2,3)$ = 4 d, 5 d, 6 d, 1 s, 4 s, 7 s, 1 e, 2 e, 3 e.

Neben diesen sechs Diagonalbrücken gibt es noch neun semidiagonale und drei extradiagonale Formen. Für die semidiagonalen Brücken gilt:

$K_7^{++}(1,\alpha)$ = 3 d, 5 d, 6 d, 5 s, 6 s, 8 s, 9 s, 3 e,

$K_8^{++}(2,\alpha)$ = 2 d, 5 d, 6 d, 4 s, 6 s, 7 s, 9 s, 3 e,

$K_9^{++}(3,\alpha)$ = 1 d, 5 d, 6 d, 4 s, 5 s, 7 s, 8 s, 3 e,

$K_{10}^{++}(1,\beta)$ = 3 d, 4 d, 6 d, 2 s, 3 s, 8 s, 9 s, 2 e,

$K_{11}^{++}(2,\beta)$ = 2 d, 4 d, 6 d, 1 s, 3 s, 7 s, 9 s, 2 e,

$K_{12}^{++}(3,\beta)$ = 1 d, 4 d, 6 d, 1 s, 2 s, 7 s, 8 s, 2 e,

$K_{13}^{++}(1,\gamma')$ = 3 d, 4 d, 5 d, 1 s, 3 s, 5 s, 6 s, 1 e,

$K_{14}^{++}(2,\gamma')$ = 2 d, 4 d, 5 d, 1 s, 3 s, 4 s, 6 s, 1 e,

$K_{15}^{++}(3,\gamma')$ = 1 d, 4 d, 5 d, 1 s, 2 s, 4 s, 5 s, 1 e,

während sich für die extradiagonalen Brücken

$K_{16}^{++}(\alpha,\beta)$ = 1 d, 2 d, 3 d, 4 d, 7 s, 8 s, 9 s, sowie

$K_{17}^{++}(\alpha,\gamma')$ = 1 d, 2 d, 3 d, 5 d, 4 s, 5 s, 6 s und

$K_{18}^{++}(\beta,\gamma')$ = 1 d, 2 d, 3 d, 4 d, 1 s, 2 s, 3 s ergibt.

Ganz analog ergeben sich für die Sekundärsysteme II a und II h jeweils dreißig Kondensorbrücken, doch sind immer zwei derselben hinsichtlich ihrer Indizierungen transponiert, so daß zur Vereinfachung $K_1\left(\begin{smallmatrix}\gamma\\ \mu\end{smallmatrix}\right) = C_1\left(\begin{smallmatrix}\gamma\\ \mu\end{smallmatrix}\right)$ gesetzt werden soll, wenn $K_1 = K_1\left(\begin{smallmatrix}\mu\\ \gamma\end{smallmatrix}\right)$ ist. Für die Gesamtheit aller sekundären Kondensorbrücken folgt dann die Symmetrie $K_1^{\pm} = C_1^{\mp}$, so daß nur die dreissig Brücken aus a oder h in 15 Indizierungen geschrieben zu

werden brauchten. Die Gesamtheit aller Kondensorbrücken im Fall (d) ist enthalten in

K_1^{--} (α) = 4 d, 1 s, 2 s, 3 s, 1 e, 2 e,

K_2^{--} (β) = 5 d, 4 s, 5 s, 6 s, 1 e, 3 e,

K_3^{--} (γ) = 6 d, 7 s, 8 s, 9 s, 2 e, 3 e,

K_1^{++} (α) = 1 d, 2 d, 3 d, 5 d, 6 d, 4 s, 5 s, 6 s, 7 s, 8 s, 9 s, 3 e,

K_2^{++} (β) = 1 d, 2 d, 3 d, 4 d, 6 d, 1 s, 2 s, 3 s, 7 s, 8 s, 9 s, 2 e,

K_3^{++} (γ) = 1 d, 2 d, 3 d, 4 d, 5 d, 1 s, 2 s, 3 s, 4 s, 5 s, 6 s, 1 e,

K_4^{++} (1,2)= 4 d, 5 d, 6 d, 3 s, 6 s, 9 s, 1 e, 2 e, 3 e,

K_5^{++} (1,3)= 4 d, 5 d, 6 d, 2 s, 5 s, 8 s, 1 e, 2 e, 3 e,

K_6^{++} (2,3)= 4 d, 5 d, 6 d, 1 s, 4 s, 7 s, 1 e, 2 e, 3 e,

K_7^{++} (1,α)= 3 d, 5 d, 6 d, 5 s, 6 s, 8 s, 9 s, 3 e,

K_8^{++} (2,α)= 2 d, 5 d, 6 d, 4 s, 6 s, 7 s, 9 s, 3 e,

K_9^{++} (3,α)= 1 d, 5 d, 6 d, 4 d, 5 d, 7 s, 8 s, 3 e,

K_{10}^{++} (1,β)= 3 d, 4 d, 6 d, 2 s, 3 s, 8 s, 9 s, 2 e,

K_{11}^{++} (2,β)= 2 d, 4 d, 6 d, 1 s, 3 s, 7 s, 9 s, 2 e,

K_{12}^{++} (3,β)= 1 d, 4 d, 6 d, 1 s, 2 s, 7 s, 8 s, 2 e,

K_{13}^{++} (1,γ)= 3 d, 4 d, 5 d, 2 s, 3 s, 5 s, 6 s, 1 e,

K_{14}^{++} (2,γ)= 2 d, 4 d, 5 d, 1 s, 3 s, 4 s, 6 s, 1 e,

K_{15}^{++} (3,γ)= 1 d, 4 d, 5 d, 1 s, 2 s, 4 s, 5 s, 1 e,

K_{16}^{++} (α,β)= 1 d, 2 d, 3 d, 6 d, 7 s, 8 s, 9 s,

K_{17}^{++} (α,γ)= 1 d, 2 d, 3 d, 5 d, 4 s, 5 s, 6 s,

K_{18}^{++} (β,γ)= 1 d, 2 d, 3 d, 4 d, 1 s, 2 s, 3 s,

K_1^{-} ($\frac{1}{2}$) = 3 d, 2 d, 5 s, 8 s,

C_1^{-} = 2 d, 1 s, 4 s, 7 s,

K_2^{-} ($\frac{1}{3}$) = 3 d, 3 s, 6 s, 9 s,

C_2^{-} = 1 d, 1 s, 4 s, 7 s,

K_3^{-} ($\frac{2}{3}$) = 2 d, 3 s, 6 s, 9 s,

C_3^{-} = 1 d, 2 s, 5 s, 8 s,

K_4^- $(\alpha_{,}^{1}\alpha^{\varkappa})$ = 4 d, 2 s, 3 s, 1 e, 2 e,

C_4^- = 1 d, 2 d, 4 s, 7 s,

K_5^- $(\alpha_{,}^{2}\alpha^{\varkappa})$ = 4 d, 1 s 3 s, 1 e, 2 e,

C_5^- = 1 d, 3 d, 5 s, 8 s,

K_6^- $(\alpha_{,}^{3}\alpha^{\varkappa})$ = 4 d, 1 s, 2 s, 1 e, 2 e,

C_6^- = 2 d, 3 d, 6 s, 9 s,

K_7^- $(\beta_{,}^{1}\beta^{\varkappa})$ = 5 d, 5 s, 6 s, 1 e, 3 e,

C_7^- = 1 d, 2 d, 1 s, 7 s,

K_8^- $(\beta_{,}^{2}\beta^{\varkappa})$ = 5 d, 4 s, 6 s, 1 e, 3 e,

C_8^- = 1 d, 3 d, 2 s, 8 s,

K_9^- $(\beta_{,}^{3}\beta^{\varkappa})$ = 5 d, 4 s, 5 s, 1 e, 3 e,

C_9^- = 2 d, 3 d, 3 s, 9 s,

K_{10}^- $(\gamma^{1}, \gamma^{\varkappa})$ = 6 d, 8 s, 9 s, 2 e, 3 e,

C_{10}^- = 1 d, 2 d, 1 s, 4 s,

K_{11}^- $(\gamma^{2}, \gamma^{\varkappa})$ = 6 d, 7 s, 9 s, 2 e, 3 e,

C_{11}^- = 1 d, 3 d, 2 s, 5 s,

K_{12}^- $(\gamma^{3}, \gamma^{\varkappa})$ = 6 d, 7 s, 8 s, 2 e, 3 e,

C_{12}^- = 2 d, 3 d, 3 s, 6 s,

K_{13}^- $\left(\begin{smallmatrix}\alpha\alpha^{\varkappa}\\ \beta\beta^{\varkappa}\end{smallmatrix}\right)$ = 5 d, 4 s, 5 s, 6 s, 3 e,

C_{13}^- = 4 d, 1 s, 2 s, 3 s, 2 e,

K_{14}^- $\left(\begin{smallmatrix}\alpha & \alpha^{\varkappa}\\ \gamma & \gamma^{\varkappa}\end{smallmatrix}\right)$ = 6 d, 7 s, 8 s, 9 s, 3 e,

C_{14}^- = 4 d, 1 s, 2 s, 3 s, 3 e,

K_{15}^- $\left(\begin{smallmatrix}\beta & \beta^{\varkappa}\\ \gamma & \gamma^{\varkappa}\end{smallmatrix}\right)$ = 6 d, 7 s, 8 s, 9 s, 2 e,

C_{15}^- = 5 d, 4 s, 5 s, 6 s, 1 e,

$K_1^{\pm}$ = $C_1^{\mp}$, $1 \leq 1 \leq 15$ ..... 157.

Mit Hilfe dieser Kondensorbrücken innerhalb der Einzelterme des Spektrums der Raumzeitkondensationen wird es nunmehr möglich die Systeme von Kondensorquellen und Kondensorsenken zu untersuchen, was aber weitaus komplizierter ist als die entsprechende Untersuchung der Kondensationsformen (b) und (c). Diese Komplikation geht auf die Tatsache zurück, daß alle Kondensorbrücken komplizierte Vernetzungs-

systeme bilden, deren einfachste aus den K^{--} gebildet werden. Äußerst verwickelt ist das Brückemsystem der K^{++} , während wiederum eine Symmetrie zwischen $(K,C)^{+}$ und $(K,C)^{-}$ besteht, was in Gleichung 157 zum Ausdruck kommt. Brückenfreie Elemente gibt es nur in I a , aber nicht in I h oder II (ah), was ebenfalls eine innerstrukturelle Abweichung von den Formen (b) und (c) bedeutet. Trotz dieser Vernetzungssysteme der Kondensorbrücken kann es auch im Fall (d) der Kondensation nur die vier Arten von Quellen- Senkensys temen geben, wie im Fall (bc) ; denn diese Verteilungen gehen auf die Teilsysteme I a, II a, I h, II h der Koppelungsgruppen zurück, welche auch im Fall (d) die innere Koppelungsstruktur beschreiben. Aus den Kondensorbrücken Gleichung 157 und der allgemeinen Koppelungsstruktur von (d) ergeben sich für die 4 Klassen von Quellen- und Senkenverteilungen im Fall der Raumzeitkondensationen die Darstellungen

$$Q_1\,(\mathrm{I\ h} \rightarrow \mathrm{I\ a}) = Q_1\,(\,(K_1^{++})_1^{18} \rightarrow K_{123}^{--}\ (123)\ \mathrm{d}\ ,\ \mathrm{s}\ ,\ \mathrm{e}\,)\ ,$$

$$Q_2^{+}\,(\mathrm{I\ h} \rightarrow \mathrm{II\ a}) = Q_2\,(\,(K_1^{++})_4^{18} \rightarrow (K_i^{-}\ \ C_i^{-})_1^{15}\,)\ ,$$

$$Q_2^{-}\,(\mathrm{II\ h} \rightarrow \mathrm{I\ a}) = Q_2\,(\,(K_i^{+}\ ,\ C_i^{+})_1^{15} \rightarrow (123)\ \mathrm{d}\ ,\ \mathrm{s}\ ,\ \mathrm{e}),$$

$$Q_3\,(\mathrm{II\ h} \rightarrow \mathrm{II a}) = Q_3\,(K_1^{+}\ ,\ C_1^{+} \rightarrow C_1^{-}\ \ K_1^{-})_1^{15}\ ,$$

$$Q_4^{+}\,(\mathrm{I\ h} \rightarrow \mathrm{II h}) = Q_4\,(\,(K_1^{++})_4^{18} \rightarrow (K_i^{+}\ ,\ C_i^{+})_1^{15}\,)\ ,$$

$$Q_4^{-}\,(\mathrm{II\ a} \rightarrow \mathrm{I\ a}) = Q_4\,(\,(K_1^{-}\ ,\ C_1^{-})_1^{15} \rightarrow (123)\ \mathrm{d,\ s,\ e}) \quad \ldots\ldots\ldots$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 157\ \mathrm{a},$$

das heißt, dieses System von Kondensorquellen ist wesentlich verwickelter gebaut als das analoge von b und c.

Die im Vorangegangenen beschriebenen vier Kondensationsformen $\hat{\gamma}(a)$, $\hat{\gamma}(b)$, $\hat{\gamma}(c)$, $\hat{\gamma}(d) \equiv (a, b, c, d)$ unterscheiden sich im wesentlichen durch die Gruppen von Eigenschaften, nämlich durch metrische Eigenschaften m, strukturelle s und konfigurative K. Die metrischen Eigenschaften beziehen sich dabei auf die algebraischen Eigenschaften der hermetrischen Formen, also auf $\mathrm{Im}\ \mu = o$ oder $\mathrm{Im}\ \mu \neq 0$, beziehungsweise $\mathrm{Re}\ \mu \neq o$ oder $\mathrm{Re}\ \mu = o$, während s die Basis- und Kontrasignaturen der jeweiligen Koppelungsstruktur umfaßt. Die konfigurative Klasse von Eigenschaften enthält dagegen alle Eigenschaften der Kondensorquellsysteme. Zwi-

schen den vier Kondensationsformen gibt es ganz eindeutig Affinitäten hinsichtlich der drei Eigenschaftsgruppen. Denkbar sind Affinitäten in erster Klasse (m) , (s) , (k) , ferner in der zweiten Klasse (ms) , (mk), (sk) , und in der dritten Klasse (msk), wobei die vier Kondensationsformen $\binom{4}{2} = 6$ Kombinationen zur zweiten Klasse fähig sind. In der dritten Affinitätsklasse existieren offenbar überhaupt keine Affinitäten; denn in dieser Klasse wäre die Affinität so stark, daß sie zur Identität würde. In der zweiten Klasse dagenen existieren nach der vorangegangenen Analyse die Affinitäten a (m s) b , sowie b (sk) c und c (ms) d , während die erste Klasse a (s) c und b (s) d umfaßt. Wird dieses Schema mit der Interpretation dieser Kondensationsformen aufgrund der Hermetrieuntersuchung im Kompositionsfeld verglichen, so weigt sich, daß m als Imaginärform die imponderablen Quanten mit gravitonischen oder photonischen Eigenschaften aber als Komplexform die ~~die~~ ponderablen Korpuskeln im neutralen oder elektrisch geladenen Zustand beschreibt. Hinsichtlich der Eigenschaftsgruppen s werden die Unterschiede deutlicher. a (ms) b bedeutet, daß die durch a (1) beschriebenen gravitonischen Eigenschaften b begleiten, aber, daß in b das photonische Verhalten durch die Signaturen (1,2) , (2) , (2,2) der Koppelungsstruktur verursacht werden müß. Aus b (sk) c geht hervor, daß zwar auch die Neutrokorpuskeln von a (1) begleitet wird und daß auch ihr inneres Quellsystem mit demjenigen von b identisch ist, während die typischen Kennzeichen der Neutrokorpuskeln auf die Signaturen (1,3), (3) , (3,3) zurückgehen müssen, was auch das komplexe Verhalten des linearen Selektoraggregates μ und damit die Ponderabilität bedingt. Die Affinität c (ms) d schließlich bedeutet, daß d nicht mehr von a (1) begleitet wird, sondern, daß die transfiniten Gravitationsterme nur noch in der Signatur (1,1) auftreten. Ferner sind in d, sowohl photonische Eigenschaften vertreten durch die Signaturen (1,2) , (2,2) und komplex ponderable Eigenschaften (1,3) , (3,3) . Darüberhinaus erscheint aber noch eine Signatureigenschaft, nämlich (2,3), die bei a b und c nicht auftritt. Dies bedeutet, daß (2,3) nur das elektrische Ladungsfeld beschreiben kann, welches von den Kondensationen d ausgehen muß, weil diese Formen durch geladene Korpuskeln interpretierbar sind. In diesem statischen elektrischen Feld müssen wegen (2,3) photonische Eigenschaften (2) mit solchen der Ponderabilität oder Statik (3) kombiniert sein, woraus die Gebundenheit des elektrostatischen Feldes an seine gleichzeitige Ausbreitung mit Lichtgeschwindigkeit (geodätische Nullinie im R_4) zurück

schen den vier Kondensationsformen gibt es ganz eindeutig Affinitäten hinsichtlich der drei Eigenschaftsgruppen. Denkbar sind Affinitäten in erster Klasse (m) , (s) , (k) , ferner in der zweiten Klasse (ms) , (mk), (sk) , und in der dritten Klasse (msk), wobei die vier Kondensationsformen $\binom{4}{2} = 6$ Kombinationen zur zweiten Klasse fähig sind. In der dritten Affinitätsklasse existieren offenbar überhaupt keine Affinitäten; denn in dieser Klasse wäre die Affinität so stark, daß sie zur Identität würde. In der zweiten Klasse dagenen existieren nach der vorangegangenen Analyse die Affinitäten a (m s) b , sowie b (sk) c und c (ms) d , während die erste Klasse a (s) c und b (s) d umfaßt. Wird dieses Schema mit der Interpretation dieser Kondensationsformen aufgrund der Hermetrieuntersuchung im Kompositionsfeld verglichen, so weigt sich, daß m als Imaginärform die imponderablen Quanten mit gravitonischen oder photonischen Eigenschaften aber als Komplexform die ~~die~~ ponderablen Korpuskeln im neutralen oder elektrisch geladenen Zustand beschreibt. Hinsichtlich der Eigenschaftsgruppen s werden die Unterschiede deutlicher. a (ms) b bedeutet, daß die durch a (1) beschriebenen gravitonischen Eigenschaften b begleitem, aber, daß in b das photonische Verhalten durch die Sigmaturen (1,2) , (2) , (2,2) der Koppelungsstruktur verursacht werden müß. Aus b (sk) c geht hervor, daß zwar auch die Neutrokorpuskeln von a (1) begleitet wird und daß auch ihr inneres Quellsystem mit demjenigen von b identisch ist, während die typischen Kennzeichen der Neutrokorpuskeln auf die Signaturen (1,3), (3) , (3,3) zurückgehen müssen, was auch das komplexe Verhalten des linearen Selektoraggregates μ und damit die Ponderabilität bedingt. Die Affinität c (ms) d schließlich bedeutet, daß d nicht mehr von a (1) begleitet wird, sondern, daß die transfiniten Gravitationsterme nur noch in der Sigmatur (1,1) auftreten. Ferner sind in d, sowohl photonische Eigenschaften vertreten durch die Signaturen (1,2) , (2,2) und komplex ponderable Eigenschaften (1,3) , (3,3) . Darüberhinaus erscheint aber noch eine Signatureigenschaft, nämlich (2,3), die bei a b und c nicht auftritt. Dies bedeutet, daß (2,3) nur das elektrische Ladungsfeld beschreiben kann, welches von den Kondensationen d ausgehen muß, weil diese Formen durch geladene Korpuskeln interpretierbar sind. In diesem statischen elektrischen Feld müssen wegen (2,3) photonische Eigenschaften (2) mit solchen der Ponderabilität oder Statik (3) kombiniert sein, worauf die Gebundenheit des elektrostatischen Feldes an seine gleichzeitige Ausbreitung mit Lichtgeschwindigkeit (geodätische Nullinie im R_4) zurück

gehen muß. Wird nun noch die erste Affinitätsklasse a (s) c und b (s) d berücksichtigt, dann zeigt sich, daß es bereits aufgrund dieser Affinitäten transmutatorische Übergänge zwischen den grundsätzlichen Kondensationsformen geben muß. Diese vermuteten Übergänge wären progressiv $a \to b \to c$, oder $a \to b \to d$, beziehungsweise revers $(c\ d) \to b \to a$. Hier ist $a \to b$ möglich, wenn teilweise die Zeit kondensiert und $b \to c$, wenn diese Zeitkondensation in eine komplexe Raumkondensation umspringt. Im Fall $b \to d$ muß dagegen dieses Umspringen der Kondensation nur partiell erfolgen, wobei der begleitende Term a als eigenständige Kondensation verschwindet. Dieses Verschwinden ist aber keineswegs an den Übergang $b \to d$ gebunden, vielmehr kann wegen b (sk) c auch der Übergang $c \to d$ stattfinden, denn hier braucht nur ein partielles Umspringen in eine imaginäre Zeitkondensation beim Verschwinden des eigenständigen Terms a zu erfolgen. In beiden Fällen $(b\ c) \to d$ muß aber wegen des partiellen räumlichen und zeitlichen Kondensierens ein durch die Signatur (2,3) charakterisierter elektrischer Feldterm entstehen. Der Übergang $c \to d$ ist identisch mit dem intermittierenden Übergang einer Neutrokorpuskel in die energetisch tiefere des komplementären Ladungsspektrums, was bereits beim Spektrum der komplexen Kondensationen im Kompositionsfeld als intermittierender β - Zerfall der Neutrokorpuskeln beschrieben wurde. Nach B III kann diese Affinität (c,d) beim β_--Prozeß der Neutron-Protontransmutation unmittelbar und indirekt bei β_+-Prozessen von Nuklearstrukturen beobachtet werden. Beim β_- -Prozeß einer Nuklearstruktur muß dagegen die inverse Affinität (d,c) und beim Korpuskelpaarbildungen (b d) im Fall geladener und (bc) im Fall der Neutrokorpuskelpaare wirksam werden, während die Zerstrahlungsprozesse derartiger Korpuskelpaare den inversen Affinitäten (d,b) und (c,b) entsprechen. Die ebenfalls mögliche Affinität (a,b) , beziehungsweise (b,a) liegt zwar nach 69 und 69 a nahe, doch gibt es in der Empirik B hierfür kein direktes Analogon. Nur die Beziehung 19 B II ist wegen der Lösung von 69 für $\varsigma = o$ und $\overline{E} = \overline{o}$ ein indirektes Analogon zu dieser Affinität.

5.) Feldaktivierung und Kondesorfluß.

In allen Kondensoren der Koppelungsstrukturen erscheinen die kovarianten Basissignaturen hermitesch, weil in $\hat{\gamma}^{\varrho} = \hat{\gamma}^{\varrho}_{+} + \hat{\gamma}^{\varrho}_{-}$ von ${}^{2}\overline{\gamma}^{\varrho}_{(\mu\gamma)}$ die Anteile $\hat{\gamma}^{\varrho}_{-}$; n = const sind und als ein Metronenfeld aktivierende metronischwhe Spinfeldselektoren interpretiert werden müssen. Da in den Kontrasignaturen kein partielles Metrondifferential wirkt, müssen diese konstanten Feldaktivatoren oder metronische Spinselektoren in diesen Kontrasignaturen enthalten sein. Aus dieser Eigenschaft von $\hat{\gamma}^{\varrho}$ und der Darstellbarkeit der Fundamentalselektoren durch die Struktureinheiten der Gitterkerne ${}^{2}\overline{\gamma}^{\varrho} = \mathrm{sp}\ {}^{2}\overline{\mathcal{K}} \times {}^{2}\overline{\mathcal{K}}$ folgt ${}^{2}\overline{\gamma}^{\varrho}_{(\mu\gamma)} = {}^{2}\overline{\gamma}^{\varrho}_{(\mu\gamma)+} + {}^{2}\overline{\gamma}^{\varrho}_{(\mu\gamma)-} =$

$= \mathrm{sp}\ ({}^{2}\overline{\mathcal{K}}_{(\mu)+} + {}^{2}\overline{\mathcal{K}}_{(\mu)-}) \times ({}^{2}\overline{\mathcal{K}}_{(\gamma)+} + {}^{2}\overline{\mathcal{K}}_{(\gamma)-}) =$

$= \mathrm{sp}\ ({}^{2}\overline{\mathcal{K}}_{(\mu)+} \times {}^{2}\overline{\mathcal{K}}_{(\gamma)+} + {}^{2}\overline{\mathcal{K}}_{(\mu)+} \times {}^{2}\overline{\mathcal{K}}_{(\gamma)-}) +$

$+ \mathrm{sp}\ ({}^{2}\overline{\mathcal{K}}_{(\mu)+} \times {}^{2}\overline{\mathcal{K}}_{(\gamma)-} + {}^{2}\overline{\mathcal{K}}_{(\mu)-} \times {}^{2}\overline{\mathcal{K}}_{(\gamma)+})$ oder

${}^{2}\overline{\gamma}^{\varrho}_{(\mu,\gamma)-} = \mathrm{sp}\ ({}^{2}\overline{\mathcal{K}}_{(\mu)+} \times {}^{2}\overline{\mathcal{K}}_{(\gamma)-} + {}^{2}\overline{\mathcal{K}}_{(\mu)-} \times {}^{2}\overline{\mathcal{K}}_{(\gamma)+})$, was wegen ${}^{2}\overline{\gamma}^{\varrho}_{(\mu,\gamma)-}$; n = const für alle Gitterkerne nur durch

${}^{2}\overline{\mathcal{K}}_{(\lambda)\pm} \sim f^{(\pm 1)}(\mu)$ erfüllbar ist, wenn μ das Linearaggregat der hermetrischen Gitterselektoren bedeutet. Dieser Funktionalselektor f ist also vom jeweiligen Gitterkern völlig unabhängig, während μ jedoch diejenigen Gitterselektoren enthält, von denen die betreffende Struktureinheit bestimmt wird. Aus diesem Ansatz folgt also ${}^{2}\overline{\gamma}^{\varrho}_{(\varkappa\lambda)+} = {}^{2}\overline{a}_{(\varkappa\lambda)+}\ f_{\varkappa}\ f_{\lambda}$ mit ${}^{2}\overline{a}_{(\mu\gamma)+}$ = const und

${}^{2}\overline{\gamma}^{\varrho}_{(\varkappa\lambda)-} = \mathrm{sp}\ {}^{2}\overline{\alpha}_{(\varkappa)-} \times {}^{2}\overline{\alpha}_{(\lambda)-}\ f_{\varkappa}\ f_{\lambda}^{-1} +$

$+ \mathrm{sp}\ {}^{2}\overline{\alpha}_{(\varkappa)-} \times {}^{2}\overline{\alpha}_{(\lambda)+}\ f_{\varkappa}^{-1}\ f_{\lambda}$. Die Konstanz dieses Selektors ist aber nur dann erreichbar, wenn die Proportionalitätsfaktoren der Gitterkerne so beschaffen sind, daß $\mathrm{sp}\ {}^{2}\overline{\alpha}_{(\varkappa)+} \times {}^{2}\overline{\alpha}_{(\lambda)-} = \mathrm{sp}\ {}^{2}\overline{\alpha}_{(\varkappa)-} \times {}^{2}\overline{\alpha}_{(\lambda)+} = 1/4\ {}^{2}\overline{\alpha}_{(\varkappa\lambda)-}$ ist. Man erhält dann

$^{2}\bar{\gamma}_{(\mathcal{K}\lambda)+} = {}^{2}\bar{a}_{(\mathcal{K}\lambda)+} f(\mu_{\mathcal{K}}) f(\mu_{\lambda})$ und $^{2}\bar{\gamma}_{(\mathcal{K}\lambda)-} = {}^{2}\bar{a}_{(\mathcal{K}\lambda)-} \frac{1}{f_{\mathcal{K}} f_{\lambda}} (f_{\mathcal{K}}^{2} + f_{\lambda}^{2})$. Da aber $^{2}\bar{\gamma}_{(\mathcal{K}\lambda)-}$; n = const sein muß, folgt die Bedingung $\frac{f_{\mathcal{K}}^{2} + f_{\lambda}^{2}}{f_{\mathcal{K}} f_{\lambda}} = \beta_{\mathcal{K}\lambda} = \text{const}$ mit $\beta_{\mathcal{K}\lambda} \neq 2$ für $\mathcal{K} \neq \lambda$, aber $\beta_{\lambda\lambda} = 2$. Einsetzen dieser Darstellung von $^{2}\bar{\gamma}(\mathcal{K}\lambda)$ in Gleichung 153 liefert wegen $\underline{sp}\ ^{2}\bar{\gamma}(\mathcal{K}\lambda) = \underline{sp}\ ^{2}\bar{\gamma}(\mathcal{K}\lambda)+ \sim f_{\mathcal{K}} f_{\lambda}$ eine weitere Bedingung, nämlich

$f_{\mathcal{K}} f_{\lambda} \sim |(e^{\underline{\lambda}_1 \mu} - E)^{\underline{a}_1} \delta_{kl}|_{q}$ für die beiden Funktionalselektoren, wenn sich μ additiv aus den Gitterselektoren zusammensetzt, welche die Argumente von $f_{\mathcal{K}}$ und f_{λ} sind. Alle Bedingungen dieser Funktionalselektoren der Gitterkerne werden zusammengefaßt in

$$^{2}\bar{\mathcal{K}}(\lambda)\underline{+} \sim f_{\lambda}^{\underline{+}1} = f^{\underline{+}1}(\mu_{\lambda}) \ , \ f_{\mathcal{K}} f_{\lambda} \sim |(e^{\underline{\lambda}_1 \mu} - E)^{\underline{a}_1} \delta_{kl}|_{q},$$

$$\frac{f_{\mathcal{K}}^{2} + f_{\lambda}^{2}}{f_{\mathcal{K}} f_{\lambda}} = \beta_{\mathcal{K}\lambda} = \text{const.}\ \beta_{\mathcal{K}\lambda} \neq 2 \ , \ \beta_{\lambda\lambda} = 2 \ ,$$

$$\mu = \mu_{\mathcal{K}} + \mu_{\lambda} \quad \ldots\ldots\ldots\

Koppelungsstruktur immer nur auf ein Bezugssystem des R_6 bezogen werden kann, besteht zwar stets die Möglichkeit ein zu einer Basissignatur gehöriges Kondensorsystem durch die Wahl des zu dieser Basissignatur geodätischen Bezugssystems fortzutransformieren, doch bleiben dabei grundsätzlich die Kondensoren anderer Basissignaturen erhalten, weil diese Elemente aus $\hat{\mathcal{G}}$ hinsichtlich des gewählten Bezugssystems unmöglich ebenfalls geodätisch sein können. Wenn also $\hat{\gamma}$ der betreffenden Kondensationsform aus mehr als einer Struktureinheit besteht, was bei den Kondensationen b, c und d der Fall ist, dann kann grundsätzlich kein Bezugssystem gefunden werden, das diese Kondensationen forttransformiert. Die Existenz dieser Koppelungsstrukturen ist also eine Invariante gegen alle überhaupt denkbaren Koordinatentransformationen, was die unmittelbare Konsequenz von mehr als einem Gitterkern ist. Nur die Kondensationen a können durch ein, hinsichtlich (1,1) geodätisches System forttransformiert werden. In Bezug auf ein solches System $C_{(1,1)}$ existieren also alle physikalischen Wirkungen nicht mehr, welche auf ${}^2\overline{\gamma}_{(1,1)}$ zurückgehen. Da es sich dabei aber immer um Gravitationsprozesse handelt, erscheint die Gravitationswirkung als eine vom Bezugssyste abhängige Scheinwirkung, weshalb die geodätische Bewegung des freien Falls kräftefrei verläuft, und trotzdem die Gravitationsfeldquelle unverändert bleibt. Diese gravitativen Feldquellen können grundsätzlich nur in ihrer Existenz invariante Kondensationen der Klassen b, c oder d sein. Hinsichtlich der kartesischen Gitterselektoren x einer leeren Welt $R_{6(o)}$ können die Fundamentalkondensoren wegen der geodätischen Gleichung

$$\ddot{\underline{x}}^{\underline{i}} \begin{Bmatrix} \mu\gamma \\ \varkappa\lambda \end{Bmatrix} = - \left[{}^{i}_{k\,l} \right]^{(\mu\gamma)}_{(\varkappa\lambda)} \dot{\underline{x}}^{\underline{k}} \dot{\underline{x}}^{\underline{l}}$$

als Tensorpotentiale einer möglichen Wechselbeziehung im Sinne einer Korrespondenz interpretiert werden, Es muß also für irgendeine Kondensationsform ebensoviele Wechselwirkungsspektren einer Korrespondenzstruktur geben, wie es Kondensoren in der betreffenden Hermetrieform gibt. Der Maximalfall liegt bei d vor, weil hier auf $\hat{\mathcal{G}}$ kein Sieboperator einwirkt, was zu $3^4 = 81$ verschiedenen Korrespondenzspektren führt.

Ein Kondensor beschreibt immer den metronischen Verdichtungszustand hinsichtlich des leeren R_6 infolge einer metrischen Strukturänderung. Dieser Verdichtungszustand hat aber einen metrischen Kompressionszustand zur Folge, der durch einen Raumkompressor ${}^4\underline{\varrho}^{(\mu\gamma)}_{(\varkappa\lambda)}$ beschrieben wird. Dieser Raumkompressor wird nur durch die

signatur des betreffenden Kondensors bestimmt, weil er, gemäß

$\overline{{}^{4}\rho}^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)} = K^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)}$; $\left[\begin{smallmatrix}\widehat{\mu\ \nu}\\ -\ +\\ \varkappa\ \lambda\end{smallmatrix}\right]$ durch einen Raumkondensor, also durch zwei Kondensfeldselektoren mit kovarianter Dublettsignatur definiert ist. Wie sich ein solcher Raumkompressor im Fall einer Kondensation des R_6 verhält, kann aus dem Kompositionsfeld hergeleitet werden. Aus der Weltgleichung $L; \widehat{[\,]} = {}^{4}\overline{o}$ folgt $\bar{\lambda} \times \widehat{[\,]} = K ; \widehat{[\,]} = {}^{4}\overline{\rho}$ für die metrischen Kondensationsstufen, während das Matrizenspektrum $sp\ {}^{4}\overline{\rho} = \bar{\lambda}\ \widehat{[\,]} \sim {}^{2}\overline{W}$ phänomenologisch durch einen quantisierter tensoriellen Energiedichteselektor ${}^{2}\overline{W} = \frac{\delta_V\, {}^{2}\overline{H}}{\delta V}$ mit $\delta V = \tau^{3/2} \prod_{k=1}^{3} \delta\ ()_k$ des R_3 dargestellt werden kann.

Ist $\delta \Omega = \prod_{i=1}^{6} \delta\ C_i$ mit $C_i = \alpha_i\ ()_i$ ein Volumenelement des leeren R_6, dann folgt $\overset{\Omega}{\underset{\Omega_1}{S^2}}\ sp\ {}^{4}\overline{\rho}\ ()\ \delta \Omega \sim$

$\sim \overset{\Omega}{\underset{\Omega_1}{S^2}}\ {}^{2}\overline{W}$; $()\ \delta \Omega \sim \overset{T}{\underset{T_1}{S^2}}\ \overset{\varepsilon}{\underset{\varepsilon_1}{S^2}}\ \overset{\eta}{\underset{\eta_1}{S^2}}\ {}^{2}H$;

; $()\ \delta\ ()_6\ \delta\ ()_5\ \delta\ ()_4 = \overset{T}{\underset{T_1}{S^2}}\ {}^{2}\overline{G}$; $()\ \delta\ ()_4$,

wenn ${}^{2}\overline{G} = \overset{\varepsilon}{\underset{\varepsilon_1}{S^2}}\ \overset{\eta}{\underset{\eta_1}{S^2}}\ {}^{2}\overline{H}$; $()\ \delta\ ()_5\ \delta\ ()_6$ für das transfinite metronische Energieintegral gesetzt wird. Nach dem elementaren Extremalprinzip der Energie, nach welchem stets das tiefste Niveau angestrebt wird, gilt aber $\delta\ \overset{T}{\underset{T_1}{S^2}}\ {}^{2}\overline{G}$; $()\ \delta\ ()_4 = {}^{2}\overline{o}$,

was eingesetzt $\delta\ \overset{\Omega}{\underset{\Omega_1}{S^2}}\ sp\ {}^{4}\overline{\rho}$; $()$; $\delta \Omega =$

$= |sp\ \delta\ \overset{\Omega}{\underset{\Omega_1}{S^2}}\ {}^{4}\overline{\rho}$; $()\ \delta \Omega = {}^{2}\overline{o}$ oder ${}^{4}\overline{o} = \delta\ \overset{\Omega}{\underset{\Omega_1}{S^2}}\ {}^{4}\overline{\rho}$;

; $()\ \delta \Omega \sim \delta\ \overset{\Omega}{\underset{\Omega_1}{S^2}}\ {}^{4}\overline{\rho}$; $()\ \prod_{i=1}^{6} \delta\ ()_i =$

$= \delta\ \overset{n}{\underset{n_1}{S^2}}\ {}^{4}\overline{\rho}$; $()\ \delta n$, also $\delta\ \overset{n}{\underset{n_1}{S^2}}\ {}^{4}\overline{\rho}$; $()\ \delta n = {}^{4}\overline{o}$

weil immer $\delta\, n_i = 1$ ist. Diese Eigentümlichkeit des Raumkompressors muß aber für alle Raumkompressoren universell gelten, die durch irgendeinen Fundamentalkondensor bestimmt werden, weil zu jeder Kondensorsignatur ein Energiedichteselektor definiert ist. Nach dem Variationsprinzip versucht also jeder Raumkompressor in jeder Richtung des R_6 mit zunehmender Metronenziffer den Minimalwert zu erreichen. Die Beziehung

$$\overset{i}{\dot{x}}\left(\begin{smallmatrix}\mu\gamma\\ \varkappa\lambda\end{smallmatrix}\right) = - \left[\begin{smallmatrix} i & \\ k & l\end{smallmatrix}\right]^{(\mu\ \gamma)}_{(\varkappa\ \lambda)} \overset{k}{\dot{x}}\ \overset{l}{\dot{x}}\ ,$$

$$\delta \begin{matrix} n \\ S^2 \\ n_1 \end{matrix} {}^4\overline{\varrho}^{(\mu\gamma)}_{(\varkappa\lambda)} \ ;\ ()\ \delta\, n = {}^4\overline{o} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 159$$

sagt also aus, daß es zu jedem Fundamentalkondensor, der aus $\hat{\varrho}$ gebildet werden kann, ein Korrespondenzspektrum $\overset{i}{\ddot{x}}$ von Wechselwirkungspotenzen und einen Raumkompressor gibt, der stets versucht, das tiefste Kompressionsniveau zu erreichen. Im Falle des Kompositionsfeldes folgt aus ${}^4\overline{\varrho} = K\ ;\ \hat{[\,]} = \overline{\chi} \times \hat{[\,]}$ nach Bildung des Matrizenspektrums ${}^2\overline{\varrho} = s\,p\ {}^4\overline{\varrho} = \overline{\chi}\ \hat{[\,]} \sim {}^2\overline{W} = {}^2\overline{T} - 1/4\ {}^2\overline{\gamma}\ ;\ ()\ T$ mit dem kanonischen Energiedichteselektor ${}^2\overline{T}$ und $s\,p\ {}^2\overline{T} = T$. Die Elimination dieses Selektors liefert ${}^2\overline{\varrho} - 1/2\ {}^2\overline{\gamma}\ ;\ ()\ s\,p\ {}^2\overline{\varrho} \sim {}^2\overline{T}$, worin das Energieprinzip durch die Divergenzfreiheit $s\,p\ ()^{(66)}_{(-)}\ ;\ {}^2\overline{T} = \overline{o}$ oder aequivalent durch $s\,p\ ()^{(6,6)}_{(-)}\ ;\ ({}^2\overline{\varrho} - 1/2\ {}^2\overline{\gamma}\ ;\ ()\ sp\ {}^2\overline{\varrho}) = \overline{o}$ ausgedrückt werden kann, was nur im Kompositionsfeld möglich ist. Das Energieprinzip bedingt also im Kompositionsfeld

$$s\,p\ ()^{(6,6)}_{(-)}\ ;\ (\ () - 1/2\ {}^2\overline{\gamma}\ s\,p\ ()\ )\ ;\ s\,p\ {}^4\overline{\varrho} = \overline{o} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 159\,a$$

als ein kompositives Erhaltungsprinzip des Raumkompressors. Dieses Erhaltungsprinzip sagt aus, daß der durch $(\ () - 1/2\ {}^2\overline{\mu}\ s\,p\ ()\ )\ ;\ s\,p\ {}^4\overline{\varrho}$ beschriebene Kompressions- und Kondensationszustand im Kompositionsfeld immer erhalten bleibt und zwar unabhängig von synmetronischen Änderungen der Partialstrukturen.

Im Folgenden sollen zur Kürzung $\alpha \equiv (\mu\ \gamma)$, $\beta \equiv (\varkappa\lambda)$ und

$$\left[\begin{smallmatrix}\mu & \gamma\\ - & +\\ \varkappa & \lambda\end{smallmatrix}\right]_- \equiv \left[\begin{smallmatrix}\alpha\\ \beta\end{smallmatrix}\right]$$

verwendet werden. Die Koppelungsextrema

$\delta\, Q^{(\alpha)}_{(\beta)} = o$ charakterisieren die Koppelungsklassen I a und II a durch $\left[{}^{\alpha}_{\beta}\right] = \hat{o}$, was einen Minimalwert des Kondensors darstellt. $\left[{}^{\alpha}_{\beta}\right] = \hat{o}$ bedingt aber nach Gleichung 149 a und 150 $\psi^{(\alpha)}_{(\beta)_{kl}} = o$ also $(\psi_{kl})^{\underline{\alpha}_{kl}} = o$. Das partikuläre Integral des Kompositionsfeldes ist aber nach Ausklammerung seiner Eigenwerte der Kondensationsstufen im offenen Intervall $0 < \psi_{kl} < E$ definiert, so daß $(\psi_{kl})^{\underline{\alpha}_{kl}} = o$ nur für $\underline{\alpha}_{kl} \to -\infty$ erfüllt werden kann oder für $\psi_{kl} = o$. In jedem Fall wird hierdurch aber $\delta\, Q^{(\alpha)}_{(\beta)} = o$ mit $\left[{}^{\alpha}_{\beta}\right] = \hat{o}$ als Koppelungsmaximum beschrieben, in dessen Definitionsbereich $\mu\,;\ n_- = N_-$ Gitter- und Hyperselektoren einander proportional werden. Ganz entsprechend muß es einen anderen Punkt im gleichen Definitionsbereich geben, nämlich $\mu\,;\ n_+ = N_+$, in welchem $\delta\, \left[{}^{\alpha}_{\beta}\right] = \hat{o}$ einer Extremalbedingung genügt, und dieses Extremum $\left[{}^{\alpha}_{\beta}\right]\,(+) \neq \hat{o}$ kann nur ein Kondensationsmaximum sein. Da sich die Koppelungsmaxima mit den Kondensationsminima decken,, folgt, daß die Kondensationsmaxima in N_+ mit Koppelungsminima verbunden sind, in denen aber ebenfalls die Extremalbedingung $\delta\, Q^{(\alpha)}_{(\beta)} = o$ erfüllen muß. Diese Beziehung wiederum liefert eine Aussage über die Lage von N_+; denn es folgt

$$o = \delta \left[{}^{i}_{k\,l}\right]^{(\alpha)}_{(\beta)} + \delta \left[{}^{s}_{k\,l}\right]^{(\alpha)}_{(\beta)} Q^{(\alpha)\underline{i}}_{(\beta_s)} + \left[{}^{s}_{k\,l}\right]^{(\alpha)}_{(\beta)} \delta\, Q^{(\alpha)\underline{i}}_{(\beta_s)} - \delta \left[{}^{s}_{k\,l}\right]^{(\alpha)}_{(\beta)} \delta\, Q^{(\alpha)\underline{i}}_{(\beta_s)} \equiv \delta\, \psi^{(\alpha)}_{(\beta_{kl})}$$

aus Gleichung 149 a, wenn dies für die Summe gilt.

weil auch $\delta\, Q^{(\alpha)\underline{i}}_{(\beta_s)} = o$ sein muß. Nach 150 bedingt aber $\delta\, \psi^{(\alpha)}_{(\beta)_{kl}} = \delta$ unmittelbar $\delta\, \psi_{kl} = o$, das heißt, die Kondensationsmaxima decken sich grundsätzlich in ihrem jeweiligen Definitionsbereich mit Eigenwerten des Kompositionsfeldes. Auch bestimmen diese Maxima der Kondensation die Koppelungsklassen I h und II h.

Die in N_+ liegenden Kondensormaxima definieren Raumkompressoren $4\bar{\varsigma}^{(\alpha)}_{(\beta)}$, deren Kompressionsmaxima ebenfalls in N_+ definiert

sind, weil $\delta\ {}^{4}\bar{g}^{(\alpha)}_{(\beta)} = {}^{4}\bar{o}$ auch durch $\delta \begin{bmatrix}\alpha\\ \beta\end{bmatrix} = \hat{o}$ erfüllt wird. Nach Gleichung 159 versucht aber jeder symmetronische Raumkompressor das tiefstmögliche Kompressionsniveau zu erreichen, während für den Kompressionszustand ${}^{2}\bar{\varphi} - 1/2\ {}^{2}\bar{\varphi}$; () s p ${}^{2}\bar{\varphi}$ des Kompositionsfeldes das Erhaltungsprinzip Gleichung 159 a gilt. Die Minima der ${}^{4}\bar{g}^{(\alpha)}_{(\beta)}$ müssen dagegen bei N_-, also $\begin{bmatrix}\alpha\\ \beta\end{bmatrix} = \hat{o}$ in den Koppelungsmaximum liegen, was die Tendenz ${}^{4}\bar{g}^{(\alpha)}_{(\beta)}$; ; $n_+ \rightarrow {}^{4}\bar{g}^{(\alpha)}_{(\beta)}$; n_- verursacht. Da immer das kompositive Erhaltungsprinzip 159 a gewahrt bleiben muß, kann diese Tendenz nur den Sinn eines Austauschvorganges $N_+ \rightleftarrows N_-$ haben, der die Koppelungsextrema beziehungsweise Kondensor- oder Kompressorextrema vertauschen kann. Wenn es zu $N_+ \rightleftarrows N_-$ kommt, dann kann dieser Vorgang auch als eine Bewegung des Kondensationszustandes $\begin{bmatrix}\alpha\\ \beta\end{bmatrix}$ im R_6 aufgefaßt werden, welche als Kondensorfluß $N_+ (\alpha,\beta) N_-$ bezeichnet werden soll. Es wird nunmehr notwendig zu untersuchen, unter welchen Bedingungen ein derartiger Kondensorfluß zustande kommen kann. Nach Gleichung 158 gilt ${}^{2}\bar{\gamma}_{(\varkappa\lambda)} = {}^{2}\bar{a}_{(\varkappa\lambda)+}\ f_{\varkappa}\ f_{\lambda}\ +$ $+\ {}^{2}\bar{a}_{(\varkappa\lambda)-}$ mit dem konstanten metronischen Spinselektor ${}^{2}\bar{a}_{(\varkappa\lambda)-}$. Nach dieser Beziehung folgt für eine Kondensorkomponente, wenn die Zusatzselektoren $\lambda_{(\beta)s,k,l} = 1/2\ (a_{(\beta)+s,l}\ \underset{-}{\delta}_k + a^{(\beta)}_{+k,s}\ \underset{-}{\delta}_l - a^{(\beta)}_{+k,l}\ \underset{-}{\delta}_s)$ und $\wedge^{(\alpha)\underline{i}}_{(\beta)k,l} = a^{\underline{i},\underline{s}}_{(\alpha)+}\ \lambda_{(\beta)s,k,l}$ eingeführt werden. $\begin{bmatrix} i \\ k\ l\end{bmatrix}^{(\alpha)}_{(\beta)} = \gamma^{\underline{i},\underline{s}}_{(\alpha)}\ [s,k,l]_{(\beta)} = (\frac{\wedge^{(\alpha)\underline{i}}_{(\beta)kl}}{f_\mu\ f_\gamma} +$ $- a^{\underline{i},\underline{s}}_{(\alpha)-}\ \lambda_{(\beta)s,k,l})$; $f_{\varkappa}\ f_{\lambda}$. Der zweite Term dieses Selektors enthält nicht $f_\mu \cdot f_\gamma$, wohl aber und zwar unabhängig von einer eventuellen Geodäsie der Kontrasignatur den metronischen Spinselektor. Da dieser Selektor konstant verläuft, existiert er sowohl in N_+ als auch N_-. Durch diesen Spinselektor entsteht aber ausserdem die Spinorientierung der Hyperstruktur im Definitionsbereich N des betreffenden Kondensors, wodurch eine Feldaktivierung erfolgt. Erst durch die gleiche Spinorientierung ist offensichtlich die Möglichkeit des Kondensorflusses gegeben, das heißt, es müssen konstante Feldaktivatoren für beide Kondensorsignaturen existieren, wenn es zum Kondensorfluß $N_+ (\alpha,\beta) N_-$ kommen soll. Diese Bedingung ist aber nur dann erfüllbar, wenn in $N_{\pm}$ neben $\begin{bmatrix}\alpha\\ \beta\end{bmatrix}$ auch die

Signaturtransposition $\begin{bmatrix}\beta\\ \alpha\end{bmatrix}$ vorkommt; denn nur dann gibt es im N_t beide Feldaktivatoren $^{2}\overline{\gamma}(\alpha)_-$ und $^{2}\overline{\gamma}(\beta)_-$. Diese Existenzbedingung kann demnach explizit zusammengefaßt werden in

$$N_+ \left(\begin{bmatrix}\widehat{\alpha}\\ \beta\end{bmatrix} , \begin{bmatrix}\widehat{\beta}\\ \alpha\end{bmatrix} \right)_{(\alpha,\beta)} N_- \left(\begin{bmatrix}\widehat{\alpha}\\ \beta\end{bmatrix} , \begin{bmatrix}\widehat{\beta}\\ \alpha\end{bmatrix} \right) ,$$

$\alpha \equiv (\mu , \nu)$, $\beta \equiv (\varkappa , \lambda)$ ..... 160.

In den vier möglichen Koppelungsstrukturen ist diese Bedingung oft erfüllt, so daß in den einzelnen Hermetrieformen immer ein Kondensorfluß existiert. Auf diese Weise ist es aber unmöglich, daß der Kondensationszustand augleicht, obwohl nach Gleichung 159 jeder Raumkompressor diesen Ausgleich anstrebt. Während der kompositive Raumkompressor nach Gleichung 159 ein Minimalniveau anstrebt (destruktives Prinzip), kommt es durch die allgemeine Feldaktivierung zu einem ständigen Kondensorfluß zwischen der Feinstruktur der Eigenwertsphäre kompositiver Kondensationsstufen (Koppelungsminima) und den Koppelungsmaxima (konstruktives Prinzip), welches dem Ausgleichsprinzip des kompositiven Kompressors entgegenwirkt. Auf diese Weise muß ein Gleichgewichtszustand als Kompressorisostasie entstehen, der seinen Ausdruck im kompositiven Erhaltungsprinzip Gleichung 159 a findet. Eine unmittelbare Konsequenz von 159 a wiederum ist das empirische Energieprinzip und alle aus diesem ableitbaren Erhaltungsprinzipien. Die tiefere Ursache der Kompressorisostasie ist neben der Gleichung 159 die Existenz eines Kondensorflusses (Gleichung 160), welche auf die Koppelungsstrukturen, also auf die inneren symmetronischen Korrelationen der Struktureinheiten zurückgeht. Mit Gleichung 160 wird also eine explizite Analyse dieser Korrelationen möglich. Vor einer Klassifikation der möglichen Systeme von Kondensorflüssen wird eine vorbereitende Untersuchung über die grundsätzlichen Eigenschaften aller durch die Feldaktivierung verursachten Kondensorflüsse notwendig.

Jedes System Q aus Kondensorquellen und Senken kann einen Kondensorfluß verursachen, wenn die Existenzbedingung Gleichung 160 für ~~die~~ $N_+ (\alpha, \beta, \varkappa, \lambda) N_-$ erfüllt ist. Es gibt demnach die folgenden Formen einfacher Kondensorflüsse $q_1 = Q_1$, $q_2 = Q_2^+$, $q_3 = Q_2^-$, $q_4 = Q_3$, $q_5 = Q_4^+$ und $q_6 = Q_4^-$. Im allgemeinen ist aber nicht anzunehmen, daß diese Kondensorflüsse in einer Koppelungsstruktur einzeln auftreten, zumal in b , c und d Systeme von Kondensorbrücken gibt. Es besteht offenbar die Möglichkeit

daß $\gamma > 1$ Flüsse q_j sich zu einem Flußaggregat zusammenschliessen, so daß es $1 \leq \gamma \leq 6$ Klassen derartiger Flußaggregate gibt Jede dieser Flußklassen γ ist dann mit $\binom{6}{\gamma}$ Flußaggregaten $F(q_j)_\gamma$ besetzt, was durch die Symbolik $\binom{\alpha\beta}{\varkappa\lambda} F(q_j)_\gamma$ präzisiert wird, wenn $\left[\overbrace{\varkappa\bar{\varkappa}}^{\alpha\beta}\right]_+$ das Flußaggregat F_γ bestimmt. Ein derartiges Aggregat muß aber von der Reihenfolge der q_j abhängen, so daß es zu jedem Element der Flußklasse noch $\gamma !$ isomere Flußaggregate gibt. Es kann also grundsätzlich einschließlich dieser isomeren und der einfachen Kondensorflüsse nur

$$Z = \sum_{\gamma=1}^{6} \gamma ! \binom{6}{\gamma} = 1956$$

Flußaggregate geben, doch wird Z eingeschränkt, wenn gefordert wird, daß diese Flußaggregate eine Kondensation aufbauen, welche für ein von o verschiedenes Zeitintervall definiert sein soll. F_γ kann immer für $\gamma > 1$ in zwei Aggregate F_p und F_r mit $p - r = \gamma$ aufgeteilt werden. Ist A ein Anfangszustand für die betreffende Kondensorsignatur in der Koppelungstruktur, und verändert F_p diesen Zustand A gemäß $A F_p B$ in den Zustand B, so kann F_r anschließen und B , F_r , C diesen Zustand in einen Endzustand C überführen, so daß $A F_p B F_r C = A F_\gamma C$ für die Wirkungsweise des Flußaggregates geschrieben werden kann. Es gibt für C zwei Möglichkeiten, nämlich entweder erzeugt F_γ einen Finalzustand $C \neq A$ oder aber F_γ verläuft zyklisch, also rotatorisch, und führt A über B in den Anfangszustand $C = A$ periodisch zurück. Ist $A \neq C$, dann muß sich auch der zugehörige synmetronische Raumkompressor nach Gleichung 159 verändern, so daß in C ein tieferes Kompressorniveau erreicht wird, was aber nach dem Gesetz 159 a der Kompressorisostasie bedeutet, daß

$$(() - 1/2 \, {}^{2}\bar{\gamma} \, s\,p\,()) \; ; \; s\,p \; {}^{4}\bar{\varrho} = \sum_{k=1}^{L>1} (() -$$

$$- 1/2 \, {}^{2}\bar{\gamma}_k \, s\,p\,()) \; ; \; s\,p \; {}^{4}\bar{\varrho}_k$$

in L kompositive Kondensationen tieferen Kompressorniveaus zerfällt. Dieser Zerfall steht aber im Widerspruch zur geforderten zeitlichen Stabilität von ${}^{4}\bar{\varrho}$, so daß $A \neq C$ keine zeiltlich definierten Kondensationen ermöglicht, unabhängig davon, welche Signatur $\binom{\alpha\beta}{\varkappa\lambda} F_\gamma$ das Flußaggregat verursacht denn jeder Kondensor bedingt nach dem synmetronischen Zusammenhang der Koppelungsstruktur die übrigen Kondensorextrema. Durch $A \neq C$ muß also auf jeden Fall die Koppelungsstruktur gestört werden. Im Fall $A = C$ tritt dies dagegen nicht ein, weil A immer wieder

hergestellt wird, so daß nur solche Terme der kompositiven Spektren aller Kondensationsformen zeitlich definiert sind, in denen zyklische Flußaggregate laufen. Die Zahl Z_r der wirklichen Flußaggregate ist also $Z_r < Z$ wegen dieser Zyklizitätsforderung. Diese in

$$q_1 = Q_1 \, , \; q_{2,3} = Q_2^{\pm} \, , \; q_4 = Q_3 \, , \; q_{5,6} = Q_4^{\pm} \, ,$$

$$F_\gamma = \binom{\alpha\beta}{\mathcal{R}\lambda} F(q_j)_\gamma = N_+ (\alpha\beta \, , \mathcal{R}\lambda) \, N_- \, , \; 1 \leq \gamma \leq 6 \, ,$$

$$A F_p B F_r C = A F_\gamma C, \; p + r = \gamma, \; A \neq C \, ,$$

$$(() - 1/2 \, {}^2\bar{\gamma} \, sp()) \, ; \, sp \, {}^4\bar{\varsigma} = \sum_{k=1}^{L>1} (() -$$

$$- 1/2 \, {}^2\bar{\varrho}_k \, sp()) \, ; \, sp \, {}^4\bar{\varsigma}_k \, , \; A = C \, ,$$

$$(() - 1/2 \, {}^2\bar{\gamma} \, sp()) \, ; \, sp \, {}^4\bar{\varsigma} = const \, (()_4) \, ...$$

..... 161

zusammengefaßte Zyklizitätsforderung eines jeden Flußaggregates ist, also zugleich die Bedingung dafür, daß der betreffende kompositive Term eines Kondensationsselektors 126 zeitlich definiert ist und über ein zeitliches Stabilitätsintervall verfügt. Jeder zyklische Kondensorfluß muß aber wegen seiner Rotation einen Spin zur Folge haben, so daß die Terme der Kondensationsspektren über Spine und Spinore verfügen können, nämlich dann, wenn sich die Spine der Kondensorflüsse nicht ausgleichen. Anderenfalls müssen spinfreie Kondensationen vorliegen.

Da $({}^2\bar{\varsigma} - 1/2 \, {}^2\bar{\gamma} \, ; \, ()\varsigma) \, ; \, n \sim {}^2\bar{T}$ und nach dem Energiematerieäquivalent ${}^2\bar{T} \sim {}^2\bar{\sigma}$ dem Massendichtetensor proportional ist, bedeutet das Gesetz, wonach der Raumkompressor sein Minimalniveau zu erreichen sucht, daß die Materiefeldquanten sich stets so strukturieren, daß ihre Massendichte einen Minimalwert erreicht und zwar in Bezug auf die vorgegebene Koppelungstruktur. Wenn es dagegen zu einer radioaktiven Transmutation einer Komplexkondensation kommt, dann kann sich diese Transmutation aufgrund der Kompressorisostasie nur so vollziehen, daß bei der Transmutation Kondensationen tieferen Kompressorniveaus entstehen. Dies bedeutet aber, daß die Transmutation stets ein Zerfallsprozeß ist, bei welchem $L > 1$ neue Kondensationen tieferen Kompressorniveaus entstehen. Nur dann, wenn im Rahmen einer Korrespondenz von Materiefeldquanten (beispielsweise bei der Nuklearsynthese) höher organisierte Strukturen entstehen, liegt kein Zerfall vor, weil hier die elementaren Flußaggregate der korrespondierenden Materiefeldquanten im

Rahmen der Wechselbeziehung zu höheren Flußsystemen überlagern. Bei einer derartigen Nuklearsynthese kann jedoch das Kompressorniveau der korrespondierenden Materiefeldquanten auf keinen Fall ansteigen, weil dies im Widerspruch zur Kompressorisostasie stünde. Dies hat aber zur Folge, daß die Massendichte bei jeglicher Nuklearsynthese konstant bleibt , wodurch das empirische Prinzip der konstanten Kernmateriedichte als Folge von 161 bedingt wird. Der wesentliche Unterschied zwischen den Termen des Spektrums 126 und Nuklearstrukturen besteht,demnach darin, daß die Terme von 126 nur mit wachsendem n in tiefere Kompressionsniveaus größerer Wellenlänge und geringerer Masse zerfallen können, während die Nuklearstrukturen beim radioaktiven Zerfall als Korrespondenzsysteme von Spektraltermen aus 126 bei konstantem Kompressorniveau in Strukturen geringerer Masse, aber konstanter Dichte zerfallen. Auf jeden Fall kann jede zyklische Flußbewegung bei geeigneter Projektion als Schwingungsprozeß aufgefaß werden, so daß der zyklische Kondensorfluß $N_{\pm}$ () $N_{\mp}$ der kompositiven Kondensation immer eine Eigenfrequenz η zuordnet, welche mit der Flußgeschwindigkeit w_f die Wellenlänge $\lambda = w_f/\eta$ als Aggregatdiameter definiert. Da andererseits aus $L ; \hat{[\,]} = \sqrt[4]{o}$ oder $\sqrt[4]{\rho} = K ; \hat{[\,]} = \bar{\lambda} \times \hat{[\,]}$ und der Lösung 126 als Spektralfunktion folgt, daß die Trägheitsmasse einer Kondensation mit wachsendem Raumkompressor ansteigt und gleichzeitig nach der Kompressorisostasie die Frequenz η des zyklischen Flusses anwachsen muß. Dies bedeutet aber zwischen Trägheitsmasse m und η die Proportionalität $m \sim \eta \sim 1/\lambda$, also $m \lambda = const.$, weil $w_f = const.$ sein muß; denn anderenfalls wäre A = C unmöglich. Der in C I aus Erfahrung hergeleitete Quantendualismus $m c \lambda = h$, sowie die Äquivalenz des Korpuskular- und Wellenbildes findet ~~also findet~~ also eine vertiefte Interpretation in der Zyklizitätsbedingung 161 aller Flußaggregate, welche zugleich die Spineigenschaften der Materiefeldquanten andeutet.

Da die Flußaggregate zyklisch sein müssen, kann eine Flußperiode definiert werden. Offensichtlich ist eine derartige Periode immer dann abgelaufen, wenn sämtliche Kondensorflüsse des Aggregates einmal gewirkt haben, doch braucht durch eine Flußperiode A = C noch nicht erreicht zu werden. Im allgemeinen wird, wenn ω die Periodenzahl ist, A = C erst nach $\omega > 1$ wieder hergestellt, so daß ein Flußaggregat durch die zusätzliche Angabe von ω , gemäß

$$F_\gamma \equiv \binom{\alpha\beta}{\varkappa\lambda} F (q_j)_\gamma \quad \omega \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \text{161 a}$$

zu ergänzen ist. Zur Beschreibung der möglichen Flußklassen werde die folgende Chiffre verwendet:

$q_j \equiv (j)$, $F_\gamma \equiv (j)\ \omega$ 161

Mit dieser Kürzung besteht die Möglichkeit unabhängig von einem speziellen Kondensormaximum und einer speziellen Koppelungsstruktur die grundsätzlich möglichen zyklischen Flußaggregate zu beschreiben. Auf diese Weise muß dann ein Rahmenwerk entstehen, welches aufgrund seiner Universalität den matürlichen Koppelungsstrukturen angepaßt werden kann.

K a p i t e l X

K O R R E L A T I O N E N

1.) D i e e n a n t i o s t e r e o i s o m e r e n F l u ß - a g g r e g a t e d e r K o p p e l u n g s s t r u k t u r e n .

Wenn die in den Termen von 126 offenbar existenten und miteinander korrelierenden zyklischen Flußaggregate als Folge metronischer Feldaktivierungen analysiert werden sollen, um zu einer algemeinen Theorie der Innenstruktur dieser Terme zu gelangen (was $n(t)$ und $q(t)$ als Ergebnis dieser Korrelationstheorie zyklischer Kondensorflüsse liefern muß), dann wird eine vorangehende Zusammenstellung aller in den Koppelungsstrukturen überhaupt möglichen zyklischen Flußaggregate unerläßlich. Zunächst folgt unmittelbar, daß die Flußklassen $\gamma = 1$ und $\gamma = 2$ nur im Fall zweifach, beziehungsweise einfach entarteter Koppelungsstrukturen (hinsichtlich des betreffenden Kondensors) auftreten können. Für $\gamma = 1$ kann nur eine zweifache entartete Koppelungsstruktur möglich sein. Mit $a \equiv I\ h$, $b \equiv I\ h$, sowie $\alpha \equiv I\ a$ und $\beta \equiv I\ a$ wird ersichtlich, daß die $\binom{6}{1}$ Möglichkeiten $\gamma = 1$ stets durch $\omega = 1$ gekennzeichnet sind, aber auf nur vier wirkliche F_1 reduziert werden. Diese Reduktion liegt in der Natur der Koppelungsstruktur; denn Koppelungsklassen von nur einem Typ h oder a können

nicht allein in der Koppelungsstruktur vorkommen, so daß die Kondensorflüsse (5) 1, sowie (6) 1 für $\gamma = 1$ entfallen. Es verbleibt demnach (j) 1 für $1 \leq j \leq 4$. Die $\binom{6}{2} = 15$ Möglichkeiten $\gamma = 2$ setzen eine einfache Entartung der Koppelungsstruktur voraus. Für diese Entartung gibt es die vier Möglichkeiten (a α β), (b α β), (a b α) und (a b β). Für jede dieser $\binom{4}{3}$ Entartungsmöglichkeiten muß es $\binom{3}{2} = 3$ Aggregate F_2 geben, welche mit $\omega = 3$ den Anfangszustand wieder herstellen. Die möglichen Aggregate verteilen sich in folgender Weise auf die Entartungsformen, nämlich

(a α β) : (1,2) 3 , (1,6) 3, (2,6) 3 ferner
(b α β) : (3,4) 3 , (3,6) 3, (4,6) 3 sowie
(a b α) : (1,3) 3 , (1,5) 3, (3,5) 3 und
(a b β) : (2,4) 3, (5,4) 3, (2,5) 3. Bei diesen zyklischen Flußaggregaten entarteter Koppelungsstrukturen für die Fälle $\gamma = 1$ und $\gamma = 2$ gibt es noch keine Strukturisomerie, wohl aber in beiden Fällen die Möglichkeit eines Spins des betreffenden Kondensorflusses. Dieser Kondensorspin, bezogen auf eine Strukturierung der Kondensation entspricht offenbar ω des zyklischen Flusses und muß daher zweideutig sein. Es gibt demnach tatsächlich eine Spinisomerie des Kondensorspins, welche für $\gamma < 3$ allein die Isomeriemöglichkeiten bestimmt. Erst für $\gamma \geq 3$ kommt es wegen $\gamma ! > 2$ zu Strukturisomerien. Neben diesen Strukturisomerien $\gamma \geq 3$ sind aber wegen der Zyklizität $\omega \geq 1$ immer Spinisomerien überlagert. Strukturisomerien sind aber stets Sterioisomerien, so daß es zu jedem realen Flußaggregat $\gamma \geq 3$ mindestens ein enantiosterioisomeres Aggregat geben muß. Auch $\gamma = 3$ kann eine einfache Entartung der Koppelungsstruktur voraussetzen. Es ergeben sich im Entartungsfall nur vier Grundtypen mit $\omega = 2$, nämlich (a α β) $\equiv$ $\equiv$ (1,2,6) 2 ferner (b α β) $\equiv$ (3,4,6) 2, sowie (a b α) $\equiv$ $\equiv$ (1,3,5) 2 und (a b β) $\equiv$ (2,4,5) 2 ; von denen jeder über $3 ! = 6$ strukturisomere Möglichkeiten mit den entsprechenden Spinisomerien verfügt. Für die übrigen Flußaggregate $\gamma \geq 3$ kann es keine Entartungen in den Koppelungsstrukturen mehr geben, das heißt, ist die Koppelungsstruktur in irgendeiner Form entartet, dann tritt immer $\gamma \geq 3$ auf, aber im Fall der regulären Struktur $\gamma > 3$. Für $\gamma = 3$ gibt es neben den vier Typen der Entartung mit $\omega = 2$ auch noch $\binom{4}{3} = 4$ reguläre Typen mit $\omega = 4$, nämlich (1,2,5) 4, (6,3,1) 4, (4,2,6) 4 und (1,3,4) 4 ; so daß $\gamma = 3$ ein ambivalentes Verhalten in Bezug auf die einfache Entartung oder Regularität (a b α β) der Koppelungsstruktur aufweist. Jedes der

vier regulären Aggregate $\gamma = 3$ verfügt ebenfalls über $3! = 6$ Strukturisomerien. Für alle $\gamma \geq 4$ kann es überhaupt keine Strukturentartung mehr geben; denn wegen der vier Koppelungsklassen innerhalb der Koppelungsstruktur können die $\gamma \geq 4$ strukturell nur regulär sein. Eine Entartungsmöglichkeit besteht dagegen für $\gamma \geq 4$ im System des Kondensorflusses selbst; denn gerade wegen der Regularität der Koppelungsstruktur kann der zyklische Kondensorfluß für $\gamma \geq 4$ in mehrere Partialflüsse entarteter Strukturen $\gamma \leq 3$ zerfallen, die aber zyklisch überlagern. Für diese Flußsuperposition gibt es in den Bereichen $\gamma \leq 3$ kein Analogon. Für jedes Flußaggregat $\gamma = 4$ gibt es $\gamma! = 24$ Strukturisomere. Auch tritt hier, wie für alle $\gamma \geq 4$ erstmalig eine reguläre Enantiostereoisomerie auf; denn innerhalb einer Gruppe von Strukturisomeren gibt es immer mehrere ω - Werte und daher mehrere Flußspine, je nachdem, ob die betreffende Strukturisomere eine Entartung möglich macht oder regulär bleibt. Im Falle $\gamma = 4$ gibt es $\binom{6}{4} = 15$ Grundtypen von Flußaggregaten. Nämlich (1,2,3,4) , (2,3,4,5) , (3,4,5,6) , (1,2,5,6) , (1,3,5,6) , (1,4,5,6) , (3,2,5,6) , (4,2,5,6) , (1,2,5,4) , (1,3,5,4) , (1,2,6,4) , (1,3,6,4) , (1,2,3,5) , sowie (1,2,3,6) und (2,3,4,6). Die $\binom{6}{5} = 6$ Flußaggregate $\gamma = 5$, nämlich (1,2,3,4,5) , (2,3,4,5,6) , (1,3,4,5,6) , (1,2,4,5,6) , (1,2,3,5,6) , und (1,2,3,4,6) verfügen über jeweils $\gamma! = 120$ Strukturisomeren mit variablen ω - Werten, so daß auch hier die ω - Angabe entfallen muß. Auch für $\gamma = 6$ kann eine derartige Angabe nicht gemacht werden, denn das eine mögliche Flußaggregat (1,2,3,4,5,6) verfügt über 720 mögliche Strukturisomerien.

Es kommt nun darauf an, irgendwelche Kriterien aus der Kompressorisostasie und den Theoremen des Kondensorflusses zu entwickeln, welche auf dieses allgemeine Schema der Flußaggregate angewendet -, es gestatten, die nach diesen Gesetzen möglichen Aggregate auszuwählen. Erst danach können die enantiosterioisomeren Aggregate hinsichtlich ihrer Struktur und ihres Spins analysiert werden. Wird $\delta_t \varphi = \Phi$ wie in A VIII 7 zur Kürzung gesetzt, dann folgt mit der metronischen Geodäsiebeziehung $\ddot{C}^{\underline{i}} + \left[k^{i}\,l\right] \dot{C}^{\underline{k}} \dot{C}^{\underline{l}} = o$, wobei die $C^{\underline{k}}$ Gitterselektoren sind, aus der Komponentendarstellung von L ; $\widehat{[\,]} = 4_{\overline{o}}$, also $\lambda_m (k,l) \left[k^{i}\,l\right] = K_m$; $\left[k^{i}\,l\right]$, nach Multiplikation mit $\dot{C}^{\underline{h}} \dot{C}^{\underline{l}} \dot{C}^{\underline{m}}$ und Summation

$\lambda_m\ (k,l)\ \left[\begin{smallmatrix} i \\ k\ l \end{smallmatrix}\right]\ \dot{C}^{\underline{k}}\ \dot{C}^{\underline{l}}\ \dot{C}^{\underline{m}} = (\underline{\delta}_l\ \left[\begin{smallmatrix} i \\ k\ m \end{smallmatrix}\right] -$

$- \underline{\delta}_m\ \left[\begin{smallmatrix} i \\ k\ l \end{smallmatrix}\right])\ \dot{C}^{\underline{k}}\ \dot{C}^{\underline{l}}\ \dot{C}^{\underline{m}} + (\left[\begin{smallmatrix} i \\ s\ l \end{smallmatrix}\right]\ \left[\begin{smallmatrix} s \\ k\ m \end{smallmatrix}\right] -$

$- \left[\begin{smallmatrix} i \\ s\ m \end{smallmatrix}\right]\ \left[\begin{smallmatrix} s \\ k\ l \end{smallmatrix}\right])\ \dot{C}^{\underline{k}}\ \dot{C}^{\underline{l}}\ \dot{C}^{\underline{m}} = -\ \left[\begin{smallmatrix} i \\ k\ m \end{smallmatrix}\right]\ \dot{C}^{\underline{l}}\ \underline{\delta}_l\ (\dot{C}^{\underline{k}}\ \dot{C}^{\underline{m}}) +$

$+ \dot{C}^{\underline{l}}\ \underline{\delta}_l\ \left[\begin{smallmatrix} i \\ k\ m \end{smallmatrix}\right]\ \sum_{l=1}^{q}\ \underline{\delta}_l\ (\dot{C}^{\underline{k}}\ \dot{C}^{\underline{m}}) +$

$+ \left[\begin{smallmatrix} i \\ k\ l \end{smallmatrix}\right]\ \dot{C}^{\underline{m}}\ \underline{\delta}_m\ (\dot{C}^{\underline{k}}\ \dot{C}^{\underline{l}}) - \dot{C}^{\underline{m}}\ \underline{\delta}_m\ \left[\begin{smallmatrix} i \\ k\ l \end{smallmatrix}\right] \sum_{m=1}^{q}\ \underline{\delta}_m\ (\dot{C}^{\underline{k}}\ \dot{C}^{\underline{l}}) -$

$- (\dot{C}^{\underline{l}}\ \left[\begin{smallmatrix} i \\ s\ l \end{smallmatrix}\right]\ \ddot{C}^{\underline{s}} - \dot{C}^{\underline{m}}\ \left[\begin{smallmatrix} i \\ s\ m \end{smallmatrix}\right]\ \ddot{C}^{\underline{s}}) = o$ oder

$o = \lambda_m\ (kl)\ \left[\begin{smallmatrix} i \\ k\ l \end{smallmatrix}\right]\ \dot{C}^{\underline{k}}\ \dot{C}^{\underline{l}}\ \dot{C}^{\underline{m}} = -\ \ddot{C}^{\underline{i}}\ \lambda_m\ (kl)\ \dot{C}^{\underline{m}} =$

$= -\ \ddot{C}^{\underline{i}}\ \bar{\lambda}\ (kl)\ \dot{C}^{-1} = -\ \ddot{C}^{\underline{i}}\ \bar{\lambda}\ \dot{C}^{-1}$ für alle (k,l).

Da $\ddot{C}^{\underline{i}} \neq o$ bleibt, solange $\left[\hat{\ }\right] \neq \bar{o}$ ist, kann dies nur durch $\bar{\lambda}\ \dot{C}^{-1} = o$ erfüllt werden. Hierin ist aber $\bar{\lambda} \neq \bar{o}$ und auch $\dot{C}^{-1} \neq \bar{o}$, so daß nur $\sphericalangle\ (\bar{\lambda}, \dot{C}) = \pi/2$ oder $\bar{\lambda} \perp \dot{C}$ sein kann. Da die $C_k = \alpha_k\ ()_k$ die Gitterselektoren der leeren Welt sind, gilt $\dot{C}\ ;\ n \to \sum_{i=1}^{q}\ \dot{x}_i = \bar{y}\ (q)$ und dies ist für $q = 6$ die komplexe Weltgeschwindigkeit im R_6 mit der reellen Geschwindigkeit $\bar{v}$ im R_3, nämlich $\bar{y}\ (6) = \bar{v} + i\ \bar{w}$. Hieraus folgt aber die Orthogonalität des Vektors kompositiver Kondensationsstufen $\bar{\lambda} \perp \bar{y}\ (q)$ mit $w^2 = c^2 + \dot{\xi}^2 + \dot{\eta}^2$ im Fall völliger Hermetrie $q = 6$. Diese kompositive Untersuchung kann auch für das synmetronische Fundamentalproblem Gleichung 147 und 147 a durchgeführt werden; denn für jeden Fundamentalkondensor existiert

Geodäsieselektor $\ddot{C}^{(\mathcal{R}\lambda)\underline{i}}_{(\mu\gamma)} + \left[\begin{smallmatrix} i \\ k\ l \end{smallmatrix}\right]^{(\mathcal{R}\lambda)}_{(\mu\gamma)}\ \dot{C}^{(\mathcal{R}\lambda)\underline{k}}_{(\mu\gamma)}\ \dot{C}^{(\mathcal{R}\lambda)\underline{l}}_{(\mu\gamma)} = o,$

auf den auch s/p ${}^{2}\bar{Q}^{(\mathcal{R}\lambda)}_{(\mu\gamma)} \times ()$ einwirken kann. Multiplikation und Summation

des synmetronischen Problems $L^{(\mathcal{R}\lambda)}_{(\mu\gamma)+} ; \left[\begin{smallmatrix} \mathcal{R} & \lambda \\ - & + \\ \mu & \gamma \end{smallmatrix}\right] = 4\bar{o}$ in

Komponentendarstellung nach Gleichung 147 a mit

$A^{\underline{k}\,\underline{l}\,\underline{m}} = \dot{C}^{(\mathcal{R}\lambda)\underline{k}}_{(\mu\gamma)}\ \dot{C}^{(\mathcal{R}\lambda)\underline{l}}_{(\mu\gamma)}\ \dot{C}^{(\mathcal{R}\lambda)\underline{m}}_{(\mu\gamma)}$ liefert dann wegen des zwangs-

läufigen Ergebnisses $D^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)m} ; \left[\begin{smallmatrix} i \\ k\ l \end{smallmatrix}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \overset{-+}{A}{}^{\underline{k}\,\underline{l}\,\underline{m}} = o,$

sowie $Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\gamma)s} \ddot{C}^{(\varkappa\lambda)\underline{s}}_{(\mu\gamma)} + Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\gamma)s} \left[\begin{smallmatrix} s \\ k\ l \end{smallmatrix}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \overset{-+}{\dot{C}}{}^{(\varkappa\lambda)\underline{k}}_{(\mu\gamma)} \dot{C}^{(\varkappa\lambda)\underline{l}}_{(\mu\gamma)} = o$

die Aussage $o = L^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+m} ; \left[\begin{smallmatrix} i \\ k\ l \end{smallmatrix}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+} \overset{-+}{A}{}^{\underline{k}\,\underline{l}\,\underline{m}} =$

$= \lambda^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)m} \left[\begin{smallmatrix} i \\ k\ l \end{smallmatrix}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+} \overset{-+}{A}{}^{\underline{k}\,\underline{l}\,\underline{m}} + \lambda^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)m} .$

$\cdot\, Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\gamma)s} \left[\begin{smallmatrix} s \\ k\ l \end{smallmatrix}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+} \overset{-+}{A}{}^{\underline{k}\,\underline{l}\,\underline{m}} = - (\ddot{C}^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\gamma)} +$

$+ Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\gamma)s} \ddot{C}^{(\varkappa\lambda)\underline{s}}_{(\mu\gamma)}) \lambda^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)m} \dot{C}^{(\varkappa\lambda)\underline{m}}_{(\mu\gamma)}$, was aus den gleichen Grühden wie im Fall des Kompositionsfeldes nur durch

$\bar{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \dot{\bar{C}}^{(\varkappa\lambda)^{-1}}_{(\mu\gamma)} = o$ erfüllt werden kann. Dies folgt aus

$D^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)m} ; \left[\begin{smallmatrix} i \\ k\ l \end{smallmatrix}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+} \overset{-+}{A}{}^{\underline{k}\,\underline{l}\,\underline{m}} = o$, was wegen

$\left[\begin{smallmatrix} i \\ k\ l \end{smallmatrix}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+} \overset{-+}{\dot{C}}{}^{(\varkappa\lambda)\underline{k}}_{(\mu\gamma)} \dot{C}^{(\varkappa\lambda)\underline{l}}_{(\mu\gamma)} = \left[\begin{smallmatrix} i \\ k\ l \end{smallmatrix}\right]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)+} \overset{-+}{\dot{C}}{}^{\underline{k}}\, \dot{C}^{\underline{l}}$ möglich wird

denn jede Kondensorsignatur gibt die hermetrischen Struktureinheiten und damit die hermwtrischen Koordinaten des Kondensors an. Gibt es

für $\left[\begin{smallmatrix} \varkappa\lambda \\ -+ \\ \mu\gamma \end{smallmatrix}\right]_+$ nur $z\ (\varkappa\lambda\ \mu\gamma) \overset{\leq}{=} q \overset{\leq}{=} 6$ hermetrische Koordinaten , und beschreibt $\dot{\bar{C}} = \sum_{i=1}^{q}$ den Geschwindigkeitsselektor im hermetrischen Unterraum des Kompositionsfeldes, dann wird die angeführte Identität evident, weil die koordinatenantihermetrischen

Indizierungen von $\left[\begin{smallmatrix} \varkappa\lambda \\ -+ \\ \mu\gamma \end{smallmatrix}\right]_+$ stets verschwinden. Mit

$\dot{\bar{C}}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} ; n \longrightarrow \sum_{i=1}^{z} \dot{\bar{x}}_i = \bar{\bar{y}}\ (z)$ und $z = z\ (\varkappa\lambda\ \mu\gamma) \overset{\leq}{=} q$

folgt also aus $\bar{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \dot{\bar{C}}^{(\varkappa\lambda)^{-1}}_{(\mu\gamma)} = o$, weil auch hier $\bar{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \neq \bar{o}$

und $\dot{\bar{C}}^{(\varkappa\lambda)^{-1}}_{(\mu\gamma)} \neq \bar{o}$ ist, die Orthogonalität $\bar{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)} \perp \bar{\bar{y}}\ (z)$. Für die Partialstrukturen gilt demnach die gleiche Orthogonalität wie

für das Kompositionsfeld, was in

$$\bar{\chi} \perp \bar{y}\ (q)\ ,\ \bar{\chi}^{(\mathcal{R}\lambda)}_{(\mu\,\gamma)} \perp \bar{y}\ (z)\ ,\ \bar{y}\ (q) = \sum_{i=1}^{q} \dot{\bar{x}}_i\ ,$$

$$z = z\ (\mathcal{R},\ \lambda,\ \mu\ ,\ \gamma) \leqq q \leqq 6\ ,\ \bar{y}\ (6) = \bar{v} + i\ \bar{w}\ ,$$

$$w^2 = c^2 + \dot{\varepsilon}^2 + \dot{\eta}^2 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 162$$

zusammengefaßt wird. Aus dieser Beschreibung, zusammen mit den Extremaluntersuchungen der Kondensoren, geht hervor, daß die synmetronischen Kondensormaxima bei minimaler Korrelation gekennzeichnet durch $\bar{\chi}^{(\mathcal{R}\lambda)}_{(\mu\,\gamma)}$ mit den kompositiven Kondensationsstufen $\bar{\chi}$ zusammenfallen, während die Korrelationsmaxima für ihre Struktureinheiten Antihermetrie verursachen, so daß auf diese Weise die Koppelungsstrukturen entstehen. Wegen der Kongruenz der $\bar{\chi}^{(\mathcal{R}\lambda)}_{(\mu\,\gamma)}$ mit $\bar{\chi}$ (bezogen auf den hermetrischen Unterraum $z\ (\mathcal{R},\lambda,\ \mu,\ \gamma)$) besteht die synmetronische Komposition darin, daß die $\bar{\chi}^{(\mathcal{R}\lambda)}_{(\mu\,\gamma)}$ als mosaikartiges Muster $\bar{\chi}$ aufbauen. Alle diese Kondensormaxima $\bar{\chi}$ und $\bar{\chi}^{(\mathcal{R}\lambda)}_{(\mu\,\gamma)}$ müssen wiederum der Orthogonalität Gleichung 162 genügen, was für die $z = q$ die Parallelität $\bar{\chi} \parallel \bar{\chi}^{(\mathcal{R}\lambda)}_{(\mu\,\gamma)}$ ermöglicht. Die materiellen Strukturen des R_3 bestehen in ihrer Atomistik empirisch immer aus Kondensationen vom Typ d, so daß hier $q = 6$ gilt und die λ Strukturen der synmetronischen und kompositiven Kondensationsstufen als Kondensormaxima zu $\bar{y} = \bar{v} + i\ \bar{w}$ orthogonal verlaufen müssen. Bezogen auf ein Eigensystem $C_{(o)}$ im R_3 ist $\bar{v} = \bar{o}$, so daß in $C_{(o)}$ die Orthogonalität zu $\bar{y} = i\ \bar{w}$ erfolgt, was unmittelbar einzusehen ist. Entsteht dagegen bezogen auf $C_{(o)}$ eine Raumbewegung $\bar{v} \neq \bar{o}$ der Kondensation, dann müssen sich $(\bar{\chi},\ \bar{\chi}^{(\mathcal{R}\lambda)}_{(\mu\,\gamma)} \equiv \underline{\bar{\chi}}$ wegen Gleichung 162 und $\bar{v} \neq \bar{o}$ bezogen auf $C_{(o)}$ neu einstellen, weil Gleichung 162 auf jeden Fall gewahrt werden muß. Diese Neueinstellung der Orthogonalität bedeutet aber eine von $\bar{v}$ abhängige komplexe Drehung im R_6, beziehungsweise im R_4, so daß $\hat{\underline{C}}$ sowie $\hat{\underline{A}}$ durch die Orthogonalitätsbeziehung unmittelbar interpretierbar werden. Im Innern einer kompositiven Kondensation kommt es wegen der Koppelungsstrukturen und dem Gesetz der Kompressorisostasie immer zum Kondensorfluß, wegen der notwendig zu fordernden zeitlichen Stabilität zyklisch sein

müssen. Dies bedeutet aber nichts anderes als die zyklische Verlagerung der Kondensormaxima im Sinne eines Ortsaustausches zwischen Korrelations- und Kondensormaximum. Eine derartige Ortsänderung des Kondensationszustandes ist aber immer zeitlich definiert, weil die semantische Architektureinheit $s_{(2)} = x_4$ der Welt wegen der kosmischen Bewegung des $R_3 \equiv s_{(1)}$ die Sonderstellung der Telezentralen zwischen Weltanfang und Weltende einnimmt. Dies bedeutet aber, daß auch dem Kondensorfluß als zeitliche Lageänderung eines hermetrischen Kondensormaximums von zeitlich periodischer Natur (wegen der Zyklizität) , ein Wert $\bar{y}$ zukommt. Da Gleichung 162 auch für diesen Wert gelten muß, können nur solche Flußaggregate existieren, bei denen die synmetronischen Kondensationsstufen $\bar{\lambda}^{(\varkappa\,\lambda)}_{(\mu\,\gamma)}$ zur zyklischen Flußrichtung $\bar{y}$ orthogonal verlaufen.

Eine Bestimmung der Flußgeschwindigkeit wird möglich, wenn berücksichtigt wird, daß nach der Lösung des kompositiven Hermetrieproblems die Kondensationsstufen allein durch die imaginären Gitterselektoren verursacht werden. Da andererseits die Kondensorsignaturen zugleich die Indizierungen der Struktureinheiten sind, so daß bereits aus der Signatur die hermetrischen Koordinaten abgelesen werden können, folgt, daß alle Kondensoren mit Ausnahme von

$$\left(\begin{bmatrix}\widehat{33}\\33\end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix}\widehat{3}\\3\;3\end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix}\widehat{3\;3}\\3\end{bmatrix}\begin{bmatrix}\widehat{3}\\3\end{bmatrix}\right) \equiv [3]$$

metrische Kondensationsstufen ausbilden. Die in $[3]$ zusammengefaßten Kondensoren hängen nur von ${}^{s}\bar{\mathcal{K}}_{(3)}$, also vom reellen R_3 ab, während alle übrigen Kondensoren die transfinite oder zeitliche Struktureinheit ${}^{s}\bar{\mathcal{K}}_{(1)}$ oder ${}^{s}\bar{\mathcal{K}}_{(2)}$ enthalten, welche allein durch die imaginären Gitterselektoren des R_6 bestimmt werden. Nach diesem Sachverhalt bilden also die Kondensationen $[3]$ im R_3 keine Stufen in einem diskreten Punktspektrum, sondern ein kontinuierliches Streckenspektrum , welches die diskreten Stufen umschließt, wenn $[3]$ vorhanden ist. Der maximale Grad dieser kontinuierlichen Raumkondensationen ändert sich allerdings mit den Quantenzahlen des jeweiligen Kompositionsfeldes, so daß sich die Kontinuität auf die innere Struktur von $[3]$ des betreffenden Kompositionsfeldes bezieht. Während die Kondensationstypen a und b rein imaginär die Struktureinheit ${}^{s}\bar{\mathcal{K}}_{(3)}$ nicht enthalten und als imponderable Kondensationen erscheinen, sind $[3]$ in den Typen c und d, also in den ponderablen Komplexkondensationen

enthalten. Dieses Ergebnis legt den Schluß nahe, daß einerseits die Ponderabilität eines Systems von Flußaggregaten durch die Existenz kondensorflußfreier kontinuierlicher Raumkondensationen [3] bestimmt wird. Weiterhin können nur die imaginären Struktureinheiten $\bar{\chi}_{(1,2)}$ nach den Lösungen des kompositiven und synmetronischen Fundamentalproblems Kondensationsstufen und damit einen Kondensorfluß verursachen. Nach dem Gesetz der Kompressorisostasie ist aber $m\,\lambda$ = const, wenn λ der Durchmesser des zyklischen Flußaggregates ist, der als Wellenlänge des als kompositive Kondensation aufgefaßten Materiefeldquants interpretiert werden muß. Im Fall der Zeitkondensationen, also der Photonen, gilt $\lambda = h/cm$, wenn m die photonische Feldmasse ist. Dies bedeutet aber für die Photonenfrequenz $\gamma = c/\lambda$, das heißt, für die Flußgeschwindigkeit im Photon gilt $w_f = c$, aber $w_f > c$ im Graviton, welches ein Sonderfall des anderen imaginären Kondensationstyps a ist. Wird nun $\hat{C}$ des euklidisch approximierten R_6 aus der Konstruktion der äonischen Welt berücksichtigt, und wird weiter beachtet, daß nur die imaginären Struktureinheiten zum Kondensorfluß fähig sind, dann folgt, daß $w_f = w$ für die Flußgeschwindigkeit gesetzt werden muß. Nach $\hat{C}$ ist w als Imaginärteil der Weltgeschwindigkeit mit der Geschwindigkeit der kosmischen Bewegung identisch, und diese Geschwindigkeit der makromaren kosmischen Bewegung findet sich als Flußgeschwindigkeit des strukturellen Kondensorflusses im makromaren Kondensorsystem wieder. Im allgemeinen ist $w \geqq c$ wegen $w^2 = c^2 + \dot{\varepsilon}^2 + \dot{\eta}^2$ und $\dot{\varepsilon}^2 + \dot{\eta}^2 \geqq o$, doch wird $w = c$, wenn sich der transfinite Zustand gemäß $\dot{\varepsilon} = o$ und $\dot{\eta} = o$ zeitlich nicht ändert. Erst bei einer Änderung dieses durch den Kondensationstyp a bestimmten Zustandes wird $w > c$.

Ist $\mu = \sqrt{ch/\gamma}$ die Kondensationskonstante des Massenspektrums der Kondensationstypen c und d und ist λ_o der zu μ gehörige Diameter, dann gilt nach der Kompressorisostasie $m\,\lambda = \mu\,\lambda_o$ = const. Ist $E_{(a,b)}$ die phänomenologische Energie, welche die imaginären imponderablen Kondensationen vom Typ a und b bestimmt, dann gilt nach dem Energiematerieäquivalent und dem Gesetz der Kompressorisostasie $\frac{\lambda_{(a,b)}}{\lambda_o} \sim E^{-1}_{(a,b)}$, während für die Kondensationstypen c und d die Beziehung $\frac{\lambda_{(c,d)}}{\lambda_o} = \mu/m$ und nach der Spektralfunktion $(\mu/m)^4 = 1/2n \quad (2n-1)! \cdot (1 + 4\,(q/\pi)^4)$, also $2\,n\,(\frac{\lambda_{(c,d)}}{\lambda_o})^4 =$

$= (2n - 1)^2 (1 + 4 (q/\pi)^4)$ gilt. Hierin ist immer $q = o$ für c aber $q \geq 1$ ganzzahlig für d. Die Gesetzmäßigkeiten über die Geschwindigkeit und den Diameter des Kondensorflusses werden zusammengefaßt in dem folgenden System, welches die Bedingung 162 ergänzt, nämlich:

$$w_f = w \geq c \;,\; m\,\lambda = \mu\,\lambda_o = \text{const.} \;,\; \frac{\lambda_{(ab)}}{\lambda_o} \sim E^{-1}_{(ab)} \;,$$

$$2n \left(\frac{\lambda_{(cd)}}{\lambda_o}\right)^4 = (2n - 1)^2 (1 + 4 (q/\pi)^4) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots 163 \;.$$

Die notwendige Realität von $[3]$ findet ihren Ausdruck in $Im \left(\left[\begin{smallmatrix} 33 \\ 33 \end{smallmatrix} \right]_+ + s/p \; {}^2\bar{Q}^{(3,3)}_{(3,3)} \times \left[\begin{smallmatrix} 3,3 \\ 3,3 \end{smallmatrix} \right]_+ \right) = {}^2\bar{o}$, worin mit Gleichung 149 substituiert werden kann. Mit $\underline{\underline{A}}^{i}_{(3)kl} = a + i\,b$ und der Spaltung $C_{(3)s}\; S \left[\begin{smallmatrix} s \\ k\;l \end{smallmatrix} \right]$; $() \delta \mu = f + i\,F$ wird, da μ das reelle Aggregat der Gitterselektoren des R_3 und $\underline{\lambda}_{kl} = \underline{\lambda}^{*}_{kl}$ immer reell ist, $o = Im\ (a + i\,b)\ \exp(\varphi - i\,F) = e^{\varphi}\ Im\ (a + i\,b)\ e^{-iF}$, wenn der reelle Selektor $\varphi = \underline{\lambda}_{kl}\mu - f$ zur Kürzung eingeführt wird. Mit $e^{-iF} = \cos F - i \sin F$ wird $(a + i\,b)\ e^{-iF} = a \cos F + b \sin F + i\,(b \cos F - a \sin F)$, was in $Im\ (a + i\,b)\ e^{-iF}$ eingesetzt $tg\ F = b/a$ und $\left[\begin{smallmatrix} i \\ k\;l \end{smallmatrix} \right]_{(3)} + - Q^{\underline{i}}_{(3)m} \left[\begin{smallmatrix} m \\ k\;l \end{smallmatrix} \right]_{(3)} = e^{\varphi}\ (a \cos F - b \sin F)$ liefert. Hierin ist aber nach der Substitution mit $tg\ F = b/a$ immer $\cos F = (1 + tg^2 F)^{-1/2} = \frac{a}{\sqrt{a^2 - b^2}}$ und $\sin F = (1 + ctg^2 F)^{-1/2} = \frac{b}{\sqrt{a^2 + b^2}}$, also $a \cos F + b \sin F = \sqrt{a^2 + b^2} = \underline{\alpha}^{i}_{kl} = \text{const.}$ Damit wird aber aus der reellen Lösung $[3]$ nach Gleichung 149 die exponentielle Beziehung $\left[\begin{smallmatrix} i \\ k\;l \end{smallmatrix} \right]_{(3)} + + Q^{\underline{i}}_{(3)m} \left[\begin{smallmatrix} m \\ k\;l \end{smallmatrix} \right]_{(3)} = \underline{\alpha}^{i}_{kl}\ e^{\varphi}$ mit $\varphi = \underline{\lambda}_{kl}\ \mu - - Re\ c_{(3)s}\ S \left[\begin{smallmatrix} s \\ k\;l \end{smallmatrix} \right]$; $() \delta \mu$. Bei der Analyse dieses

potenzselektors kann zunächst festgestellt werden, daß $c_{(3)s} = c^*_{(3)s}$ sein muß, weil sich nach Gleichung 149 dieser Faktor aus dem reellen Eigenwerten aufbaut. Auch die Koeffizienten des linearen kompositiven Kondensoraggregates $\Psi_{kl} = C_s \left[{s \atop k\ l}\right]$ müssen reell sein und dies bedeutet, daß $\bar{c}_{(3)}\ \bar{C}^{-1} = a = a^*$ eine reelle Zahl ist, wenn mit dem normierten Orthogonalsystem $\bar{e}_i\ \bar{e}_k = \delta_{ik}$ die Vektoren $(\bar{c}_{(3)}, \bar{C}) = \sum_{i=1}^{9} \bar{e}_i\ (c_{(3)i}, C_i)$ aus den Koeffizienten der Aggregate definiert weren. Damit folgt aber $c_{(3)s} \left[{s \atop k\ l}\right] = a\ \Psi_{kl}$. Andererseits gilt $R_e\ c_{(3)s}\ S \left[{s \atop k\ l}\right]$; () $\delta\ \mu = S\ (R\ e\ c_{(3)s} \left[{s \atop k\ l}\right])$; ; () $\delta\ \mu = a\ S\ R\ e\ \Psi_{kl}$; () $\delta\ \mu$. Im Folgenden beziehe sich $\delta = \sum_{k=1}^{3} \delta_k$ nur auf den R_3, in welchem auch μ allein definiert ist. In dem Potenzselektor φ erscheint $R\ e\ \Psi_{kl}$ und damit $R\ e\ \hat{[\,]}$, doch diese beiden Feldselektoren hängen nicht nur von μ sondern gemäß $\Psi_{kl} = (E - e^{-\lambda_{kl}\ V})^{-1}$ mit $V = \sum_{k=1}^{q} \alpha_k\ ()_k$ von allen $q \leq 6$ hermetrischen Gitterselektoren ab; während das Metronintegral nur längs μ läuft. Wegen $\sum_{k=1}^{q} \alpha_k\ ()_k = \mu + i \sqrt{\tau} \sum_{k=4}^{q} ()_k = \mu + i\ T$ kommt es also zur Spaltung $\Psi_{kl} = (E - e^{-\lambda\mu}\ (\cos\ \lambda\ T - i\ \sin\ \lambda\ T))^{-1} = (\varkappa + i\ \eta)^{-1}$ mit $\varkappa = E - e^{-\lambda\mu}\ \cos\ \lambda T$ und $\eta = e^{-\lambda\mu}\ \sin\ \lambda\ T$, wenn zur Kürzung $\lambda = \lambda_{kl}$ gesetzt wird. Nach dieser Beziehung muß also $\Psi_{k,l} = \alpha + i\ \beta$ ebenfalls spalten, so daß $R\ e\ \Psi_{k,l} = \alpha$ in $f = R\ e\ c_{(3)s}\ S \left[{s \atop k\ l}\right]$; () $\delta\ \mu = a\ S\ \alpha\ \delta\ \mu$ einzusetzen ist. Da $\varkappa$ und η bekannt sind, muß β aus $\alpha + i\ \beta = (\varkappa + i\ \eta)^{-1}$ eliminiert werden, um α zu erhalten. Wegen $1 = (\alpha + i\ \beta)(\varkappa + i\ \eta) = \alpha\ \varkappa - \beta\ \eta + i\ (\alpha\ \eta + \varkappa\ \beta)$, also $\alpha\ \varkappa - \beta\ \eta = 1$ und $\beta\ \varkappa = -\alpha\ \eta$ folgt $\alpha = \varkappa\ (\varkappa^2 + \eta^2)^{-1} = (E - e^{-\lambda\mu}\ \cos\ \lambda\ T)\ (E - 2\ e^{-\lambda\mu} \cdot \cos\ \lambda\ T + e^{-2\lambda\mu})^{-1}$. Da in $S\ \alpha\ \delta\ \mu$ nur längs μ des

R_3 integriert wird, bleibt das Aggregat imaginärer Gitterselektorer T ; n = const (R_3) so daß cos λ T = b = const (R_3) gesetzt werden kann. Damit wird $\alpha = (E - b\,e^{-\lambda\mu})\,(E - 2\,b\,e^{-\lambda\mu} + e^{-2\lambda\mu})^{-1}$. Unter Verwendung der Transformation $\lambda\,\mu = x = ln\,w$, sowie $\mu = \frac{w - b}{\sqrt{E - b^2}}$ und $u = SIN\,y$ ergibt sich dann die Umformung $\lambda\,\alpha\,\delta\,\mu = (E - b\,e^{-x})\,(E - 2\,b\,e^{-x} + e^{-2x})^{-1}\,\delta\,x = (e^x - b)\,(e^x + e^{-x} - 2\,b)^{-1}\,\delta\,x = (w - b)\,(w + 1/w - 2\,b)^{-1}\,\delta w/w = (w - b)\,(w^2 - 2\,b\,w + E)^{-1}\,\delta\,w = \frac{u\,\delta\,u}{E + u^2} = TGy\,\delta\,y = \delta\,ln\,COS\,y = \delta\,ln\sqrt{E - u^2}$, was metronisch integriert werden kann. Demnach gilt

$f = a/2\lambda\;ln\,(E + (e^{\lambda\mu} - b)^2\,(E - b^2)^{-1}) + C$, wenn C die Integrationskonstante ist. Unter Berücksichtigung der metronischen Integralgesetze folgt C aus $\lambda\,\mu\,;(n-1)$ für $n = 1$ im Kondensationszentrum, was $C = -\,a/2\lambda\;ln\,(E + (E - b)^2\,.\,(E - b^2)^{-1}) = -\,a/2\lambda\;ln\,(E + \frac{E - b}{E + b}) = a/2\lambda\;ln\;1/2\,(E + b)$, weil $\lambda\,\mu\,;o = o$ ist. Insgesamt gilt also $f = a/2\lambda\;ln\;1/2\,(E + b)\,(E + (e^{\lambda\mu} - b)^2\,.\,(E - b^2)^{-1})$, so daß nunmehr der Potenzselektor $\varphi = \underset{-}{\lambda}_{kl}\,\mu - f$ explizit bekannt ist. Einsetzen und potenzieren liefert dann mit $\lambda\,T = K$ und $E - b^2 = \sin^2 K$ die Struktur

$$\left[\begin{matrix} i \\ k\;l \end{matrix}\right]_{(3)} + Q^{\underset{-}{i}}_{(3)m}\left[\begin{matrix} m \\ k\;l \end{matrix}\right]_{(3)} = \alpha^{\underset{-}{i}}_{kl}\;e^{\underset{-}{\lambda}_{kl}\,\mu}\left[1/2\,(E + \cos K)\,(E + (e^{\lambda_{kl}\mu} - \cos K)^2\,\sin^{-2} K)\right]^{-\,a/2\lambda_{kl}},$$

$K = \lambda_{kl}\,T$, $T = \sum_{k>3}^{q}\sqrt{\tau}\;()_k$, $\mu = \sum_{k=1}^{3}\alpha_k\;()_k$

$a = \overline{c}_{(3)}\;\overline{c}^{-1} = a^{*}$ 164

aus welcher unmittelbar hervorgeht, wie die imaginären Gitterselektoren, welche immer als transfinite Größen vorhanden sind, die Raumkondensationen [3] verursachen. Wird nämlich angenommen, daß K = O wird, dann folgt in jedem Fall, da $a/2\lambda_{kl} > o$ bleibt,

$\lim_{K \to o}\left[\begin{matrix} l\;i\;m \\ K \end{matrix}\right]_{[3]} = {}'\overline{o}$, weil für K = o immer sin K = o

und cos K = E ist. Eine reelle Raumkondensation $[3] \neq {}'\overline{o}$, welche die ponderablen Kondensationstypen c und d auszeichnet, ist also nur dann möglich, wenn $K \neq o$ bleibt. Aber auch dann, wenn diese Vorausstzung erfüllt ist, gibt es K - Werte, welche zu keiner Raumkondensation fähig sind. Gilt nämlich $K ; n = \pm \pi N$, dann wird cos $K = \pm E$ und sin K = o, was sowohl für geradzahlige als auch für ungeradzahlige N wiederum $[3] = {}'\overline{o}$ zur Folge hat. Die maximalen Raumkondensationen ergeben sich dagegen für das halbzahlige Spektrum $K ; n = \pm \pi/2 (2N + 1)$; denn dann gilt cos K = o und sin $K = \pm E$, was das Extremum der Raumkondensation

$$\left(\left[{}^{i}_{k\,l} \right]_{(3)} + Q^{\pm i}_{(3)m} \left[{}^{m}_{k\,l} \right]_{(3)} \right)_{max} =$$

$$= \alpha^{\pm i}_{kl} \; e^{\pm \lambda_{kl} \mu} \left(1/2 \left(E + e^{2\lambda_{kl}\mu} \right) \right)^{-a/2\lambda_{kl}} ,$$

$K ; n = \pm \pi/2 (2N + 1)$ ..... 164 a

bedingt. Der einzige Verlauf von $[3]$ im R_3 erfährt für $o < |\cos K| < E$ bei $e^{\lambda_{kl}\mu} = \cos K$ des Kompositionsfeldes, also bei $\lambda_{kl}\, \mu = 1/n \cos K$ ebenfalls ein Extremum. Aus der metronischen Extremwerttheorie folgt für den Verlauf im R_3 die Extremwertbedingung $\delta [3] = {}'\overline{o}$ oder $0 = \delta e^{\varphi} = e^{\varphi} (\lambda_{kl} - a\, \alpha)\, \delta \mu$, was nur durch $\alpha = \frac{\lambda_{kl}}{a} = A$ wegen $e^{\varphi} > o$ und $\delta \mu > o$ erfüllt werden kann. Mit der Transformation $u = \frac{w - b}{\sqrt{E - b^2}}$ wird diese Bedingung zu

$\frac{u (u + C)}{E - u^2} = A$. Werden zur Kürzung $C = c\,t\,g\,K$ und $B = \frac{C}{2 (E - A)}$ verwendet, dann folgt für diese quadratische Gleichung die zweideutige Lösung $w_{ext} = (E + 1/2 (E - A)^{-1} \cdot (-E \pm \sqrt{A/B^2 + E}))$ cos K. Da auf jeden Fall $A/B^2 > o$ bleibt, wird der positive Zweig nahegelegt, weil cos $K > o$ wegen $(\lambda_{kl}\, \mu)_{max} = 1/n \cos K$ sein muß und auch $w = e^{\lambda\mu} > o$ im ganzen Bereich ist. Die Forderung $(E + 1/2 (E - A)^{-1} \cdot (\sqrt{A/B^2 + E} - E))$ cos $K > o$ kann für die erlaubten Werte

K aus $o < \cos K < E$ innerhalb dieses Bereichs aber nur dann erfüllt werden, wenn $A < E$ und $A > o$ bleibt; denn für $A = E$ kommt es zu einer Unendlichkeitsstelle, während für $A > E$ der Fall $w_{ext} < o$ möglich würde, was aber ein Widerspruch ist.

$A < E$ bedeutet aber auch $a > \underline{\lambda}_{kl}$, woraus sich im dritten Approximationsbereich eine Aussage über den Verlauf der Raumkondensation im R_3 selbst ablesen läßt. Für $\tau \to o$ wird

$\lim_{\tau \to o} \mu ; n = r$ und dies bedeutet in Gleichung 164 eingesetzt für hinreichend große Werte r den Verlauf

$$[3]^{\underline{i}}_{kl} \sim e^{\underline{\lambda}_{kl} r} \left(1/2 \sqrt{\frac{1+b}{1-b}} (e^{\lambda r} - b)^2\right)^{-a/2\lambda} \approx$$

$\approx \exp(\underline{\lambda}_{kl} - a)\, r = e^{-\alpha r}$ mit $\alpha > o$, weil $e^{\lambda r} \gg b$ und erst recht $e^{\lambda r} \gg 1$ im dritten Approximationsbereich wird. Die Raumkondensation erscheint also im R_3 als ein exponentiell steil abklingendes Strukturfeld, dessen Eigenschaften sich mit denen eines Nahwirkungsfeldes decken.

Im Gegensatz zur stufenfreien Raumkondensation bilden alle imaginären Struktureinheiten Kondensationsstufen. In Analogie zu $[3]$ bilden die imaginären Kondensationen die Klassen $[1]$ sowie $[2]$ und $[1,2]$, doch erscheinen diese Kondensationsstufen auch dann, wenn es sich um komplexe Größen handelt, also, wenn die reellen Struktureinheit ${}^2\bar{\mathcal{R}}_{(3)}$ mitwirkt. Demnach werden die stufenbildenden Kondensationsklassen durch die drei weiteren komplexen Klassen, $[1,3]$ sowie $[2,3]$ und $[1,2,3]$ ergänzt. Nach Gleichung 149 ist der Verlauf aller dieser Fremdfeldselektoren exponentiell. Zur Kürzung soll die laufende, jeweilige Kondensorsignatur einer Größe durch $A^{(\mu\gamma)}_{(\mathcal{R}\lambda)} = \underline{A}$ gekennzeichnet und die Komponentenindizierungen fortgelassen werden. Der tatsächliche funktionelle Verlauf für die einzelnen Kondensationstypen $(a,b,c,d) \equiv \mathcal{R}$, wird dann durch die Funktionalselektoren $F^{\alpha\beta\gamma\varrho}_{()}(x) =$

$= (\underline{\underline{A}}^{\underline{i}}_{kl})^{-1} \left([{}^{i}_{k\,l}]_{()} + \underline{\varrho}^{\underline{i}}_{m} [{}^{m}_{k\,l}]_{()} \right) = \exp(\underline{\lambda} V -$

$\underline{\varrho}_s S [{}^{s}_{k\,l}]$; $() \in V$), wenn es sich um die Kondensorklasse $[\alpha\,\beta\,\gamma\varrho]$ im hermetrischen Aggregat V und der Hermetrieform x handelt. Mit den Linearaggregaten $\underline{\varrho}_s [{}^{s}_{k\,l}] = \underline{\underline{a}} \Psi_{kl} =$

$= \underline{\underline{a}} (E - e^{-\lambda V})^{-1}$ kann für jeden Hermetriegrad das Metronintegral ausgeführt werden. Gilt nämlich für $[\,]$ ein höherer Her-

metriegrad als für die jeweilige Lösung 149, so daß $\widehat{[\,]}$ (Q) mit $Q = P - V$ in $F_{\alpha\beta\gamma}$ (x) gesetzt werden kann, dann folgt für das im Exponenten stehende Metronintegral $\underline{c}_s$ S $\begin{bmatrix} s \\ k\ l \end{bmatrix}$; () δ V=

$= \underline{a}$ S ψ_{kl} ; () δ V = $\underline{a}/\lambda$ S $(E - e^{-\lambda Q})^{-1}$ δ λ V =

$= \underline{a}/\lambda$ l/n $(e^{\lambda V} - e^{-\lambda P})$ + const = l/n $(\frac{e^{\lambda V} - e^{-\lambda P}}{E - e^{-\lambda P}})$ $\underline{\alpha}$,

weil δ sich immer als pertielles Metrönintegral auf die Hermetrie von V der synmetronischen Partiallösung bezieht und der Beginn der metronischen Integration stets bei V ; (n - 1) mit n = 1 liegt, was aber V ; o = o bedeutet. Außerdem erweist sich nach Gleichung 149 a immer $\underline{a}/\lambda = \underline{\alpha}$, wenn Q = V mit dem Kompositionsfeld übereinstimmt. Nach diesem allgemeinen Schema können die stufenbildenden Kondensationsklassen der möglichen Typen einzeln analysiert werden. Zur Kürzung sollen zu diesenm Zweck die reellen Aggregate

$\mu = \sqrt{\tau} \sum_{k=1}^{3} ()_k$, sowie $z = \sqrt{\tau}\ ()_4$ und T =

$= \sqrt{\tau}\ (()_5 + ()_6)$ zur Anwendung kommen. Für die Gravitonen und latenten Terme, also die transfiniten Selbstkondensationen gibt es im Bereich nur die eine Möglichkeit F_1 (a) $= (E - e^{-i\lambda T})^{-\underline{\alpha}}$, während sich für die Photonen als Zeitkondensationen vom imaginären

Typ b drei Möglichkeiten ergeben, nämlich F_1 (b) =

$= e^{i\underline{\lambda}T} (\frac{e^{i\lambda T} - e^{-i\lambda z}}{E - e^{-i\lambda z}})^{-\underline{\alpha}}$ und F_2 (b) $= e^{i\underline{\lambda}z} (\frac{e^{i\lambda z} - e^{-i\lambda T}}{E - e^{-i\lambda T}})^{-\underline{\alpha}}$

während nur für $F_{1,2}$ (b) $= (E - \exp(-i\lambda(T - z)))^{-\underline{\alpha}}$ die Gleichung 149 a gilt. Die Klasse [1,2,3] existiert im Fall der imaginären Kondensationstypen a und b nicht. Für den Typ c neutraler ponderabler Korpuskeln als komplexe Raumkondensationen gibt es nur eine imaginäre Form F_1 (c) $= e^{i\underline{\lambda}T} (\frac{e^{i\lambda T} - e^{-\lambda\mu}}{E - e^{-\lambda\mu}})^{-\underline{\alpha}}$

während auf $F_{1,3}$ (c) $= (E - \exp(-\lambda(\mu + i\,T)))^{-\underline{\alpha}}$ wieder Gleichung 149 a gilt. Es verbleiben nach die Möglichkeiten des Typs d , also der ponderablen geladenen Korpuskeln als komplexe Raumzeitkondensationen zu untersuchen. Hier treten alle sechs Klassen von Kondensationsmöglichkeiten auf und zwar liefert die Ausführung der kompositiven Metronintegrale F_α (d) =

$= e^{\underline{\lambda}q_\alpha} (\frac{e^{\lambda q_\alpha} - e^{-\lambda z_\alpha}}{E - e^{-\lambda z_\alpha}})^{-\underline{\alpha}}$, wenn $\alpha = 1$ mit $q_\alpha = i\,T$,

$z_\alpha = \mu - i\,z$ oder $\alpha = 2$ mit $q_\alpha = i\,z$, $z_\alpha = \mu + i\,T$,

beziehungsweise $\alpha = (1,2)$ mit $q_\alpha = i\,(z + T)$, $z_\alpha = \mu$ ist. $\alpha = 1$ und $\alpha = 2$ liefert hier keinen Kondensorfluß. Die komplexen Strukturen sind dagegen durch $F_{1,3}(d) = e^{\underline{\lambda}(\mu + i\,T)} \left(\frac{e^{\lambda(\mu + i\,T)} - e^{-i\lambda z}}{E - e^{-i\lambda z}}\right)^{-\underline{\alpha}}$ und $F_{2,3}(d) = e^{\underline{\lambda}(\mu + i\,z)} \left(\frac{e^{\lambda(\mu + i\,z)} - e^{-i\lambda T}}{E - e^{-i\lambda T}}\right)^{-\underline{\alpha}}$, während nur für die letzte Klasse $F_{1,2,3}(d) = (E - \exp(-\lambda(\mu + i\,z - i\,T)))^{-\underline{\alpha}}$, also Gleichung 149 a gilt. Damit sind aber alle Kondensorklassen der einzelnen Hermetrieformen explizit dargestellt worden, welche Kondensationsstufen ausbilden und somit im Gegensatz zu [3] zyklische Aggregate von Kondensorflüssen ermöglichen. Die Zyklizität dieser Kondensorflüsse ergibt sich wegen $e^{i\varphi} = \cos\varphi + i \sin\varphi$ aus dem Schwingungscharakter aller derjenigen Aggregate, die von den imaginären Gitterselektoren bestimmt werden, denn jeder periodische Prozess muß als Projektion eines zyklischen Vorganges aufgefaßt werden.

Aus den zwölf Kondensorsystemen F für die vier Hermetrieformen ergeben sich sämtliche Kondensormaxima aus $\delta F = o$ zu N^+, weil hier die Korrelation zum Minimum, also ebenfalls extremal wird. Das Koppelungsmaximum dagegen wird durch das Verschwinden der Kondensoren, also der Fremdfeldselektoren durch $F = o$ bestimmt, woraus für eine jeweilige Lage N^- eliminiert werden kann. N^- ist aufgrund des Baues der F durch die Abhängigkeit $N^-(\underline{\alpha}, \underline{\lambda})$ von der Kondensorsignatur gekennzeichnet, doch wird dies, wenn die Bedingung $\underline{\lambda} = \underline{\alpha}\,\lambda$ erfüllt ist, auf $N^-(\underline{\alpha})$ reduziert. Mithin werden die Kondensations- und Koppelungsextrema hinsichtlich ihrer Lage im R_6 allein durch die Korrelationsexponenten der betreffenden Kondensorsignatur bestimmt. Wenn das jeweilige Kondensorsystem F neben der Existenz der N^-, also der Zyklizität noch die Bedingung der Feldaktivierung der Kondensorflüsse erfüllen, dann können für die vier Hermetrieformen die Kondensorflüsse $N_a^+(1)\,N_a^-$, $N_b^+(1)\,N_b^-$, $N_b^+(2)\,N_b^-$, $N_b^+(1,2)\,N_b^-$, $N_c^+(1)\,N_c^-$, $N_c^+(1,3)\,N_c^-$, $N_d^+(1,2)\,N_d^-$, $N_d^+(1,3)\,N_d^-$, $N_d^+(2,3)\,N_d^-$ und $N_d^+(1,2,3)\,N_d^-$ definiert werden, weil $[1]$ und $[2]$ im Typ d nur als $\begin{bmatrix}1 & 1\\ 1 & 1\end{bmatrix}_+$ und $\begin{bmatrix}2 & 2\\ 2 & 2\end{bmatrix}_+$, also ohne Korrelation auftritt und somit keinen Kondensorfluß bilden kann; denn N^- ist in diesem Fall nicht definiert. Da außerdem N^- nur von

den $\underline{\alpha}$, $\underline{\lambda}$ abhängig ist und diese Exponenten sich bei Permutationen der jeweiligen Indizes einer Kondensorsignatur nur um Proportionalitätsfaktoren unterscheiden, kommt es zu den folgenden Entsprechungen der Kondensorflüsse N_a^+ (1) $N_a^- \equiv N_b^+$ (1) $N_b^- \equiv$ $\equiv N_c^+$ (1) $N_c^- \equiv A$, N_b^+ (2) $N_b^- \equiv B$, N_b^+ (1,2) $N_b^- \equiv$ $\equiv N_d^+$ (1,2) $N_d^- \equiv C$, N_c^+ (1,3) $N_c^- \equiv N_d^+$ (1,3) $N_d^- \equiv D$, sowie N_d^+ (2,3) $N_d^- \equiv E$ und N_d^+ (1,2,3) $N_d^- \equiv F$, so daß nur diese sechs Typen von Kondensorflüssen in den Koppelungsstrukturen der Hermetrieformen zu untersuchen sind.

Aus dieser Untersuchung ergeben sich einige allgemeine Konsequenzen hinsichtlich der möglichen Hermetrieformen. Zunächst folgt aus dem Übergang C_o $(\bar{v} = \bar{o}) \rightarrow C$ $(\bar{v} \neq \bar{o})$ vom Ruhesystem C_o nach C , welches mit $\bar{v}$ im R_3 bewegt wird, das eine in C_o ruhende Kondensation eine Beschleunigung $\dot{\bar{v}} \neq \bar{o}$ während des Überganges erfährt. Nach $\hat{C}$ liegt aber im System C hinsichtlich C_o eine komplexe Drehung vor, welche mit $\dot{\bar{v}}$ anwächst. Aufgrund dieser Drehungsänderung wird aber die Bedingung 162 zeitlich stetig gestört und immerwieder neu eingestellt, derart, daß das System der $\bar{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\gamma)}$ der Kondensation stets $\dot{\bar{v}} \neq \bar{o}$ als Ursache der zeitlichen Änderung der komplexen Drehung einen Widerstand entgegenstellt, der als Trägheitswiderstand den Begriff der Masse definiert. Alle Hermetrieformen müssen sich also träge verhalten gegen Bewegungsänderungen im R_3 , weil das Orthogonalitäts- bzw. Äquivalenzprinzip der $\bar{\lambda}$ beziehungsweise $\underline{\lambda}$ inbezug auf die jeweilige Projektion des Vektors von w grundsätzlich erfüllt ist. Alle Kondensationstypen sind die Quellen von Gravitationsfeldern, weil der Kondensor $\left[\begin{smallmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{smallmatrix}\right]_+$ jedem Typ eigen ist. Ponderabel sind nur die Kondensationstypen c und d , weil das reelle Kondensorsystem [3] nur diese Typen bestimmt, so daß a und b inponderabel sind. Infolge dieser Kondensortheorie ist also zwischen den Begriffen Trägheit, Gravitation und Ponderabilität zu unterscheiden. Das Äquivalenzprinzip zwischen Trägheit und Gravitation gilt nur insofern, als beide Eigenschaften allen Hermetrieformen gleichermaßen zukommen. Auch wird klar, wie die Kondensorflüsse A bis F die Hermetrieformen bestimmen. So wird a nur durch den transfiniten Kondensorfluß A aufgebaut, der als Gravitationssystem erscheinen kann, Die als Photon interpretierte Kondensation b besteht dagegen auf den Zeitkondensationen B, welche

von A begleitet werden und einem Kondensorfluß C aus einer photonisch-gravitonischen Koppelung. Die durch [3] ponderable Struktur c wird dagegen durch die gravitonischen Kondensorflüsse A und die Flüsse einer gravitonisch-räumlichen Koppelung D bestimmt, was als neutrale Elementarkorpuskel zu interpretieren ist. Die als elektrisch geladene Korpuskeln interpretierbaren Formen des Typs d werden nicht nur durch die photonischen und räumlichen Kondensorflüsse B , C und D bestimmt, sondern noch durch die Kondensorflüsse E einer photonisch-räumlichen und F einer gravitonisch-photonischen räumlichen Koppelung, wobei E und F die den Typ d bestimmenden Eigenschaften der elektrischen Ladung ausmachen müssen. Die photonischen Bestimmungsstücke aus d müssen dagegen das mit dieser Ladung gekoppelte elektrostatische Feld beschreiben, welches als Sonderfall des Photons aufzufassen ist, wenn A fehlt. Der Charakter der Raumkondensation von d wird durch das Auftreten von D aus c sowie E und F und die Ponderabilität durch [3] verursacht. Wird dieser Sachverhalt berücksichtigt, dann liefert 162 eine vertiefte Auffassung des Ponderabilitätskriteriums [3] . Wenn nämlich $^{2}\overline{\mathcal{R}}_{(3)}$ die Signatur eines Kondensorsystems mitbestimmt dann erscheint diese Signatur auch in den Eigenwerten der Kondensationsstufen. Die durch die Signatur (3) gekennzeichneten $\underline{\overline{\lambda}}$ liegen aber in $S_{(1)} = R_3$ in welchem $\overline{v} \neq \overline{o}$ möglich wird. Wenn es also in diesem Fall zu keiner inneren Strukturänderung kommt, dann wird 162 durch $\underline{\overline{\lambda}} \perp \overline{v}$ erfüllt, was $\dot{\overline{v}} \neq \overline{o}$ und $o \leqq v < c$ nach $\hat{C}$ für $\dot{\varepsilon} = \dot{\eta} = o$ ermöglicht, was aber das Kriterium der Ponderabilität der Formen c und d ist. Im Fall a oder b fehlt dagegen die Signatur (3) in $\underline{\overline{\lambda}}$, so daß hier 162 allein durch $\underline{\overline{\lambda}} \perp \overline{w}$ erfüllt wird, so daß für diese Hermetrieformen das Geschwindigkeitsintervall aus $\hat{C}$ als Ponderabilitätskriterium nicht existiert. Auf diese Weise wird das Charakteristikum der Ponderabilität wegen 162 allein durch [3] bestimmt Neben diesen zu Kondensorflüssen führenden Korrelationssystemen gehören zu jeder Hermetrieform noch die durch eine einzige Indizierung bestimmten korrelationsfreien Kondensoren $\overbrace{\left[\begin{smallmatrix}\lambda\lambda\\ \lambda\lambda\end{smallmatrix}\right]}_{+}$ mit $1 \leqq \lambda \leqq 3$, welche zwar mit Ausnahme von $\lambda = 3$ Kondensationsstufen bilden, aber kein Flußaggregat erzeugen, weil das Koppelungsmaximum als Kondensorminimum nicht gegeben und somit die Existenzbedingung des Kondensorflusses wegen dieser fehlenden Kondensorsenke nicht erfüllt ist. Dem Typ a ist nur $\lambda = 1$, aber den Typen b und c noch $\lambda = 2$, beziehungsweise $\lambda = 3$ und dem

Typ d sind $1 \leq \lambda \leq 3$ überlagert, wodurch der jeweilige Hermetriecharakter bestimmt wird.

Alle diese Kondensationstypen werden also durch nur sechs Klassen sterioisomerer Flußaggregate bestimmt, nämlich A (1) , B (2) , C (1,2), D (1,3), E (2,3) und F (1,2,3), wenn die Indizierungen der Struktureinheiten aus den Kondensorsignaturen angegeben werden. Die Flußklassen ab C beschreiben eindeutig die inneren Korrelationen der Struktureinheiten (Gitterkerne), welche die zyklischen Kondensorflüsse und ihre Superposition zum Kompositionsfeld unter Wahrung der Komprssorisostasie ermöglicht.

Die möglichen Kondensorflüsse N^{+} (α β γ) $N^{-} \equiv$ (A... F) im R_6 laufen also zyklisch zwischen dem Koppelungsmaximum und N^{+}, und werden in ihrem funktionellen Verlauf durch die $F_{\alpha\beta\gamma}$ (x) wiedergegeben. Da F_1 (d) und F_2 (d) nicht zur Ausbildung von Kondensorflüssen fähig sind, gelten die Entsprechungen (F_1 (a), F_1 (b), F_1 (c)) $\equiv$ A (1) für gravitonische, F_2 (b) $\equiv$ B (2) für photonische, ($F_{1,2}$ (b) , $F_{1,2}$ (d)) $\equiv$ C (1,2) für gravitonisch-photonische ($F_{1,3}$ (c), $F_{1,3}$ (d)) $\equiv$ D (1,3) für gravitonisch- räumliche, sowie $F_{2,3}$ (d) $\equiv$ E (2,3) für photonisch-räumliche und $F_{1,2,3}$ (d) $\equiv$ $\equiv$ F (1,2,3) für räumlich photonisch-gravitonische Kondensorflüsse. Da die explizite Darstellung der $F_{\alpha\beta\gamma}$ (x) wegen S [k^{i}] ; () δ V im zweiten metronischen Gültigkeitsbereich erfolgte, und hier stets $\underline{\lambda} = \underline{\alpha}\,\lambda$ durch den jeweiligen Korrelationsexponenten und die kompositiven Stufen λ ausdrückbar ist, können die Kondensorflüsse A bis F explizit in diesem Gültigkeitsbereich angegeben werden. Es handelt sich offensichtlich bei A bis F um prototypische Grundverläufe, die jedes Flußaggregat aufbauen. Ein derartiger prototypischer Grundflußverlauf soll daher als Fluktonn bezeichnet werden. Wegen $\underline{\lambda} = \underline{\alpha}\,\lambda$ folgt also für die im R_6 möglichen sechs Fluktonen das System

$\lambda = \underline{\alpha}\ \lambda$, $P^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\ \gamma)} = \underline{P}$, $A(1) = (E - \exp - \lambda (i\ T + i\ \delta_{xb}\ Z + \delta_{xc}\ \mu))^{-\underline{\alpha}} (E - \delta_{xb}\ e^{-i\lambda Z} - \delta_{xc}\ e^{-\lambda\mu})^{\underline{\alpha}}$,

$B(2) = (E - \exp - i\ \lambda\ (Z + T))^{-\underline{\alpha}} (E + e^{i\lambda Z})^{\underline{\alpha}}$,

$C(1,2) = (E - \exp - \lambda (i\ T + i\ Z + \delta_{xd}\ \mu))^{-\underline{\alpha}} (E - \delta_{xd}\ e^{-\lambda\mu})^{\underline{\alpha}}$,

$D(1,3) = (E - \exp - \lambda (\mu + i\ T + i\ \delta_{xd}\ Z))^{-\underline{\alpha}} (E - \delta_{xd}\ e^{-i\lambda Z})^{\underline{\alpha}}$,

$E(2,3) = (E - \exp - \lambda)\ (\mu + i\ Z + i\ T))^{-\underline{\alpha}} (E - e^{-i\lambda T})^{-\underline{\alpha}}$,

$F(1,2,3) = (E - \exp - \lambda\ (\mu + i\ T + i\ Z))^{-\underline{\alpha}}$,

$\mu = \sqrt{\tau} \sum_{k=1}^{3} ()_k$, $Z = \sqrt{\tau}\ ()_4$, $T = \sqrt{\tau}\ (()_5 + ()_6)$,

$x \equiv (a,b,c,d)$,,,.....165,

wenn x die jeweilige Hermetrieform a,b,c oder d angibt. Aus diesen Fluktonen werden sämtliche Flußaggregate der Koppelungsstrukturen und aller ihrer Enantiostereoisomerien aufgebaut.

Ein jedes Flukton umfaßt eine Schar elementarer Grundflüsse vom jeweiligen Scharparameter $\underline{\alpha}$ des Fluktons; denn dieser Korrelationsexponent ist der einzige Parameter, welcher ein Flukton bestimmt, während λ als kompositive Stufe den Grundflußparameter innerhalb des Fluktons im zweiten Gültigkeitsbereich kennzeichnet. Dieser Sachverhalt wiederum bedingt das Auftreten einer Signaturisomerie. Zwar wird jede Koppelungsgruppe einer Koppelungsstruktur aus C IX 4 durch nur ein Flukton beschrieben, doch werden hierdurch mehrere Grundflüsse erfaßt, welche sich durch $\underline{\alpha}$ hinsichtlich der Signaturpermutation unterscheiden. Diese Signaturisomerie der Grundflüsse, also das Auftreten mehrerer Kondensoren in den Klassen einer Koppelungsgruppe geht zwangsläufig darauf zurück, daß höchstens drei Struktureinheiten korrelieren, aber stets vier Kondensorsignaturen gegeben sind. Nach Gleichung 161 bis Gleichung 161 b besteht wiederum jeder dieser signaturisomeren Grundflüsse aus einem System enantiostereoisomerer Flußaggregate

$F_\gamma = (\varkappa^{\alpha\beta}_{\lambda})\ F\ (q_j)^{\gamma}_{1}\ \omega$ zyklischer Kondensorflüsse hinsichtlich der Systeme q_j von Kondensorquellen und - senken, woraus hervorgeht, daß im allgemeinen die Zahl N der Elemente eines Systems signaturisomerer Grundflüsse sehr hoch liegen kann. Sind dagegen diese Kondensorflüsse in ihrer Morphologie identisch, dann wird N allein durch die Permutationsmöglichkeiten der betreffenden

Kondensorsignatur bestimmt.

Handelt es sich um eine allgemeine Hermetrieform $x \equiv (a,b,c,d)$ im R_6 derart, daß der Korrelator $\hat{\gamma}^{e}(x) = (\bar{\gamma}^{e}(\mu\gamma))_3$ als Folge der Einwirkung eines Sieboperatots über $n \leq 9$ verschiedene Elemente verfügt, welche sich von $^{e}\bar{E}$ unterscheiden, dann kämen aus diesen Elementen insgesamt n^2 Kondensoren gebildet werden, von denen $Z = n(n-1)$ in Basis- und Kontrasignatur unterschiedlich sind, und somit Korrelationen beschreiben. Die übrigen n haben dann die Form $\left[\frac{\hat{\alpha\beta}}{\alpha\beta}\right]$ für welche es keine Korrelation, und damit keine Kondensorflüsse gibt. Diese Kondensoren, welche nicht zur Ausbildung von Flußaggregaten fähig sind, bilden jedoch metronische Kondensationsstufen, beziehungsweise für $\alpha = \beta = 3$ das nicht in metrischen Stufen auftretende Nahwirkungsfeld der Raumkondensation aus. Diese Kondensationen ohne Kondensorflüsse umschließen jedoch die Flußaggregate und sollen daher als Schirmfelder bezeichnet werden. Es gibt hier zunächst die singulären Schirmfelder $\alpha = \beta$, welche die Hermetriecharakteristik umfassen, während die Schirmfelder $\alpha \neq \beta$ als korrelative Schirmfelder bezeichnet werden sollen. Nach dieser Definition wäre das nicht in Kondensationsstufen auftretende Kondensorquartett $[3]$ zusammengesetzt aus den singulären Pseudoschirmfeldern $\left[\begin{smallmatrix}\hat{3}\\3\,3\end{smallmatrix}\right]$ und $\left[\begin{smallmatrix}\hat{3}\\3\end{smallmatrix}\right]$, sowie den pseudokorrelativen Schirmfeldern $\left[\begin{smallmatrix}\hat{3}\\3\,3\end{smallmatrix}\right]$ und $\left[\begin{smallmatrix}3\,3\\\hat{3}\end{smallmatrix}\right]$, welche jedoch nur wegen der Kondensationsstufenfreiheit insgesamt den Charakter eines die Flußaggregate der Koppelungsstruktur umhüllenden Feldes quantisierter Raumverdichtung $[3]$ haben. Nach 164 erfolgt die Quantisierung des stets die Änderabilität bestimmenden umhüllenden Nahwirkungsfeldes durch das Aggregat T imaginärer Gitterselektoren. Wegen dieses Pseudoschirmfeldcharakters ohne Kondensationsstufen und der Eigenschaft 164 werde $[3]$ im Rahmen einer begrifflichen Verfeinerung als Straton bezeichnet. Ein solches Straton ist also als ein Kondensationsstufenfreies Pseudoschirmfeld einer R_3 - Verdichtung definiert.

Nach dieser Untersuchung der zur Korrelation fähigen Fluktonen und der flußfreien Schirmfelder ist die Beziehung 165 zu ergänzen durch

$$\hat{\gamma}^{\varrho}(x) = ({}^{\varrho}\bar{\gamma}^{\varrho}(\mu\gamma))_3 \, , \, n\,({}^{\varrho}\bar{\gamma}^{\varrho}(\mu\gamma) \neq {}^{\varrho}\bar{E}) \leqq 9 \, ,$$

$$Z = n\,(n-1) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 165\,a.$$

Die n singulären und korrelativen Schirmfelder, bzw. das Straton umschließen die Flußaggregate der betreffenden Koppelungsstruktur, deren Koppelungsgruppen (Fluktonen) nach 165 mit signaturisomeren Grundflüssen identisch sind, wobei jeder Grundfluß durch ein enantiosterioisomeres Flußaggregat elementarer Kondensorflüsse der betreffenden Koppelungsstrukrur dargestellt wird. Für die einzelnen Hermetrieformen gibt es dabei die folgende Verteilung: Im Fall $x = a$ ist $n = 2$, das heißt, es gibt zwei singuläre Schirmfelder und $Z = 2$ mögliche Kondensorflüsse. Bei $x = b$, beziehungsweise $x = c$ wird $n = 6$ und von diesen Schirmfeldern sind vier singulär und zwei korrelativ, wobei im Fall $x = c$ vier Stratonen auftreten. Doch gibt es $Z = 30$ Kondensorflüsse in der Koppelungsstruktur. Für $x = d$ dagegen sind $n = 9$ Schirmfelder (davon ein Straton), nämlich drei singuläre und sechs korrelative gegeben, welche $Z = 72$ gekoppelte Kondensorflüsse umschließen.

Die zu 164 und 165 führende Untersuchung erfolgte im 2. metronischen Gültigkeitsbereich hoher Metronenziffern, der dadurch gekennzeichnet ist, daß die Korrelation zwischen Basis- und Kontrasignatur eines Kondensors allein durch $\underline{\alpha} \neq 1$ bestimmt wird. Jedes Fluktron aus 165 besteht aus einer Serie signaturisomerer Grundflüsse, die als ausgeartet korrelationsfrei mit $\underline{\alpha} = 1$ aufgefaßt werden können, bei denen Basis- und Kontrasignatur identisch werden. Solche ausgearteten Grundflüsse können aber wegen der Korrelationsfreiheit nicht mehr als zyklische Kondensorflüsse, sondern nur noch als Schirmfelder singulärer oder korrelativer Art erscheinen. $\underline{\alpha} = 1$ in 165 führt also tatsächlich gemäß $(A....E)_{\underline{\alpha}=1} \equiv [{}^{\alpha}_{\alpha}, {}^{\beta}_{\beta}]$ zu den Schirmfeldern, während F mit dem synmetronischen linearen Kondensoraggregat $\underline{\Psi} = (\psi)^{\underline{\alpha}}$ identisch ist, weil hier drei Strukturideinheiten korrelieren. Aus diesem Grund kann aus F kein Schirmfeld hergeleitet werden, was für F in Analogie zum Begriff des Stratons die Bezeichnung Weltfluktron nahelegt, weil F in allen Struktureinheiten und damit auch in sämtlichen Unterräumen des R_6 definiert ist. Das noch fehlende Schirmfeld ist durch die nicht in

metronischen Kondensationsstufen auftretende diskrimimantenhafte Raumverdichtung 3 , also das Straton nach 164 gegeben, welches ein exponentiell abklingendes Nahwirkungsfeld des R_3 beschreibt. Nach der Beziehung

$$(A...E)_{\underline{\alpha}=1} = \begin{bmatrix} \alpha\beta \\ \alpha\beta \end{bmatrix} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 166$$

und Ergänzung durch 164 sind also die Begriffe Schirmfeld und Flukton ineinander überführbar. Bei beiden Begriffen handelt es sich nur um verschiedene Zustände des gleichen Phänomens synmetronischer Strukturkondensationen, welche demnach als Urgestalten der Weltarchitektur aufgefaßt werden müssen. Diese Prototropen sind zwar metrischer, aber nicht materieller Natur; denn die materiellen Eigenschaften der Terme von 126 entstehen erst als Folge einer Korrelation solcher Prototropen. Da die Prototrope als Oberbegriff von Flukton, Straton und Schirmfeld auftritt, erscheint eine einheitliche Symbolisierung sinnvoll. Im folgenden werden die fluktonenhaften Prototropen aus 165 symbolisiert durch (A...F) = $\equiv$ (- (1..6)), während für die Schirmfeldprototropen (A...E) = = (+ (1...5)) und [3] = (+7) gelten soll. Für die Prototropen ist also die Symbolschrift

$$(A...F) = (-\ (1...6))\ ,\ (A...E)_{\underline{\alpha}=1} = (+\ (1...5)),$$
$$[3] = (+\ 7) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 167$$

für die folgende Untersuchung verbindlich.

Ein System signaturisomerer Grundflüsse bildet ein Flukton und hieraus wird sofort evident, daß zu jedem Flukton (-k) in einem Unterraum des R_6 für $1 \leq k \leq 5$ jeweils zwei zu Schirmfeldern ausgeartete Grundflüsse gehören, so daß für $k \leq 5$ die (-k) stets in Verbindung mit den Schirmfeldern (+k) in den betreffenden Unterräumen auftreten. Diese (+k) umschließen offenbar als synmetronische Kondensationsstufen die (-k), so daß die Prototropen $k \leq 5$ bereits einfachste Struktursysteme ($\pm$ k) bilden. Ein solches einfachstes synmetronisches System ($\pm$ k) soll im Folgenden als Protosimplex bezeichnet werden. Von diesen Protosimplexen kann es also nur fünf Arten geben; denn zum Weltflukton (- 6) gibt es kein Schirmfeld und zu (+ 7) kein Flukton. Die Koppelungsstrukturen aus C IX 4 für die möglichen Hermetrieformen

a bis d liefern Schemata aus Koppelungsgruppen, welche Kondensorbrücken, sowie Verteilungen von Kondensorquellen und Kondensorsenken definieren. Die hieraus resultierenden zyklischen Kondensorflüsse können aber nur in den Protosimplexen

$$p_k = (\pm k),\ 1 \leqq k \leqq 5 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 167a$$

und in (- 6) enthalten sein, während (+ 7) als Straton die Ponderabilität der komplexen Hermetrieformen c und d bestimmt. Es muß also ein Konjungtionsgesetz der Protosimplexe existieren, welches eine Konjungtion der Fluktonen impliziert und von der jeweiligen Koppelungsstruktur bestimmt wird. Mithin werden der Koppelungsstruktur entsprechend die Protosimplexe zu einem Prototropenkombinat verbunden, dessen synmetronische Kondensationsstufen zu dem metaphorisch mosaikartigen Muster komponieren, als welches die kompositiven Kondensationsstufen erscheinen.

Mit den in 167 und 167a ausgedrückten Begriffen der Prototropen und des Protosimplex wird eine außerordentlich einfache synmetronische Beschreibung der vier kompositiven Hermetrieformen hinsichtlich ihrer Koppelungsstrukturen und Schirmfeldverteilungen möglich. Die transfinite Selbstkondensation x = a erscheint als transfiniter Protosimplex $(\pm 1)_a$. Die photonische Zeitkondensation x = b dagegen als Triade von Protosimplexen $(\pm (123))_b$, während für die Raumkondensationen x = c der Neutrokorpuskeln $(\pm (14))_c$ $(+ 7)_c$ neben den Protosimplexen das Stratonensystem der Ponderabilität auftritt. Die synmetronische Prototropenstruktur der Raumzeitkondensationen x = d geladener Korpuskeln $(^{+}(127))_d$ $(\pm(345))_d$ $(-6)_d$ verfügt über eine Schirmfeldtriade (singulär), eine Protosimplextriade (mit korrelativen Schirmfeldern) und dem Weltflukton aller drei Struktureinheiten,

Da jedes Flukton aus signaturisomeren Grundflüssen gekoppelt ist, von denen jeder wiederum durch eine Serie enantiostereoisomerer Flußaggregate dargestellt wird, (mit jeweils zwei Orientierungsmöglichkeiten des Kondensorspins), wird das Flukton durch eine die Signaturisomerie kennzeichnende Zahl von N begrifflich verschiedenen Elementen bestimmt, welche stets Flußaggregate im betreffenden Definitionsbereich des Fluktons als R_6 - Unterraum der Koppelungsstruktur sind. In einer solchen fluktonischen Korrelaton signaturisomerer Grundflüsse verfügt jedes der N Flußaggregate

über eine Einstellung des Kondensorspins, welche von den beiden möglichen Einstellungen realisiert ist, so daß aus $N > 1$ aller Flußaggregate der Grundflüsse die Zahl Z_N der möglichen Spinisomerien des betreffenden Fluktons ermittelt werden kann. Liegt die Stereoisomerie der N Grundflüsse bezogen auf das Schirmfeldsystem des betreffenden Protosimplex fest, dann müßte sich für $N = 1$ die doppelte Spineinstellung $Z_1 = 2$ ergeben. Für $N = 2$ wird dann $Z_2 = 2 \cdot 1 \cdot 2 = 4$ und für $N = 3$ ist $Z_3 = 2 \cdot 2 \cdot 1 \cdot 2 \cdot 3 = 24$ völlig evident. Der vollständige Induktionsschluß liefert dann für beliebige $N > 3$ das zahlentheoretische Gesetz $Z_N = 2^{N-1} \cdot N\,!$ möglicher Spinisomerien des Fluktons. Da sich alle Grundflüsse des Fluktons in ihren Signaturisomeren Korrelationsexponenten und enantiostereoisomerer Flußaggregaten unterscheiden, wird das Flukton aus N begrifflich verschiedenen Elementen aufgebaut, für welches (wiederum auf das Schirmfeld bezogen) $N\,!$ Permutationsmöglichkeiten existieren. Diese $N\,!$ Permutationen können aber nur verschiedene Relativlagen der Grundflüsse im Definitionsbereich des betreffenden Fluktons sein. Dies bedeutet aber, daß die $N\,!$ Permutationen die möglichen Stereoisomeren des Fluktons hinsichtlich des Schirmfeldsystems sind. Bezeichnet S_N die Zahl der möglichen Stereoisomeren, dann gilt also $S_N = N\,!$ und $Z_N = 2^{N-1} \cdot S_N$ für die Zahl der Spinisomerien. Nun gibt es aber zu jeder der N Fakultät stereoisomeren Grundflußkombimationen jeweils Z_N Spinisomerien, so daß es für das betreffende Flukton $E_N = Z_N \cdot S_N$ Enantiostereoisomere geben muß. Hier erscheint der Begriff der Enantiostereoisomerie eines Fluktons besonders sinnvoll, weil es zu jeder fluktonischen Isomerie hinsichtlich des gasamten Kondensorspins (+) aller Grundflüsse immer ein spiegelsymmetrisches Spinsystem (-) geben muß, welches bis auf die Spinorientierung mit (+) identisch ist. Kennzeichnet $E_N^{(\pm)}$ die Zahl dieser enantiostereoisomeren Fluktonen, welche paarweise spiegelsymmetrisch auftreten, dann gilt $2\,E_N^{(\pm)} = E_N$. Die N signaturisomeren Grundflüsse eines Fluktons ermöglichen demnach hinsichtlich des zugehörigen Schirmfeldsystems S_N stereoisomerer Anordnungen im Definitionsbereich des betreffenden Protosimplex, welche von Z_N Spinisomerien überlagert werden. Auf diese Weise entstehen $E_N^{(\pm)^N}$ enantiostereoisomere Fluktonen des Protosimplex derart, daß zu jeder Spinstruktur eine spiegel-

symmetrische Antistruktur hinsichtlich des Kondensorspins existiert. Zusammengefaßt wird dieser Sachverhalt in

$$E_N^{(\pm)} = 2^{N-2} \cdot (N!)^2 \,, \quad Z_N = 2^{N-1} \cdot N! \,,$$

$$S_N = N! \quad \ldots\ldots\ldots\

ermittelt werden kann. Hierzu wird es jedoch notwendig diese N_k numerisch festzustellen. Auf jeden Fall werden diese N_k von der Zahl signaturisomerer Grundflüsse im jeweiligen (-k) bestimmt, doch ist zu jedem dieser Grundflüsse ein ganzes Spektrum morphologisch ähnlicher Komponenten denkbar, was N_k wesentlich erhöhen müßte. Tatsächlich werden aber die $(\pm k)_x$ von den $\underline{\bar{\lambda}}$ der betreffenden x - Hermetrie allein bestimmt, und diese liegen als synmetronische Kondensationsstufen stets in diskreten Punktspektren, das heißt, es sind stets zahlentheoretische Funktionen ganzzahliger Indices. Dieser Sachverhalt schließt aber die Existenz morphologisch ähnlicher Grundflüsse aus, so daß N_k als Zahl der Signaturisomeren mit der Besetzung einer Koppelungsklasse, also den Permutationen der zu k gehörenden Kondensorsignaturen identisch wird. Dies hat aber zur Folge, daß die durch die Protosimplexe darstellbaren Koppelungsstrukturen der möglichen Hermetrieformen nur Schemata der allgemeinen prototropen Struktur dieser Hermetrieformen darstellen. Die realen Massenterme aus 126, sowie x = (ab) genügen zwar sämtlich diesen Schemata, doch werden sie hierdurch alleine noch nicht wiedergegeben. Tatsächlich gibt es zu jeder Hermetrie nach 126 ein ganzes Termspektrum, was nur darauf zurückgehen kann, daß die $\underline{\bar{\lambda}}$ im allgemeinen aus $n_x^{(k)} \geq 1$ Protosimplexen $(\pm k)_x$ aufgebaut sind. Es muß demnach der Begriff einer Protosimplexladung $Q_x^{(k)} = n_x^{(k)} (\pm k)_x$ zur Beschreibung der realen Hermetrieterme definiert werden. Zweifellos gilt dann $\underline{\bar{\lambda}} = Q_x^{(k)}$ für die synmetronischen Kondensationsstufen. Der Begriff dieser Protosimplexladung wird also beschrieben durch die Definition

$$Q_x^{(k)} = n_x^{(k)} \cdot (\pm k)_x = \underline{\bar{\lambda}}, \quad n_x^{(k)} \geq 1 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \text{168b},$$

die auf jeden Fall bei der Beschreibung der Spektralterme aller Hermetriestrukturen angewendet werden muß.

Zur Weiterführung der Analyse synmetronischer Korrelationen muß versucht werden, das Konjunktionsprinzip der Prototropen mit fluktonischer Charakteristik zu beschreiben; denn diese Konjunktion ist das eigentliche Korrelationsgesetz, welches die Komposition zu den Termen der jeweiligen Hermetrieformen bestimmt. Erst, wenn eine Beschreibung dieses Konjunktionsprinzips bekannt ist,

kann die korrelative Synmetronik der Terme von 126 hinsichtlich $x = (c,d)$, sowie diejenige der imponderablen Stufen $x \equiv (a,b)$ transparent werden.

2.) Prototrope Konjunktoren.

Die $k \leq 5$ Protosimplexstrukturen $(\pm k)$, sowie das Weltflukton (-6) und das Straton (+7) sind offensichtlich strukturelle Vorstufen, welche die möglichen Hermetrieformen zwar als Koppelungsstrukturen unter Berücksichtigung der Protosimplexladung komponieren, aber selbst die materiellen Eigenschaften der Trägheit, Gravitation, Ponderabilität, Imponderabilität oder das elektrische Ladungsverhalten mit Ausnahme von $(\pm 1)_a$ noch nicht tragen. Wenn aber diese Protosimplexe die Koppelungsstrukturen gemäß $(\pm 1)_a$, sowie $(\pm 1)_b$ $(\pm 2)_b$ $(\pm 3)_b$ oder $(\pm 1)_c$ $(\pm 4)_c$ $(+7)_c$ und $(+(127))_d$ $(\pm(345))_d$ $(-6)_d$ komponieren, dann muß es prototrope Konjunktoren -()- geben, welche die Komposition zur Koppelungsstruktur der jeweiligen Hermetrieformen ermöglichen. Auf Grund des deduzierten Baues eines $(\pm k)$ aus dem Flukton (-k) zyklischer Kondensorflüsse und ihrer Ausartungen zu den singulären oder korrelativen Schirmfeldern (+k) kann ein derartiges Konjunktivgesetz nur in einem Austauschprozeß der Fluktonen aus $(\pm p)$ und $(\pm q)$ bestehen, das heißt, die zyklischen Kondensorflüsse beider Protosimplexe gehen ineiander über. Hieraus folgt unmittelbar, daß ein solcher Austauschvorgang nur dann erfolgen kann, wenn die korrelierenden Kondensorflüsse dimensionell im gleichen Unterraum des R_6 liegen, also, wenn sie zur selben Struktureinheit gehören. Den $\mu \leq 3$ Struktureinheiten $^{s}\mathfrak{K}_{(\mu)}$ entsprechend kann es also nur drei mögliche Konjunktoren geben. Ein Konjunktivgesetz zwischen zwei Protosimplexen $(\pm (p\ q))$ kann also nur dann existieren, wenn p und q über eine gemeinsame Struktureinheit μ verfügen. In diesem Fall gilt dann für den Konjunktiv $(\pm q)$ $-(\mu)-$ $(\pm p)$, wobei der Konjunktor $-(\mu)-$ sich definitionsgemäß nur auf die Fluktonen $(-(p,q))$ beziehen kann. Aus dieser Darstellung des Konjunktors wird sofort deutlich, daß auf diese Weise drei Klassen von Konjunktivgesetzen formulierbar sind. Im Fall des Korrelationskonjunktors $(\pm p)$ $-(\mu)-$ $(\pm q)$ bezieht sich μ

auf den direkten Fluktonenaustausch hinsichtlich $\overline{\mathcal{R}}_{(\mu)}$. Ein derartiger Korrelationskonjunktiv ist grundsätzlich zweideutig, weil -(μ)- stets nur zwei Prototrope korreliert. Liegt dagegen der sogenannte Kontaktkonjunktiv vor, welcher durch $(\overset{+}{-}q)$ -(μ)- $(\overset{-}{+}p)$ definiert ist, dann bleibt μ mehrdeutig; denn in diesem Fall mündet stets ein Flukton über -(μ)- in ein Schirmfeld, welches jedoch zu keiner Konjunktion fähig ist. Da aber (-q) zur gleichen Struktureinheit gehört wie (+p), kann das Schirmfeld den Kontakt zu einem anderen Flukton über den gleichen Konjunktor vermitteln. Schließlich besteht noch die Möglichkeit, daß dieses vermittelnde Schirmfeld (+7) und μ = 3 ist, so daß $(\overset{+}{-}q)$ -(3)- (+7) den ebenfalls mehrdeutigen Stratonkonjunktiv definiert, der demnach ein Sonderfall des allgemeinen Kontaktkonjunktivs ist. Hieraus folgt weiter, daß den Protosimplexstrukturen gewisse Wertigkeiten hinsichtlich möglicher Konjunktoren zugeordnet werden können, derart, daß die Protosimplexwertigkeit identisch ist mit der Zahl s welche als Kondensorsignaturen den jeweiligen Protosimplex definieren. Demnach ist also s = 2 für (-k) mit $k \leq 5$, aber s=3 für k=6, weil alle drei Struktureinheiten das Weltflukton bestimmen. Im Gegensatz zu diesen Fluktonen kann von einer Wertigkeit der (+k) mit $k \neq 6$ nicht gesprochen werden; denn diese Schirmfelder können nur über Kontaktkonjunktive oder den Stratonkonjunktiv eine Korrelation vermitteln.

Die Konjunktordefinition auf Grund des Begriffes der Struktureinheitennd der Fluktonkonjugation ist offensichtlich noch nicht vollständig; denn es brauchen nicht sämtliche Grundflüsse eines Fluktons über einen Konjunktor zum korrelativen Austausch (Fluktonkonjugation) kommen. Ist $Z_k = Z((-k))$ mit $k < 7$ die Gesamtzahl der Grundflüsse im Flukton (-k) und existiert der Konjunktiv $(\overset{+}{-}p)$ -(μ)- $(\overset{+}{-}q)$, dann ist im allgemeinen $Z_p \neq Z_q$, so daß $|Z_p - Z_q| \geq 0$ zu setzen ist. Ist $Z(Z_p, Z_q)$ die obere Schranke der Grundflüsse in p und q, welche über $Z_p - Z_q$ liegen, dann gilt $Z = 1/2\,(Z_p + Z_q - |Z_p - Z_q|)$, und dies ist zugleich die obere Schranke der Grundflußzahl, welche im Konjunktor zur Konjugation kommen kann. Da aber keineswegs alle Grundflüsse in μ zu korrelieren brauchen, sondern nur $\mathcal{L}_\mu \leq Z$, wäre die Definition -(μ)- durch den Begriff der Konjunktorvalenz x_μ zu -(μx_μ)- zu ergänzen.

Die Aussage $x_\mu = 0$ würde bedeuten, daß überhaupt keine Korrelation zwischen p und q vorliegt, so daß für die Konjunktorvalenz stets $x_\mu > o$ zu fordern ist, wenn überhaupt ein Konjunktiv zwischen Fluktonprototropen existieren soll. Die so ergänzte Konjunktordefinition zusammen mit den möglichen Konjunktivgesetzen wird also beschrieben durch

$$-(\mu x_\mu)- \equiv {}^{s}\overline{\mathcal{R}}(\mu) \,,\, (\pm p)\ -(\mu x_\mu)-\ (\pm q)\ ,\ (\pm p)\ -(\mu x_\mu)-\ (\mp q)\ ,$$
$$(\pm p),\ -(3x_3)-\ (+7),\ Z\ ((-k)) = Z_k,\ Z\ (Z_p, Z_q) = 1/2\ (Z_p + Z_q\ -$$
$$-\ |\ Z_p - Z_q\ |\ )\ ,\ 0 < x_\mu \leq Z \qquad \text{169.}$$

Da im allgemeinen $Z_p \neq Z_q$ und $x_\mu < Z$ bleibt, wird sofort deutlich, daß es eine Konjunktorisomerie unter der Voraussetzung

$$Z_p \neq Z_q\ ,\ x_\mu < Z \qquad \text{169 a}$$

geben muß, welche den bereits untersuchten Isomerien der Protosimplexe, also der Enantiostereoisomerie und der Signaturisomerie der betreffenden Kondensoren überlagert, wodurch sich die Zahl der Isomerien einer Hermetrieform wesentlich erhöht. Die Zahlen möglicher Konjunktorisomerien können jedenfalls erst dann untersucht werden, wenn die Konjunktivgesetze der einzelnen Hermetrieformen explizit vorliegen, was aber wiederum eine Bestimmung der Protosimplexladung nach 168 b erfordert.

Die Schirmfeldprototropen (±(127)) sind i. B. auf die-(μ)- beliebig mehrdeutig, weil diese Prototropen nicht fluktonischen Charakter tragen, sondern als Kondensationsstufen die ${}^{s}\overline{\mathcal{R}}_{(123)}$ - Strukturen metrisch darstellen und somit die Definitionsbereiche der -(μ)- festlegen. Dies bedeutet aber, daß es immer dann bei der Grundflußkonjugation zur Ausbildung von Kontakt- bezw. Stratonkonjunktiven kommt, wenn mindestens eine dieser Prototropen (+(127)) in der Koppelungsstruktur existiert. Liegt dagegen (+(12)) in dem transfiniten oder zeitlichen Kondensorquartett (±(12)) vor - also in Hermetrieformen b und c - dann treten Korrelationskonjunktive mit der Wertigkeit 2 auf, weil in diesen Kondensorquartetten jeweils zwei Grundflußaggregate vorliegen. Werden die noch unbekannten Konjunktorvalenzen nicht angegeben, dann können

die Koppelungsstrukturen der vier Hermetrieformen durch die Protosimplexe und ihre Konjunktoren dargestellt werden. Im Fall der transfiniten Selbstkondensationen $(\pm 1)_a$ existiert überhaupt kein Konjunktor, während die Protosimplextriade der Zeitkondensationen gemäß $(\pm 1)_b$ -(1)- $(\pm 3)_b$ -(2)- (± 2) allein durch Korrelationskonjunktive bestimmt wird. In der Triade der Raumkondensationen $(\pm 1)_c$ -(1)- $(\pm 4)_c$ -(3)- $(+7)_c$ wirkt dagegen neben einem Korrelationskonjunktiv noch ein Stratonkonjunktiv. Liegen Raumzeitkondensationen der Hermetrieform d vor, dann tritt die Schirmfeldtriade (+(127)) auf, so daß trotz des Weltfluktons der Wertigkeit 3 nur Kontakt- bzw. Stratonkonjunktive d bestimmen. In der zyklischen Kontaktstruktur $(+1)_d$ -(1)- $(\pm 3)_d$ -(2)- $(+2)_d$ -(2)- $(\pm 5)_d$ -(3)- $(+7)_d$ -(3)- $(\pm 4)_d$ -(1)- $\longrightarrow$ $(+1)_d$ kommt es noch zum Einfluß von $(-6)_d$ im Kontaktkonjumktiv zu den $(+(127))_d$, so daß die zyklische Kontaktstruktur gemäß

::: $(+1)_d$ -(1)- $(-6)_d$ -(2)- $(+2)_d$ ::: und

::: $(-6)_d$ -(3)- $(+7)_d$ ::: zur Koppelungsstruktur der Hermetrieform d zu ergänzen ist.

Immer dann, wenn -(μ)- in ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(\mu)}$ Prototrope in wie auch immer beschaffene Konjunktive setzt, kommt es zu einer Konjugation von Kondensorflüssen der beteiligten Fluktonen $(-\lambda)$ mit $\lambda \leq 6$; denn diese Konjugation erscheint als einzig mögliche Form prototroper Wechselbeziehungen. Die Unabhängigkeit von der Konjunktivform geht auf die Tatsache zurück, daß die singulären Schirmfelder nur den Definitionsbereich des -(μ)- in metrischen Kondensationsstufen strukturieren, aber keine Flußaggregate ausbilden. Aus diesem Grunde genügt es, nur den Korrelationskonjunktiv $(\pm p)$ -(μ)- $(\pm q)$ zu analysieren, weil hierdurch die Allgemeingültigkeit nicht eingeschränkt wird. Zur Analyse muß berücksichtigt werden, daß die zur Konjugation kommenden Fluktonen (-(p,q)) Flußaggregate zyklischer Kondensorflüsse sind, welche nach C IX jeweils über ein pseudoeuklidisches Koppelungsmaximum N_- und ein Korrelationsmaximum N_+ extremer Kondensation verfügen. Ferner ist der Definitionsbereich eines derartigen Flußaggregates durch die beteiligten Kondensorsignaturen bestimmt, während der Spin des Flußaggregates durch

die Zahl ω der Zyklen festgelegt ist, nach welcher der Anfangszustand wieder hergestellt wird. Die zyklischen Kondensorflüsse selbst werden durch die antihermiteschen Anteile ihrer Kontrasignaturen aktiviert, und strukturieren die Flußaggregate der Grundflüsse eines Fluktons durch die Verteilung der Kondensorquellen und -Senken, bzw. der Quellen- und senkenhaften Kondensorbrücken innerhalb einer Koppelungsstruktur. Werden p und q durch die Signaturen $(-p) \equiv (\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda \\ \gamma & \mu\end{smallmatrix})$ und $(-q) \equiv (\begin{smallmatrix}\varkappa' & \lambda' \\ \gamma' & \mu\end{smallmatrix})$ gekennzeichnet, dann wird -(μ)- möglich, weil beide Fluktonen bei $(\varkappa\ \lambda\ \gamma) \neq (\varkappa'\lambda'\ \gamma')$ in der gleichen Struktureinheit ${}^{\bullet}\bar{\varkappa}_{(\mu)}$ definiert sind, was der Existenzbedingung für -(μ)- genügt. Sind die $N_{\pm}(p,q)$ die Koppelungs- bzw. Korrelationsmaxima für p und q in μ, dann kann für die Flußaggregate nach den Untersuchungen über zyklische Kondensorflüsse $F_p(\mu) = N_+(p)\ (\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda \\ \gamma & \mu\end{smallmatrix})\ N_-(p)$ und $F_q(\mu) = N_+(q)\ (\begin{smallmatrix}\varkappa' & \lambda' \\ \gamma' & \mu\end{smallmatrix})\ N_-(q)$ geschrieben werden. Nach C IX gilt aber für die Synmetronik der $F_{pq}(\mu)$ stets $N_{\pm} \rightarrow N_{\mp}$, das heißt, die N_+ und die N_- werden periodisch vertauscht, was die Zyklizität der F_{pq} bedingt. Aus diesem synmetronischen Sachverhalt kann nunmehr die Konjugationsbedingung abgelesen werden, unter welcher in ${}^{\bullet}\bar{\varkappa}_{(\mu)}$ die p und q den Korrelationskonjunktiv bilden. Die Konjugation kann sich dabei nur auf das jeweilige Kondensormaximum in N_+ beziehen, was jedoch nur dann möglich ist, wenn der Momentanwert $F_p(N_{\pm})$ aus p mit dem entsprechenden Wert $F_q(N_{\mp})$ aus q zusammenfällt, daß heißt, wenn zwischen F_p und F_q in ${}^{\bullet}\bar{\varkappa}_{(\mu)}$ eine Flußphase φ existiert, derart, daß beide Flußaggregate um $\varphi = \pi/2$ phasenverschoben sind. Offenbar sind i, B. auf ${}^{\bullet}\bar{\varkappa}_{(\mu)}$ die $F_{pq}(\mu)$ orientiert, so daß für die Stromvektoren der Flußaggregate $\bar{F}_{pq}$ zu setzen ist. Da außerdem die Zyklizität $N_{\pm} \rightarrow N_{\mp}$ für p und q gilt, existieren auch die partiellen Spinvektoren hinsichtlich ${}^{2}\bar{\varkappa}_{(\mu)}$, nämlich $\bar{\sigma}_{pq} \perp \bar{F}_{pq}$,

für welche mit den Spinzahlen ω_{pq} hinsichtlich μ auch $\bar{\sigma}_{pq} = \omega_{pq}\ \bar{s}_{pq}$ gesetzt werden kann, wobei $\bar{\sigma}$ der Spin des Aggregates und $\bar{s}$ der Fluktonspin in ${}^{s}\bar{\mathcal{K}}_{(\mu)}$ ist. Mit den Spineinheitsvektoren $\bar{s}^{(o)}_{pq}$ gilt dann $\bar{s}_{pq} = \bar{s}^{(o)}_{pq} \cdot s_{pq}$, wenn $| \bar{s}^{(o)}_{pq} | = 1$ ist. Wenn nun für F_p und F_q die zur Konjugation notwendige Phasenbedingung $\varphi \neq \pi/2$ erfüllt ist, dann ist diese Bedingung zwar notwendig, aber nicht hinreichend; denn $\bar{s}_p$ und $\bar{s}_q$ können irgendwelche Winkel einschließen. Sollen in ${}^{s}\bar{\mathcal{K}}_{(\mu)}$ die F_p und F_q im Sinne von -(μ)- eine Konjugation ihrer Kondensormaxima durchführen, dann muß offensichtlich $\bar{F}_p \parallel \bar{F}_q$ sein, was aber wegen $\bar{F}_{pq} \perp \bar{\sigma}_{pq} = \omega_{pq} \cdot \bar{s}_{pq}$ unmittelbar $\bar{s}_p \parallel \bar{s}_q$ als hinreichende ergänzende Bedingung zur Folge hat. Für die Existenzbedingung von -(μ)- als $(\pm p)$ -(μ)- $(\pm q)$ gilt demnach zunächst die Bedingung der Kondensorkonjugation, nämlich

$$(-p) \equiv F_p\ (\mu, N_{\pm}) = N_+\ (p)\ (\mathcal{K}\ \lambda\ \gamma\ \mu)\ N_-\ (p),$$

$$(-q) \equiv F_q\ (\mu, N_{\pm}) = N_+\ (q)\ (\mathcal{K}', \lambda', \gamma', \mu)\ N_-\ (q),$$

$$(\mathcal{K}\ \lambda\ \gamma) \neq (\mathcal{K}'\ \lambda'\ \gamma'),$$

$$F_p\ (N_{\pm}\ (p),\ \mu) = F_q\ (N_{\mp}\ (q),\ \mu),$$

$$\mu \equiv {}^{s}\overline{\mathcal{K}}_{(\mu)} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 170,$$

welche durch die Parallelitätsbedingung der Fluktonspine

$$\bar{F}_{pq}\ (\mu) \perp \bar{\sigma}_{pq} = \omega_{pq}\ \bar{s}_{pq},$$

$$\bar{s}_{pq} = \bar{s}^{(o)}_{pq} \cdot s_{pq}, \quad | \bar{s}^{(o)}_{pq} | = 1,$$

$$\bar{s}_p \parallel \bar{s}_q \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 170a$$

zu ergänzen ist. Die Beziehungen 170 und 170a beschreiben also die notwendige und hinreichende Existenzbedingung von -(μ)- im Fall des Korrelationskonjunktivs. Liegt dagegen ein Kontakt- oder Stratonkonjunktiv vor, dann ändert sich an dieser Existenzbedingung nichts, weil die Schirmfelder nur die zur Konjugation kommenden Kondensormaxima durch ihre metrischen Kondensa[illegible]-

tionsstufen deformieren, nicht aber die Konjugationsdynamik der Fluktonen umstrukturieren. Die Beziehung 170a, also $\bar{s}_p \,//\, \bar{s}_q$ eröffnet einen weiteren Einblick in die möglichen Konjunktivstrukturen; denn diese Parallelität wird zweideutig durch $\bar{s}_p^{(o)} = \pm \bar{s}_q^{(o)}$ ermöglicht. Im Fall des positiven Zweiges, also der Parallelität wäre -(μ)- ein Orthokonjunktor, aber im Fall des negativen Zweiges, also der Antiparallelität wäre -(μ)- ein Parakonjunktor. Diese Möglichkeit der Ortho- und Parakonjunktoren findet also ihren Ausdruck in

$$\bar{s}_p^{(o)} = \pm \bar{s}_q^{(o)} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 170b,$$

woraus hervorgeht, daß der zusätzlichen Konjunktorisomerie noch eine Klassifikation in Ortho- und Parakonjunktoren überlagert.

Aus dem Existenznachweis der -(μ)- und der Darstellung partieller Fluktonspine, sowie dem Konjugationsprinzip zyklischer Kondens-orflüsse über -(μ)- bei der Phasenverschiebung um $\pi/2$ ergeben sich zwei weitere Ansatzmöglichkeiten der Analyse. Einerseits folgt unmittelbar aus den Möglichkeiten der Ortho- und Parakonjunktoren die Existenz eines allgemeinen Konjunktorspins, während andererseits die Existenz der -(μ)- unmittelbar die Komposition der $(\pm k)$, (-6), $(+7)$ mit $k \leq 5$ zu den Termen von 126 und den imponderablen Hermetrieformen unter Berücksichtigung von 168 b aufzeigt. Diese Komposition der Protosimplexe zu den Hermetrieformen schließt den Übergang von den strukturellen Vorformen zu den elementaren Materiefeldquanten, worin sich eine durchgehende strukturelle Hierarchie aller Weltstrukturen des R_6 und ihrer R_3-Projektionen offenbart.

3.) K o n j u n k t o r- u n d S t r a t o n s p i n.

Wenn -(μ)- in ($\pm$p) -(μ)- ($\pm$q) existiert, so daß es zur Kondensorkonjugation der partiellen Fluktonen in μ kommt, dann folgt aus der Beziehung $\bar{s}_p^{(o)} = \pm \bar{s}_q^{(o)}$ der partiellen Einheitsspinvektoren dieser Fluktonen, daß es in Folge dieser Konjugation zur Ausbildung eines Konjunktorspins kommen muß. Ganz eindeutig müssen Spine von Ortho- und Parakonjunktor als Ortho- und Paraspin antiparallel sein. Zur symbolhaften Darstellung eines solchen Konjunktorspins ist zur eindeutigen Schreibweise neben der Angabe der zur Konjugation kommenden Protosimplexe p und q, sowie des Konjunktors μ noch diejenige der jeweiligen Hermetrieform x und der Ortho- oder Paranatur ($\pm$) von μ notwendig. Ist $\bar{S}$ der Konjunktorspin des Konjungtivs $(\pm p)_x$ -(μ)- $(\pm q)_x$ in Ortho- oder Paraeinstellung, dann soll der Konjunktorspin durch $\bar{S}\,((\pm p)_x$ -(μ)- $(\pm q)_x) = {}^{p}_{x}(\mu)^{q}_{\pm}$ oder im Kurzform $(\mu)_{\pm}$ symbolisiert werden. Da auf jeden Fall Ortho- und Paraeinstellung $(\mu)_+$ oder $(\mu)_-$ des Konjunktorspins antiparallel laufen, muß stets cos $((\mu)_+, (\mu)_-) = -1$ sein. Aus der Definition

$$\bar{S}\,((\pm p)_x \text{ -}(\mu)\text{- } (\pm q)_x) = {}^{p}_{x}(\mu)^{q}_{\pm}\,,\ \cos((\mu)_+, (\mu)_-) = -1 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 171$$

des Konjunktorspins folft unmittelbar, daß allen Hermetrieformen x = (bcd), welche durch Konjunktivgesetze bestimmt werden, der Protosimplex- und Konjunktorstruktur stets eine Struktur von Konjunktorspinen überlagert ist. Da jeder dieser Konjunktorspine gemäß 171 jeweils über eine Ortho- und eine Paraeinstellung verfügt, aber jeweils nur eine dieser Möglichkeiten verwirklicht werden kann, ist jede derartige Spinstruktur durch eine weitere Isomerieform die sogenannte Konjugationsisomerie ausgezeichnet. Zur Erfassung dieser Spinstrukturen kann zunächst festgestellt werden, daß nur x = (bcd) in Betracht kommt, weil x = a über keine Konjunktoren verfügen. Die transfiniten Proto-

simplexe $(\pm 1)_{abc}$ der Selbstkondensationen werden durch ein transfinites Kondensorquartett beschrieben, in welchem $\overset{1}{1}\,1$ und $\overset{1}{1}$ singuläre Schirmfelder, aber $\overset{1}{1}\,\overset{1}{1}$ und $\overset{1}{1}\,\overset{1}{1}$ das Flukton beschreiben. Ganz entsprechend bildet $(\pm 2)_b$ ein zeitquartett, welches aus vier schirmfeldartigen Strukturen ohne Flukton besteht. Auch sind die Fluktonen $(-1)_{abc}$ und $(-2)_b$ nach C IX bizyklisch (x,y), so daß es bei $(\pm 1)_{abc}$ $-(1)-$ und $(\pm 2)_b$ $-(2)-$ hinsichtlich des Konjunktorspins zu einer Konjunktorspaltung kommen kann; denn an jedes der beiden Grundflaßsysteme kann jeweils ein Teil der betreffenden Konjunktorvalenz ausschließen. Diese Bizyklizität wird jedoch nur in $x = (bc)$ wirksam, weil nur hier die Kondensorquartette im Zusammenhang mit Konjunktivgesetzen erscheinen. Bezeichnet V_μ die Valenz von der i.B. auf $(-1)_{bc}$ $-(\mu)-$ oder $(-2)_b$ gespalten ist, und bezeichnen $V_\mu^{x,y}$ die Valenzanteile von $-(\mu V_\mu)-$, welche auf die Zyklen x und y der betreffenden bizyklischen Fluktonen entfallen, dann ist stets $V_\mu^x + V_\mu^y = V_\mu$. Diese Spaltung des Konjunktorspins im Fall bizyklischer Fluktonen wird demnach beschrieben durch

$$(-p)_{bc} \; -(\mu V_\mu)- \; (\pm q)_{bc} \;,\; V_\mu^x + V_\mu^y = V_\mu \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \text{171a.}$$

Durch diese Beziehung beschriebene Konjunktorspaltung ist offensichtlich erweiterungsfähig. Nach ,C I sind nämlich die Fluktonen der möglichen Protosimplexe zyklische Aggregate von Kondensorflüssen, deren korrelative Strukturen allein durch die Quellen- und Senkenverteilungen innerhalb der jeweiligen Koppelungsstruktur aller Kondensoren gegeben sind. Wenn nun $(\pm p)$ $-(\mu)-$ $(\pm q)$ in μ gegeben ist, dann besteht die Möglichkeit, daß neben p und q in μ partiell auch noch $(\pm k)$ existiert, und eine Konjugation seiner Kondensorflüsse in μ mit dem bereits existierenden Konjunktiv zwischen p und q erzwingt. Liegt eine derartige konjugierende Protosimplextriade vor, dann muß es zwangsläufig zu mindest einer Konjunktorspaltung kommen, wenn alle drei Protosimplexe in der gleichen Struktureinheit μ durch entsprechende Konjunktive in Wechselbeziehung stehen sollen. Die Möglichkeit einer Konjunktorspaltung wächst offenbar mit der Zahl der Kondensorflüsse des Fluktons in der betreffenden Struk-

einheit, die aber wiederum nach den Untersuchungen über Koppelungsstrukturen unmittelbar durch die Zahl der möglichen Signaturisomeren Z gegeben ist. Demnach wird immer der Konjunktorspin $\overset{p}{x}(\mu)\overset{q}{\pm}$ von $(\pm p)$ $-(\mu)-$ $(\pm q)$ überlagert durch

$\overset{k}{x}(\mu)\overset{pq}{\pm}$ (V^x_μ , V^y_μ), wenn $(-k)$ eine höhere Signaturisomerie als diejenigen von $(-p)$ und $(-q)$ hat, das heißt, wenn $I(k) \quad I(p)$ und $I(k) \quad I(q)$ oder $I(k) \quad 1/2\ (I(p) + I(q))$ gilt. Die Beziehung 171a ist also zu ergänzen durch

$(\pm p)$ $-(\mu)-$ $(\pm q)$, $(\pm p)$ $-(\mu\ V^x_\mu)-$ $(\pm k)$ $-(\mu\ V^y_\mu)-$ $(\pm q)$,

$\overset{k}{x}(\mu)\overset{pq}{\pm}$ (V^x_μ , V^y_μ), $I(k) \quad 1/2\ (I(p) + I(q))$ .....

..... 171 b.

Hier besteht nun die Möglichkeit die konjunktivebedingten Hermetrieformen $x = (bcd)$ hinsichtlich ihrer Spinstrukturen und Konjugationsisomerien zu untersuchen. Zunächst folgt für Zeitkondensationen $(\pm 1)_b$ $-(1V_1)-$ $(\pm 3)_b$ $-(2V_2)-$ $(\pm 2)_b$ die Spinstruktur $\overset{1}{b}(1)\overset{3}{(\pm)}$ (V^x_1, V^y_1) , $\overset{3}{b}(2)\overset{2}{(\pm)}$ (V^x_2, V^y_2), welche demnach über $4 \cdot 4 = 16$ Konjugationsisomerien verfügt, wenn $()_{(\pm)}$ angibt, daß die Möglichkeiten $()_+$ oder $()_-$ unabhängig von den übrigen Konjunktorspinen frei vorgebbar sind. Im Fall der Raumkondensation $(\pm 1)_c$ $-(1V_1)-$ $(\pm 4)_c$ $-(3)-$ $(+7)_c$ gilt $\overset{1}{c}(1)\overset{4}{(\pm)}$ (V^x_1 , V^y_1) , so daß nur $2 \cdot 2 = 4$ K-Isomere vorliegen, weil $-(3)-$ $(+7)_c$ wegen des Fehlens eines Fluktons im Straton keinen Konjunktorspin ausbilden kann. Liegt die Gruppe der Raumzeitkondensationen vor, dann führen alle Konjunktoren zu Kontaktkonjunktiven, was durch $(+\mu)_{(\pm)}$ im Spinsymbol gekennzeichnet werden soll. Da die Koppelungsstruktur für $x = d$ durch

... $(\pm 4)_d$ $-(1\pm)-$ $(+1)_d$ $-(1)-$ $(\pm 3)_d$ $-(2)-$ $(+2)_d$

$-(2)-$ $(\pm 5)_d$ $-(3)-$ $(+7)_d$ $-(3)-$ $(\pm 4)_d$ ...,

$(+(1,2))_d$ $=(1,2)=$ $(-6)_d$ $-(3)$ $(+7)_d$ gegeben ist und hier neben den Kontaktkonjunktiven das Weltflukton erscheint, müssen zunächst die Signaturisomerien untersucht werden. Nach den synmetronischen Untersuchungen der Koppelungsstrukturen und einer Betrachtung der Signaturkombinatorik ist $2\,I(6) > I(4) + I(3)$,

aber auch $2\,I\,(6) > I\,(3) + I\,(5)$ und $2\,I\,(6) > I\,(4) + I\,(5)$, so daß $(-6)_d$ als dreiwertiger Protosimplex in allen drei Struktureinheiten zur Konjunktorspaltung kommt. Für die Spinstruktur folgt dann, weil nur Kontaktkonjunktive $(+\mu)_{\pm}$ vorliegen, das Schema ${}^{3}_{d}(+1)^{4}_{(\pm)}$, ${}^{6}_{d}(+1)^{3,4}_{(\pm)}$ $(V_1^x, V_1{}^y)$ für die transfinite, aber ${}^{3}_{d}(+2)^{5}_{(\pm)}$, ${}^{6}_{5}(+2)^{3,5}_{(\pm)}$ (V_2^x, V_2^y) für die zeitliche und ${}^{4}_{6}(+3)^{5}_{(\pm)}$, ${}^{6}_{d}(+3)^{4,5}_{(\pm)}$ (V_3^x, V_3^y) für die stratonische Struktureinheit. Hier wird $(+3)_{(\pm)}$ möglich, weil in den Fluktonen (-4) und (-5) stratonische Flußanteile in -(3)- über $(+7)_d$ korrelieren. In jeder der drei Struktureinheiten ${}^{2}\bar{\mathcal{K}}_{(\mu)}$ sind nach diesem Schema $2 \cdot 4 = 8$ Spineinstellungen möglich, so daß insgesamt $8^3 = 512$ Konjugationsisomerien für $x=d$ existieren.

Bei dem Konjunktorspin handelt es sich wie bei den Flußaggregaten stets um zyklische Strukturprozesse, wenn das betreffende Konjunktivgesetz einen stabilen Kondensationsterm beschreibt. Ist $\bar{w}$ der Imaginärteil der Weltgeschwindigkeit $\bar{y} = \bar{v} + i\bar{w}$ nach $\hat{C}$, also $w^2 = c^2 + \dot{\xi}^2 + \dot{\eta}^2$, dann folgt für einen Drehimpulstensor ${}^{3}\bar{M}$ im R_6, wenn der Energiedichtetensor ${}^{2}\bar{T}$ bekannt und $\bar{\xi} = \sum_{k=1}^{6} \bar{x}_k$ irgendein Radiusvektor ist,

$w\,{}^{3}\bar{M} = \bar{\xi} \times {}^{2}\bar{T}$ und dieses Gesetz muß auch für die Spinbeschreibung prototroper Konjunktive gelten. Für die Quellen von ${}^{3}\bar{M}$ w folgt unmittelbar $\overline{div}_6\,(w\,{}^{3}\bar{M}) = \overline{div}_6\,\bar{\xi} \times {}^{2}\bar{T} = {}^{2}\bar{T} - {}^{2}\bar{T}^{*} = 2\,{}^{2}\bar{T}_{-}$. Die Erhaltung des Drehimpulses $\overline{div}_6\,(w\,{}^{3}\bar{M}) = {}^{2}\bar{0}$ ist also nur dann gegeben, wenn ${}^{2}\bar{T}_{-}$ in der Beziehung 79 nicht relevant im Ansatz ${}^{2}\bar{R} - 1/2\;{}^{2}\bar{g}\,R \sim {}^{2}\bar{T}$ zur Strukturbeschreibung ist. Die durch die Erhaltung des Drehimpulses erzwungene Hermitesierung zu ${}^{2}\bar{T}$ hätte also ${}^{2}\bar{R} - 1/2\;{}^{2}\bar{g}\,R = ({}^{2}\bar{R} - 1/2\;{}^{2}\bar{g}R)^{*}$, und damit $\hat{\{\}} = \{\}^{*}$ oder ${}^{2}\bar{g} = {}^{2}\bar{g}^{*}$ zurFolge. Diese hermitesche Symmetrie blieb bei der Entwicklung von 115 auch nach der Metronisierung gemäß $\hat{[]} = \hat{[]}^{*}$ erhalten, was in der synmetronischen Fundamentalbeziehung $\left[\begin{smallmatrix} \mu & \gamma \\ - & + \\ \mathcal{K} & \lambda \end{smallmatrix}\right]_{-} = {}^{3}\bar{0}$ trotz ${}^{2}\bar{\gamma}_{(\mathcal{K}\lambda)} \neq {}^{2}\bar{\gamma}^{*}_{(\mathcal{K}\lambda)}$ erzwingt, was zum konstanten Metronenspin ${}^{2}\bar{\gamma}^{(\mathcal{K}\lambda)}_{-}$; n=const im Korrelator $\hat{\gamma}$ führt. Umgekehrt verursacht die Eigenschaft der Feldaktivatoren konstante Metronenspine zu beschreiben, unmittelbar die Erhaltung des Drehimpulses aller Strukturen im R_6. Der Tensor ${}^{3}\bar{M}$

das Metrondifferential $\delta\ {}^{2}\bar{W}_{\mu} = h\ \gamma_{\mu}\ \delta\ {}^{2}\bar{m}_{x}^{(pq)}$, wobei die Komponenten von ${}^{2}\bar{m}_{x}^{(pq)}$ aus den Selektoren ganzer Quantenzahlen bestehen, welche innerhalb x die Simplexe (p,q) kennzeichnen. Wird weiter die Möglichkeit der Ortho- und Paraeinstellung des Konjunktorspins berücksichtigt, dann folgt ${}_{x}^{p}(\mu)^{q} = \pm\ h\ S\ \bar{\xi}_{\mu/w}\ \gamma_{\mu}\ \delta\ {}^{2}\bar{m}_{x}^{(pq)}$. Hierin ist $\bar{\xi}_{\mu} = \bar{\xi}_{\mu}^{(0)} u_{\mu}/2\pi$ der Radius der zyklischen Konjunktorflußbahn u_{μ}, welcher mit der Folgefrequenz der Kondensationen γ'_{μ} in Zusammenhang $u_{\mu}\ \gamma'_{\mu} = w$ steht.

Diese unbekannte Folgefrequenz γ'_{μ} wiederum kann durch die Umlauffrequenz γ_{μ} des Flusses eines Kondensors im Konjunktor ausgedrückt werden. Jeder Konjunktiv kann nur ein Kondensoraustausch von zwei Fluktonen aus dem im Konjunktiv stehenden Protosimplexen sein, so daß auf u_{μ} immer zwei Kondensoren mit der jeweiligen Flußfrequenz γ_{μ} laufen, was aber bedeutet, daß für die Folgefrequenz der Kondensoren längs u_{μ} die Verdoppelung $\gamma'_{\mu} = 2\ \gamma_{\mu}$ zu setzen ist. Für die Substitution folgt damit aber $2\ u_{\mu}\ \gamma_{\mu} = w$. Damit wird aber im Integranden

$$\bar{\xi}_{\mu/w} \cdot \gamma_{\mu} = \bar{\xi}_{\mu}^{(0)}\ \frac{u_{\mu}\ \gamma_{\mu}}{2\ \pi\ w} = \bar{\xi}_{\mu}^{(0)}/4\pi, \text{ also}$$

${}_{x}^{p}(\mu)^{q} = \pm\ 1/2\ h\ S\ \bar{\xi}_{\mu}^{(0)}\ \delta\ {}^{2}\bar{m}_{x}^{(pq)}$. Ist $\bar{s}_{\mu}$ der Einheitsvektor dieses Konjunktorspins, und sind die $\underline{m}_{x}^{(pq)} \geq 0$ Selektoren ganzer positiver Quantenzahlen, welche aus den Komponenten von ${}^{2}\bar{m}_{x}^{(pq)}$ gebildet werden können, dann wird

$\bar{\xi}_{\mu}^{(0)}\ \delta\ {}^{2}\bar{m}_{x}^{(pq)} = \bar{s}_{\mu}\ \delta\ \underline{m}_{x}^{(pq)}$ mit $\bar{s}_{\mu} = \text{const}$ wegen

${}_{x}^{p}(\mu)^{q} = \bar{s}_{\mu}\ |\ {}_{x}^{p}(\mu)^{q}\ |$, also ${}_{x}^{p}(\mu)^{q} = \pm\ 1/2\ h\ \bar{s}_{\mu}\ S\ \delta\ \underline{m}_{x}^{(pq)} =$

$= \pm\ 1/2\ h\ \bar{s}_{\mu}\ \underline{m}_{x}^{(pq)}$ möglich. Aus der synmetronischen Darstellung des Konjunktorspins

$$\overset{p}{x}{}^{q}_{(\mu)} \sim S \sum_{\mu/w} \overline{\xi} \; sp \; K^{(\mu\gamma)}_{(\lambda\rho)} ; \underline{\left[\overset{\wedge}{\lambda\gamma}\right]}_{+} ; () \prod_{k=1}^{3} \delta()_k \ldots\ldots$$

.....172

ergibt sich also die einfache Lösung

$$\overset{p}{x}{}^{q}_{(\mu)} = \pm \bar{s}_\mu \; \hbar/2 \; \underline{m}_x^{(pq)} , \quad \overset{p}{x}{}^{q}_{(\mu)} = \bar{s}_\mu \; / \; \left| \overset{p}{x}{}^{q}_{(\mu)} \right| \ldots\ldots\ldots$$

.....172a.

Bei dieser Beschreibung des Konjunktorspins handelt es sich stets um das Metronintegral erstreckt über einen Bereich des reellen physischen metronisierten R_3 in welchem aber auch jedes Straton definiert ist. Mithin müßte die Superposition aller Konjunktorspine des Termes einer Hermetrieform x stets zu einer abstrakten begleitenden Spinstruktur im R_3 als R_3-Spin führen, der als Stratonspin zu definieren wäre. Ein Straton (+7) ist nur für x = (c,d) definiert, nicht aber für x = (a,b), doch gilt die Summe der Konjunktorspinintegrale auch für diese Imaginärkondensationen. Der Integrationsbereich im R_3 kann in diesem Fall nur ein R_3 -Wirkungsbereich der betreffenden Imaginärkondensationen sein, der als Pseudostraton zu interpretieren wäre. Die Natur dieses räumlichen Wirkungsbereiches der imponderablen a- und b- Strukturen bei fehlenden (+7) wird durch die Tatsache der Gleichung 164 transparent. Unabhängig von dem die Ponderabilität bestimmenden (+7) Simplex induzieren nach dieser Beziehung stets zur Kondensation kommende imaginäre semantische Architektureinheiten eine R_3-Kondensation, welche entweder als Straton die Ponderabilität der c- und d- Strukturen bestimmt, oder als pseudostratonischer räumlicher Wirkungsbereich der Imaginärkondensationen erscheint. Hierin liegt der Grund dafür, daß die a- und b- Hermetrie im R_3 überhaupt wirksam werden kann, und die empirisch beobachtete Transmutation $(a,b) \rightarrow (c,d) + (\underline{c},\underline{d})$ möglich wird. Andererseits müßten dann diesen imaginären Hermetrieformen auch pseudostratonische Eigenschaften eines Raumspins zukommen.

Ist $m_x = \sum_{p,q} \underline{m}_x^{(pq)}$ der Selektor ganzer Spinquantenzahlen

eines solchen Straton- oder Pseudostratonspins $\bar{s}_x$, und ist sein Einheitsvektor gegeben durch $\sum_\mu \bar{s}_\mu = \bar{s}_0$, dann folgt für den Selektor dieses Stratonspins der Hermetrieform x die Darstellung $\bar{s}_x = \sum_{\mu pq} {}^p_x(\mu)^q = \pm 1/2\ \hbar \sum_\mu \bar{s}_\mu \sum_{pq} m_x^{(pq)} =$ $= \pm\ \bar{s}_0\ \hbar/2\ m_x$. Der Stratonspinselektor ist also explizit gegeben durch

$$\bar{s}_x = \sum_{\mu pq} {}^p_x(\mu)^q = \pm\ \bar{s}_0\ \hbar\ m_x/2 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 173.$$

Ist $\gamma \geq 0$ eine laufende Metronenziffer, dann wird $\bar{s}_x\ ;\ \gamma = \bar{\underline{s}}$ zum meßbaren Stratonspin und $m_x\ ;\ \gamma = m \geq 0$ zur Folge der ganzen Zahlen. Mit der Quantenzahl $\sigma = m/2$ des Stratonspins folgt also die einfache Darstellung $\bar{\underline{s}} = \pm\ \bar{s}_0\ \hbar\ \sigma$, was nach 164 auch für die Pseudostratonen imaginärer Kondensationen gelten muß.

Die synmetronische Weltgleichung 144 ist zwar in ihrem kovarianten Komponenten eine hermitesche Form, doch werden die Kontrasignaturen von den antihermiteschen Feldaktivatoren bestimmt und alle Elemente von $\hat{\mathcal{S}}_x$ sind über dem komplexen algebraischen Zahlenkörper definiert. Andererseits ist 173 eine Folge von 144 und dies bedeutet, daß nicht notwendig $m_x = m_x^*$ zu sein braucht. Im allgemeinen Fall wäre $m_x \neq m_x^*$ komplex. Da sich die möglichen Zahlen $\sigma = m/2$ auf den komplexen R_6 beziehen, muß $\bar{s}_0$ in die Betrachtung einbezogen werden, wenn $m_x \neq m_x^*$ ist. Im imagimären Bereich $V_3\,(x_4, x_5, x_6)$ des R_6 sei $\mathfrak{F}_0$ ein reeller Einheitsvektor, während $\bar{r}_0$ ein solcher des reellen R_3-Unterraumes sei. Mithin gilt für diese Einheitsvektoren $\mathfrak{F}^2{}_0 = r_0^2 = 1$ und $\mathfrak{F}_0 \perp \bar{r}_0$. Auf jeden Fall ist der V_3 mit einem Imaginärteil $\mathrm{Im}\,(\bar{s}_0\sigma) = \mathfrak{F}_0\ s$ verknüpft, während $\mathrm{Re}\,(\bar{s}_0\sigma) = \bar{r}_0\ J\ \alpha_J$ mit dem R_3 verknüpft ist, doch muß dieser Anteil nicht notwendig reell sein, was durch den Richtungsfaktor α_J entschieden wird. Es gilt also $\bar{s}_0\,\sigma = i\,\mathfrak{F}_0\ s + \bar{r}_0\ J\ \alpha_J$, wenn $2\,s = P$ und $2\,J = Q$ positive ganze Zahlen sind. Für den Richtungsfaktor in R_3 bezogen auf den V_3 muß stets $\alpha_J^2 = \pm 1$ gelten, d. h., er kann durchaus auch imaginär

werden. Allgemein gilt hierfür $\alpha_J = (-1)^a$ mit $2a = Q + 1$, also $\alpha_J = i\,(-1)^J$, weil stets $(-1)^{1/2} = i$ ist. Eingesetzt ergibt sich daher für den allgemeinen Stratonspin $\bar{s}_0\,\sigma =$ $= i\,(\bar{\vartheta}_0\,s + \bar{r}_0\,(-1)^J\,J)$. Hierin ist in $i\,\bar{\vartheta}_0\,s$ grundsätzlich imaginär, weil s allein durch den V_3 bestimmt wird; während $i\,\bar{r}_0\,J\,(-1)^J$ im Fall $Q = 2\gamma + 1$ reell wird, aber im Fall $Q = 2\gamma$ imaginär bleibt. Da dieser Summand im ungradzahligen Fall immer reell wird und eine Verknüpfung mit dem R_3 gegeben ist, scheint J derjenige Anteil des Stratonspins zu sein, der in das Straton projiziert als räumliche Drehimpulsquantenzahl erscheint. Es wäre daher $J\,\hbar$ als Raumspin definiert. Mithin existieren hinsichtlich dieses Raumspins zwei grundsätzlich verschiedene Klassen stratonischer Elementarstrukturen. Ist nämlich mit $Q = 2\gamma$ der Raumspin J ganzzahlig, dann wird σ imaginär, und die Verknüpfung von J mit dem R_3 ist ebenso wenig gegeben wie im Fall s, so daß diese stratonischen Strukturen trotz $x \equiv (c,d)$ im gleichen R_3-Bereich additiv überlagert werden können und den Begriff einer Intensität erlauben. Bleibt dagegen J halbzahlig, also $Q = 2\gamma + 1$ ungradzahlig, dann wird σ komplex mit dem reellen Term $\bar{r}_0\,J$. In diesem Fall liegt wegen der Verwobenheit mit dem R_3 nicht mehr die Möglichkeit vor, stratonische Elemente im selben R_3-Bereich additiv zu überlagern; vielmehr erscheinen nunmehr räumliche Ausschlußprinzipien, so daß mit helbzahligem Raumspin $2J = 2\gamma + 1$ wegen der damit verbundenen Realität der Begriff des Gegenständlichen im physischen Raum erscheint. Neben der allgemeinen Trägheit und der sie stets begleitenden Gravitation aller Hermetrieformen, sowie der Eigenschaften der Imponderabilität (a,b)* ist noch im Fall ponderabler hermetrischer Strukturen zwischen dem Gegenständlichen und Nichtgegenständlichen zu unterscheiden, was allein von der Halb- oder Ganzzahligkeit des Raumspins abhängt.

Der grundsätzlich imaginär bleibende Anteil $\bar{\vartheta}_0\,s$ des Stratonspins kann hinsichtlich des Stratons nur interner Natur sein, und nicht als externer Eigendrehimpuls erscheinen, wohl aber eine interne Eigenschaft der in die stratonische R_3-Struktur projizierten Konjunktorstruktur ist.. Hierbei kann es sich jedoch nur um eine Konjunktorisomerie iB. auf die R_3-Projektion handeln, derart, daß bei gleicher Protosimplexstruktur verschiedene

*oder der Ponderabilität (c,d)

projizierte Konjunktorgefüge in c- oder d- Form im R_3 auftreten. Die einzelnen Komponenten einer solchen isomeren Termfamilie würden dann Transformationen entsprechen, welche die metrischen und konfigurativen Elemente, sowie die Protosimplexladungen invariant lassen. Die Terme einer solchen konjunktorisomeren Familie sind demnach einem Isomorphismus unterworfen, welcher sich in s äußert. Aus diesem Grund kann der Imaginärteil des allgemeinen Stratonspins als Isomorphispin bezeichnet werden, während der andere Term mit dem physikalisch-empirisch definierten Spin als Eigendrehimpuls identisch ist. Zusammengefaßt wird diese sich aus 173 und 144 ergebende verfeinerte Begriffsbildung in

$$\underline{\bar{s}} = \pm\, \bar{s}_0\, \hbar\, \sigma,\ \bar{s}_0\, \sigma = i\,(\bar{\vartheta}_0\, s + \bar{r}_0\, J\,(-1)^J),\ 2\,s = P,$$
$$2\,J = Q,\ \bar{\vartheta}_0\,(x_4, x_5, x_6) \perp \bar{r}_0\,(x_1, x_2, x_3)\ \vartheta_0^{\cdot} = r_\sigma^2 = 1 \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 173\,a,$$

woraus deutlich wird, daß sowohl der Eigendrehimpuls J des Terms als auch sein Isomorphiespin s halbzahlige Quantenzahlen sind.

Mit Hilfe des Raumspins muß es möglich sein, die begleitenden magnetischen Momente der ponderablen Terme von 126 zu ermitteln, sofern für diese $J > 0$ gilt, weil dieser Raumspin als Rotation mit der Winkelgeschwindigkeit $\bar{\omega}$ interpretierbar ist. Ausgangspunkt einer derartigen Näherungsuntersuchung muß also ein Gleichungssystem sein, welches die phänomenologischen makromaren Feldvektoren $\bar{H}, \bar{E}, \bar{\Gamma}$ und $\bar{\mu}$ mit der elektrischen Ladungsdichte $\varsigma = dQ/dV$, der Massendichte $\sigma_0 = \frac{dm}{dV}$ und der rotatorischen Geschwindigkeit $\bar{v}$ verknüpft. Für diese makromare Approximation bieten sich demnach die beiden Rotorbeziehungen aus 69, nämlich

$$\operatorname{rot}(\bar{H}\sqrt{\mu_0} + \bar{\mu}\sqrt{\beta}) - 1/c\, \frac{\partial}{\partial t}(\bar{E}\sqrt{\varepsilon_0} + \tfrac{3}{4}(\bar{\Gamma}\sqrt{\alpha} + \bar{\mu}\sqrt{\beta})) =$$
$$= (\varsigma\sqrt{\mu_0} + \sigma_0\sqrt{\beta})\,\bar{v} \quad \text{und}$$
$$\operatorname{rot}(\bar{E}\sqrt{\varepsilon_0} + \bar{\Gamma}\sqrt{\alpha} + \bar{\mu}\sqrt{\beta}) + \tfrac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}(\bar{H}\sqrt{\mu_0} - \tfrac{3}{4}\bar{\mu}\sqrt{\beta}) = \bar{q}\,(\dot{\sigma}_0 - \dot{\sigma})\ \text{an.}$$

Es handelt sich um eine ponderable Kondensation im stabilen Grundzustand ohne translatorische Bewegung, aber mit $J > 0$. Die Stabilität wird ausgedrückt durch $\dot{\sigma}_0 - \dot{\sigma} = o$ und $\bar{q} = \bar{O}$, sowie $\frac{\partial}{\partial t}(\bar{E}, \bar{H}, \bar{\Gamma}, \bar{\mu}) = \bar{O}$, während die durch die Stabilität bedingte Symmetrie des statischen Grundzustandes bei $J=0$ durch $\bar{v} = \bar{r} \times \bar{\omega}$ ausgedrückt wird. Damit nimmt das Gleichungssystem die Form

$\mathrm{rot}\,(\bar{H}\sqrt{\mu_o} + \bar{\mu}\sqrt{\beta}) = \sqrt{\mu_o}\,\vartheta\,\bar{r}\times\bar{\omega}$ und
$\mathrm{rot}\,(\bar{E}\sqrt{\varepsilon_o} + \bar{\Gamma}\sqrt{\alpha} + \bar{\mu}\sqrt{\beta}) = \bar{0}$ an, wenn $\varsigma + \sigma_o\sqrt{\beta/\mu_o} = \vartheta$ verwendet wird. Wegen rot grad $= \bar{0}$ im R_3 ist die letzte Beziehung nur durch $\bar{E}\sqrt{\varepsilon_o} + \bar{\Gamma}\sqrt{\alpha} + \bar{\mu}\sqrt{\beta} = \mathrm{grad}\ \phi$ erfüllbar, was für die erste Beziehung die Substitution $\bar{\mu}\sqrt{\beta} = \mathrm{grad}\ \phi - \bar{E}\sqrt{\varepsilon_o} - \bar{\Gamma}\sqrt{\alpha}$ liefert. Mit der Kürzung $\bar{x} = \bar{H} - \bar{E}\sqrt{\varepsilon_o/\mu_o} - \bar{\Gamma}\sqrt{\alpha/\mu_o}$ wird dann wegen rot grad $\phi = \bar{0}$ nach der Substitution $\mathrm{rot}\,\bar{x} = \vartheta\,\bar{r}\times\bar{\omega}$, wodurch der statisch stabile Fall beschrieben wird. Ist $d\bar{F} \parallel \bar{r}\times\bar{\omega} \parallel \mathrm{rot}\,\bar{x}$ ein Flächenelement, welches vom Meridian $d\bar{s} \perp d\bar{F}$, also $d\bar{s} \parallel \bar{x}$ begrenzt wird, und ist die Poldistanz $\frac{\pi}{2} - \varphi = \measuredangle(\bar{r},\bar{\omega})$ durch den Breitengrad φ gegeben, dann gilt $\int \mathrm{rot}\,\bar{x}\,d\bar{F} = \int \vartheta\,\bar{r}\times\bar{\omega}\,d\bar{F} = \int \vartheta\, r\,\omega\,\sin(\frac{\pi}{2} - \varphi)\,dF = \int \vartheta\, r\,\omega\cos\varphi\,dF$, was mit dem Integralsatz $\int \mathrm{rot}\,\bar{x}\,d\bar{F} = \oint \bar{x}\,d\bar{s} = \oint x\,ds$ verglichen $\oint x\,ds = \int \vartheta\, r\omega\cos\varphi\,dF$ liefert.

Da nun wegen der durch die statische Stabilität bedingten Symmetrie $dF = r\,dr\,d\varphi$ und $ds = dr\varphi$ gilt, wird die Integralgleichung gemäß $\oint x\,ds = \int\int x\,dr\,d\varphi = \int \vartheta\, r^2\,\omega\cos\varphi\,dr\,d\varphi$ differenzierbar, was die Elimination $x = \vartheta r^2\,\omega\cos\varphi$ gestattet. Offensichtlich ist hierin der Betrag des Drehimpulsvektors $|\bar{G}| = r^2\,m\,\omega\cos\varphi$, also $x = |\bar{G}|\,\frac{\vartheta}{m}$. Für das magnetische Moment gilt definitionsgemäß $\mu_o \int \bar{H}\,dV$ oder durch $\bar{E}$ und $\bar{\Gamma}$ gemäß 69 korrigiert im Betrag $M = \mu_o \int x\,dV = \mu_o \int\int |\bar{G}|\,\frac{\vartheta}{m}\,dV$ oder vektoriell $\bar{M} = \mu_o\,\bar{G}\int \frac{\vartheta}{m}\,dV$. Der reelle Stratonspin wurde als Drehimpuls ausgedeutet, so daß der Übergang $\bar{G} \to \mathrm{Re}\,\bar{s} = \bar{s}_o\,\hbar\,J = \mathrm{const}$ (R_3 der Spinquantisierung von $\bar{M}$ entspricht. Da $c^2\beta = 12\pi\gamma$, also $\sqrt{\beta/\mu_o} = 2\sqrt{3\pi\gamma\varepsilon_o}$ wegen $c^2\varepsilon_o\mu_o = 1$ ist, wird aus

$$\bar{M} = \bar{s}_o\,\hbar\,J\,\mu_o\int \frac{\vartheta}{m}\,dV = \bar{s}_o\,J\,\hbar\,\mu_o\int \frac{1}{m}\,(1 + 2\sqrt{3\eta\gamma\varepsilon_o}\ \frac{dm}{dQ})\,dQ.$$

Setzt man zur Unterscheidung von Q für die positiven ganzen Zahlen $p \geq 0$ in $J = \frac{p}{2}$, dann ergibt sich als Quantisierung des begleitenden magnetischen Momentes einer ponderablen Kondensation $\bar{M} = p\,\bar{\mu}$, wobei $\bar{\mu} = \bar{s}_o\,\frac{1}{2}\,\hbar\,\mu_o \int \frac{1}{m}\,(1 + 2\sqrt{3\pi\gamma\varepsilon_o}\ \frac{dm}{dQ})\,dQ$ als elementares Quant dieses Momentes das Magneton wiedergibt. Das Integral kann dabei umgeschrieben werden in

$$\int \frac{1}{m}\,(1 + a\,\frac{dm}{dQ})\,dQ = \int \frac{dQ}{m} + a\int \frac{dm}{m} = \int \frac{dQ}{m} + a\,\ln(\frac{m}{m_R}),$$

wenn m_R als Referenzmasse eine noch unbekannte absolute untere

Massenschranke ist, während $a = 2\sqrt{3\pi\gamma\varepsilon_o}$ zur Kürzung verwendet wurde. Aus der Darstellung des spinbedingten Magnetons ponderabler Kondensationsterme, nämlich

$$\overline{M} = p\,\overline{\mu},\quad 2J = p \geqq 0,$$

$$\mu = \frac{1}{2}\hbar\,\mu_o \int \frac{dQ}{m} + \frac{h}{c}\sqrt{3\pi\gamma\mu_o}\;\ln\left(\frac{m}{m_R}\right) \qquad \text{173 b}$$

geht zunächst hervor, daß es kein einheitliches Magneton für alle c- und d- Strukturen gibt, weil μ von der Ausführung des Integrals abhängt, die aber durch die jeweilige Koppelungsstruktur gegeben ist. Wenn auch die Referenzmasse $m_R > 0$ unbekannt ist, geht doch aus 173b hervor, daß auch die Hermetrieform der c- Strukturen trotz ihres Kriteriums $\int \frac{dQ}{m} = 0$ über ein Magneton $c\mu = \hbar\sqrt{3\pi\gamma\mu_o}\,\ln\left(\frac{m}{m_R}\right) > 0$ verfügt, so daß für $p > 0$ bei diesen Neutrokorpuskeln ebenfalls $\overline{M} \neq \overline{0}$ nachweisbar sein muß.

Durch den Faktor 1/2 in s und J des Raum- und Isomorphiespins in 173a zerfallen die J- und die s- Spektren in zwei offensichlich völlig verschiedene Zweige. Ist nämlich $S = 2n$ mit ganzzahligem $n \geqq 0$ und $(P\,Q) \equiv S$ gradzahlig, dann wird $G = G_+ = n > 0$ zur Folge der ganzen Zahlen, wenn $(J,s) \equiv G$ verwendet wird, während die ungeraden Zahlen $S = 2n + 1$ zu einem halbzahligen Spektrum $G = G_- = \frac{1}{2}(2n + 1) \geqq 1/2$ der Spinquantenzahlen führt.

Wird im Rahmen einer kanonischen Feldmechanik irgendein Feldvorgang durch eine tensorielle Zustandsfunktion ${}^{Q}\overline{\Phi}$ beschrieben, dann muß die L-Funktion aus den vorgegebenen Invarianzforderungen nach C I 1 konstruiert werden, was die Darstellung des kanonischen Energiedichtetensors ${}^{2}\overline{T}$ ermöglicht. Auf diese Weise kann durch die Komponenten von ${}^{Q}\overline{\Phi}$ auch ein Drehimpulstensor ${}^{3}\overline{H} \sim \overline{r} \times {}^{2}\overline{T}$ dargestellt werden, der aber nach der quantisierten kanonischen Feldmechanik aus C I quantisierbar ist. Hierbei zeigt sich, daß die Spinquantenzahlen derartiger Tensorquanten $s' = Q \geqq 0$ mit dem jeweiligen ganzzahligen Tensorgrad der betreffenden Zustandsfunktion identisch sind. Der Zweig des Raumspinspektrums $J_+ = n$ muß also als Raumspin von Tensorquanten interpretiert werden, was jedoch im R_6 die Begrenzung $n \leqq 6$ neben $n \geqq 0$ aufgrund der Interpretation als Tensorgrad erzwingt. Empirisch können die Raumspine des empirischen Spektrums der Elementarkorpuskeln gemäß B III gemessen

werden, weil jeder Raumspin ein magnetisches Moment zur Folge hat, während die Isomorphiespine aus phänomenologischen Klassifikationen nach empirischen Symmetrieprinzipien folgen. Hierbei zeigt sich, daß tatsächlich alle diejenigen Feldquanten einen ganzzahligen Raumspin tragen, deren Zustände durch Tensorfunktionen beschreibbar sind. Alle übrigen Elementarkorpuskeln sind als Spinorquanten mit halbzahligem Raumspin versehen. Andererseits beschreibt der Isomorphiespin die R_3-Projektionen gleichberechtigter isomerer Konjunktorstrukturen aus dem R_6, so daß auch für P eine Q analoge Interpretation als Tensorgrad s_+ (im Fall gerader Zahlen) gelten muß. Da es sich jedoch bei s als Imaginärteil des Stratonspins um die Projektionen isomerer Konjunktorstrukturen handelt die sämtlich im R_3 definiert sind, muß s jeweils eine Familie derartiger isomerer Konjunktorprojektionen darstellen. Aus diesem Grunde muß der Isomorphie- und Raumspin mit den beiden Spektren von Spinquantenzahlen

$$G_+ = n \geqq 0,\quad G_- = \frac{1}{2}(2n+1) \geqq \frac{1}{2},\quad 0 \leqq n(s_+) \leqq 6,\quad G_\pm \equiv (J_\pm, s_\pm) \ldots\ldots 174$$

als der empirisch nachweisbare Isomorphie- und Raumspin aller elementarer Materiefeldquanten interpretiert werden. Die Spektralfunktion 126 dieser Quanten, beschrieben durch metronische Kondensationsstufen umfaßt also hinsichtlich des Isomorphiespins Isotensorterme mit ganzzahligen s_+ und Isospinorterme mit halbzahligem s_-, während i. B. auf $J_\pm$ eine Spaltung in Raumtensoren (J_+) und Raumspinore (J_-) erfolgt, so daß die Spektralfunktion 126 möglicher Kondensationsstufen nach 174 Tensor- und Spinorquanten einheitlich beschreibt.

Der allgemeine Isomorphiespin als Imaginärteil des Stratonspins charakterisiert im wesentlichen die Mehrdeutigkeit der Projektion der Konjunktorstruktur in den reellen physischen R_3 des Universums. Kennzeichnet die positive ganze Zahl $\ell \geqq 0$ eine der möglichen Projektionen, dann ist die zu ℓ gehörende Isomorphiespinkomponente $s_\ell = s - \ell$, und zwar unabhängig davon, ob das Subraster der Isotensoren oder Isospinore vorliegt. Da extremal $s_{max} = s$ und $s_{min} = -s$ sein muß, folgt für das ganzzahlige Intervall $0 \leqq \ell \leqq 2s$. Dieser Sachverhalt bedeutet aber, daß jeder Term aus 126 (sofern ein komplexer

Stratonspin vorliegt) hinsichtlich der Konjunktorstruktur in $(2s+1)$ -facher Weise in den R_3 projizierbar ist. Hieraus folgt wiederum, daß derartige Terme stets in Multiplettfamilien auftreten, deren Besetzung durch die Quantenzahl des Isospin $I=2s+1$ bestimmt wird. Diese im wesentlichen auf das Charakteristikum der Ponderabilität komplexer Kondensationen zurückgehende Verhalten der Terme in Isospinmultipletts aufzutreten, wird zusammengefaßt in

$$s_l = s-l,\ 0 \leq l \leq 2s,\ I = 2s+1,\ s \equiv s_{\pm} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 175,$$

wo s_l die Isomorphiespinkomponente symbolisiert. Nach der Beziehung 174 zerfällt also die Spektralfunktion 126 der möglichen Kondensationsstufen hinsichtlich des Isomorphiespins in die beiden Subraster der Isotensor- und Isospinorterme. Jedes dieser Subraster wiederum ist durch 175 in Isospinfamilien gegliedert, von denen jede mit $I \equiv I_{\pm}$ Kondensationstermen besetzt ist. Im Fall der Isotensorterme gibt es zunächst das skalare Singulett $I_+=1$ mit $s_+=0$, dem sich mit $s_+=1$ das Vektortriplett $I_+=3$ und das Tensorquintett $I_+=5$ mit $s_+=2$ anschließt usw. Ganz entsprechend sind die Isospinfamilien der Isospinorterme geradzahlig besetzt, nämlich für $s_- = \frac{1}{2}$ das Doublett $I_- = 2$ für $s_- = \frac{3}{2}$, das Quartett $I_- = 4$ usw. Empirisch kann sowohl für das Proton, als auch für das Neutron jeweils $s_- = \frac{1}{2}$ festgestellt werden, woraus folgt, daß beide Strukturen Isospinore sind und als Isospinfamilie $I_-=2$ das Nukleonendoublett bilden. Für das Elektron wurde empirisch zwar die Eigenschaft $J_- = \frac{1}{2}$ des Raumspinors festgestellt, doch war es nicht möglich, meßtechnisch einen Isomorphiespin zu ermitteln. Da jedoch das Baryneutrino das neutrale Komplement zum Elektron ist und dieses Elektron wiederum als untere Schranke des d-Spektrums erscheint, liegt der Schluß nahe, ν_B als Doublettkomponente eines Elektronendoubletts mit $s_- = \frac{1}{2}$ in Analogie zum Nukleonendoublett aufzufassen.

Wenn das Elektronendoublett in dieser Weise definiert ist, dann gibt es für das Leptoneutrino nur zwei Möglichkeiten, denn ein Elektronentriplett aus Isovektortermen existiert empirisch auf keinen Fall. Entweder ist das Leptoneutrino tatsächlich die untere Schranke der Spektralfunktion 126 und dann müßte

dieses Neutrino ein Singulett mit $s_+ = 0$ sein, oder aber das Leptoneutrino ist die Komponente irgendeines Multipletts $s_\pm > 0$ unter der Elektronenmasse. In diesem Fall müßte es mindestens eine Neutrinoart unter der Elektronenmasse neben dem Leptoneutrino geben, über welches jedoch mit den momentanen Ergebnissen nur ausgesagt werden kann, daß es sich um die Hermetrieform $x=c$ handeln muß, weil die höher liegende Elektronenmasse die Minimalmasse eines d-Hermetriezustandes ist. Eine weitere Aussage empirischer Art liefert der $\beta_\pm$-Übergang $n \leftrightarrow p$ im Nukleonendoublett. Die $e_\pm$-Emission bei diesem $\beta_\pm$-Prozeß liefert ein kontinuierliches $\beta_\pm$-Spektrum und erfolgt so, daß jeweils nur ein Elektron jedem Übergang emittiert wird. Das emittierende Nukleon trägt aber den reellen Raumspin $J=\frac{1}{2}$, der auch typisch für das Emissionselektron ist. Da andererseits das Prinzip der Spinorhaltung ebenso wie das Drehimpulsprinzip eine unmittelbare Folge der Weltstruktur konstanter Feldaktivatoren ist, muß dieses Prinzip auch beim $\beta_\pm$-Prozeß gelten. Da außerdem das $\beta_\pm$-Spektrum kontinuierlich ist, muß geschlossen werden, daß neben $e_\pm$ eine sehr leichte, nicht observable c-Struktur emittiert wird, welche durch $J = \frac{1}{2}$ gekennzeichnet ist, Aus der Beobachtung der Grenzen des kontinuierlichen $\beta_\pm$-Spektrums folgt weiter, daß die Masse dieses c-Terms wesentlich unter m_e liegen muß, so daß es sich auf keinen Fall um ein Baryneutrino handeln kann. Hieraus folgt aber wiederum, daß das Leptoneutrino $s > 0$ haben, und durch das $\beta_\pm$-Neutrino ein Neutrinomultiplett existieren könnte. Dieses unbekannte $\beta_\pm$-Neutrino kann mit dem Leptoneutrino nicht identisch sein, weil die Leptoneutrinomasse nur um ca $1^o/o$ unter m_e liegt, aber nach den Grenzen des $\beta_\pm$-Spektrums die $\beta_\pm$-Neutrinomasse wesentlich unter m_e liegen muß. Indirekt ist also der Schluß auf ein Neutrinomultiplett unter m_e empirisch möglich, wobei dieses Multiplett auf einer schweren Komponente (evtl. Leptoneutrino) und mindestens noch aus der wesentlich leichteren des unbekannten $\beta_\pm$-Neutrinos besteht. Für alle ünrigen empirisch bekannten elementaren Materiefeldquanten können die Isospinquantenzahlen festgestellt werden, so daß nach 174 eine empirische Klassifikation in Isotensor- und Isospinorspektren, und nach 175 eine solche in Isospinfamilien möglich ist.

Wird eine Folge abstrakter I-dimensionaler Isospinräume V_I konstruiert, dann enthält jeder dieser Isospinräume alle überhaupt möglichen äquidimensionalen Isospinfamilien der metronischen Spektralfunktion 126. Hierbei enthält wiederum die Folge der ungeradzahlig dimensionierten V_I die Isospinfamilien aller Isotensorterme, während die Folge der geradzahlig dimensionierten diejenigen der Isospinorterme umfaßt.

In völliger Analogie zu den durch den Isomorphiespin bedingten Isospinmultipletts 175 können auch aus dem Raumspin J als Realteil des Stratonspins Familien äquivalenter Raumspinquantenzahlen als Raumspinmultipletts R definiert werden. Da J ein zweideutiges Vorzeichen trägt und auch $J=0$ einen möglichen Term der Spektralfunktion darstellt, folgt in Ergänzung von 175 für die Besetzungen dieser Raumspinmultipletts

$$R = 2J + 1 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 175\,a,$$

wobei wegen der Drehimpulseigenschaft die einzelnen Komponenten eines solchen Raumspinmultipletts gegen die Gruppe der R_3 -Translationen invariant sind, aber durch die Gruppe der R_3 -Drehungen und -Spiegelungen ineinander überführbar sind. Eine derartige Möglichkeit existiert für die Komponenten eines Isospinmultipletts im R_3 nicht, weil es sich bei diesen Komponenten um R_3 -Projektionen isomerer R_6 -Strukturen handelt.

4.) Antistrukturen

Nach der Synmetronik C IX sind die $\overline{\lambda}^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)} \equiv \underline{\overline{\lambda}}$ als synmetronische Kondensationsstufen die Maxima der Kondensationszustände $\begin{bmatrix} \overset{\frown}{\mu\ \nu} \\ - \quad + \\ \varkappa\ \lambda \end{bmatrix}_+$ für welche $\underline{\overline{\lambda}} \perp \overline{Y}$ mit der Weltgeschwindigkeit $\overline{Y} = \overline{v} + i\,\overline{w}$ gilt, woraus unmittelbar das Trägheitsprinzip resultiert, weil die $\underline{\overline{\lambda}}$ zu den Materiefeldquanten komponieren. In $\overline{Y}$ kann stets durch geeignete Koordinatenwahl $\overline{v} = \overline{0}$ erreicht werden, so daß $\overline{Y} = i\,\overline{w}$ die kosmische Bewegung $w^2 = c^2 + \dot{\varepsilon}^2 + \dot{\eta}^2$ einer Struktur mit sich änderndem transfinitem Zustand $\dot{\varepsilon}^2 + \dot{\eta}^2 \neq 0$ angibt. Da auch $\dot{\varepsilon} = \dot{\eta} = 0$ ebenfalls

stets erreichbar ist, kann auch $i\,\overline{w} = \dot{\overline{x}}_4$ und damit $\overline{Y} /\!/ \overline{x}_4$ oder $\underline{\overline{\lambda}} \perp \overline{x}_4$ ohne Einschränkung der Allgemeinheit gesetzt werden. Andererseits bestimmen aber die $\underline{\overline{\lambda}}$ als synmetronische Kondensationsstufen bei ihrer Komposition Konjunktivgesetze die Orientierung der ${}^{p}_{x}(\mu)^{q}_{\pm}$, welche nach dem Vorangegangenen aber die Orientierung des Gesamtspins bedingen, dessen R_3-Projektion als Stratonspin $\overline{s}_x$ erscheint. Dies bedeutet aber, daß die Orientierung von $\overline{s}_x$ unmittelbar auf die zeitliche Telezentrik $\underline{\overline{\lambda}} \perp \overline{x}_4$ bezogen ist, und diese Telezentrik findet nach 85 b ihren Ausdruck in der Bedingung $\cos \alpha_4 \neq 0$ der Weltgeometrie hinsichtlich x_4. Nach dieser Beziehung 85 b gilt aber für die Somawelt R_4^+ und ihre in x_5 geschichteten Paraträume R_3^{+k} mit $k \geqq 0$ und $R_3^{+0} \equiv R_3$ die Bedingung $\cos \alpha_4 > 0$. Da aber $\cos \alpha_4 \neq 0$ auch $\cos \alpha_4 < 0$ mit antiparalleler Zeitkoordinate zuläßt, kann im R_6 auch die Existenz eines Antisoma R_4^- mit Antipararäumen R_3^{-k} konzipiert werden, dessen Existenz jedoch nicht direkt nachweisbar war. Wenn jedoch dieses Antisoma R_4^- existiert, dann müßte es bezogen auf R_4^+ neben den Flukton- und Konjunktorspinen der Flußaggregate und neben dem Stratonspin $\overline{s}_x^+ \equiv \overline{s}_x\,(R_4^+)$ die entsprechenden enantiostereoisomeren Strukturen als Antistrukturen mit dem Antistratonspin $\overline{\overline{s}}_x^- \equiv \overline{s}_x\,(R_4^-)$ geben, deren Spingefüge in spiegelsymmetrischer Weise auf R_4^+ so orientiert sind, daß sie bezogen auf R_4^- als Normalstruktur erscheinen. Es wären also Normal- und Antistrukturen der Spingefüge hinsichtlich der $R_4^{\pm}$ vertauschbar. Wenn also R_4^- mit den R_3^{-k} im R_6 kosmologisch existiert, dann sind zwar im R_4^+ keine makromaren Antistrukturen im Sinne von Antimaterie möglich (diese würden die Strukturen des R_4^- bestimmen), doch müßten im R_4^+ bei Transmutationen von elementaren Materiefeldquanten die Antistrukturen von Kondensationsstufen als Elementarkorpuskeln mit $\overline{\overline{s}}_x^-$ im R_3^{+0} erscheinen, weil es in jedem Fall die Enantiostereoisomerie und das Prinzip der Drehimpulserhaltung gibt.

Zunächst wird erforderlich aus der Synmetronik des Enantiostereoisomeren, bezogen auf x_4 die Eigenschaften solcher Antikondensationen zu entwickeln. Es gelten die Indizierungen (+) für die Somawelt und (-) für das Antisoma, also $x_4 \equiv x_4^{\pm}$, $\overline{Y} \rightleftarrows \overline{Y}^{\pm}$ oder für die Protosimplexe $({}^{\pm}p)_x \equiv ({}^{\pm}p)_x^{\pm}$ und so weiter. Für

die Weltgeschwindigkeit in den $R_4^{\pm}$ folgt unmittelbar $\cos(\overline{Y}^+,\overline{Y}^-) = -1$, weil beide Hyperflächen des R_6 durch die Antiparallelität ihrer Zeitkoordinaten definiert sind. Da es sich bei den Antistrukturen stets nur um Enantiostereoisomere handeln kann, und zwar aller Flukton- und Konjunktorspine hinsichtlich x_4, muß das synmetronische Trägheitsprinzip $\underline{\overline{\lambda}} \perp_{\pm} \overline{Y}$ des R_4^+ auch im Antisoma gelten, so daß allgemein $\underline{\overline{\lambda}}^{\pm} \perp \overline{Y}^{\pm}$ zu setzen ist, was unmittelbar $\cos(\underline{\overline{\lambda}}^+, \underline{\overline{\lambda}}^-) = -1$ zur Folge hat. Auch im R_4^- müssen demnach die Antistrukturen dem Trägheitsprinzip genügen.

Zur Synmetronik der Antikonjunktoren $-(\mu^-)-$ kann das Konjunktivprinzip $(\pm p)_x \; -(\mu)- \; (\pm q)_x$ eindeutig erweitert werden. So sei $(\pm p)_x^{\pm} \; -(\mu^{\pm})- \; (\pm q)_x^{\mp}$ ein Konjunktiv der den Protosimplex (Antiprotosimplex p mit dem Antiprotosimplex (Protosimplex) q über den Konjunktor (Antikonjunktor) μ verbindet. Der zugehörige Antikonjunktiv wäre dann gegeben durch $(\pm p)_x^{+} \; -(\mu^{+})- \; (\pm q)_x^{\mp}$, während für den Konjunktor- bzw. Antikonjunktorspin $\overset{p}{x}(\mu^{\pm})\overset{q}{\pm}$ gesetzt werden kann. Werden nun die vier möglichen Hermetrieformen untersucht, dann folgt für x=a, daß $(\pm 1)_a \equiv (\pm 1)_a^{\pm}$ auch in der Antistruktur bizyklisch bleibt, doch ist $\overline{s}_a^- < \overline{0}$ für $(\pm 1)_a^-$, wenn $\overline{s}_a^+ > \overline{0}$ für $(\pm 1)_a^+$ gilt. Ganz analog verhält sich für x=b neben $(\pm 1)_b^{\pm}$ das Zeitquartett $(\pm 2)_b^{\pm}$, welches mit $(\pm 3)_b^{\pm}$ über die Konjunktoren $-(1^{\pm},2^{\pm})-$ die zeitkondensierte Triade $(\pm(1,2,3))_b^{\pm}$ der Photonen (+) oder Antiphotonen (-) bildet. Andererseits hat dieses Zeitquartett beim Fehlen von (+7) zur Folge, daß als einzig möglicher Weltlinientyp der Zeitkondensationen nur geodätische Nullinien in den $R_4^{\pm}$ auftreten. Auf diese Weise unterscheiden sich aber mit c im R_3 fortschreitende Photonen von Antiphotonen nur durch eine Drehung ihrer Polarisationsebene, so daß es keine spezifisch strukturierte Antizeitkondensation (Antiphoton) in den $R_4^{\pm}$ gibt, Analoges folgt für die $R_3^{\pm 0}$-Projektionen der $(\pm 1)_a^{\pm}$ auf geodätische Nullinien in den $R_4^{\pm}$, welche dann als Gravitonen mit $\omega > c$ in den $R_3^{\pm 0}$ fortschreiten und sich ebenfalls nur durch eine Drehung ihrer relativen Polarisationsebene

unterscheiden. Dies gilt jedoch nicht für alle a-Terme. Insbesondere dann nicht, wenn $(\pm 1)^{\pm}$ in der c -Struktur (+7) bestimmt und die Triade der Neutrokorpuskeln $(\pm(1,4))^{\pm}_{c}, (+7)^{\pm}_{c}$ definiert. Hier bedingt die Bizyklizität des transfiniten Quartetts den Simplex $(\pm 4)_{c}$ und somit die Spinstruktur der betreffenden Raumkondensation c^{+}. Die entsprechende Antikondensation c^{-} (also die neutrale Antikorpuskel) muß sich hier allerdings grundlegend als enantiostereoisomere Spinstruktur von c^{+} unterscheiden, was jedoch allein auf eine spiegelsymmetrische Konjugation sämtlicher Konjunktorspine und des Stratonspins zurückgeht. Eine völlig analoge Spinkonjugation liegt bei den Raumzeitkondensationen vor. Im Gegensatz zu $c^{\pm}$ tritt jedoch bei den $d^{\pm}$ -Strukturen der Protosimplex $(\pm 5)^{\pm}_{d}$ und das Weltflukton $(-6)^{\pm}_{d}$ auf, während das Straton nur noch als Schirmfeld erscheint. Weltflukton und $(\pm 5)^{\pm}$ verursachen aber durch die Konjunktoren $-(2^{\pm})-$ die elektrische Ladungsstruktur der d-Kondensationen, so daß sich die Antiraumzeitkondensationen d^{-} von den d^{+} wie im Fall der $c^{\pm}$ -Terme durch eine totale Spinkonjugation unterscheiden. Diese Spinkonjugation hat jedoch bei den $d^{\pm}$ -Termen wegen des Verhaltens der $(\pm 5)^{\pm}$ und $(-6)^{\pm}$ mit $-(2^{\pm})-$ eine simultane elektrische Ladungskonjugation zur Folge.

Alle Hermetrieformen werden durch das transfinite Schirmfeld $\left[\begin{smallmatrix}11\\11\end{smallmatrix}\right]$ als typische Eigenschaft bestimmt, welches im Fall x=(a,b,c) von $\left[\begin{smallmatrix}1\\1\end{smallmatrix}\right]$ begleitet wird. Nach den synmetronischen Ergebnissen C IX erscheint dieses Schirmfeld aber nach seiner Projektion in den $R^{\pm}_{3}$ als Gravitationsfeld. Nun müssen aber nach den Untersuchungen prototroper Konjunktoren die Schirmfelder grundsätzlich konjunktorfrei sein, also auch $\left[\begin{smallmatrix}11\\11\end{smallmatrix}\right]$ und $\left[\begin{smallmatrix}1\\1\end{smallmatrix}\right]$ deren R_{3} -Projektion als Gravitationsfeld aller Hermetrieformen erscheint. Dieses Fehlen gravitativer Konjunktoren bedingt jedoch ein entsprechendes Fehlen von Konjunktorspinen, so daß die gravitativen Eigenschaften nicht unterscheidbar den $R^{\pm}_{4}$ -Strukturen gleichermaßen zukommt. Die Projektion der $\left[\begin{smallmatrix}11\\11\end{smallmatrix}\right]$ erscheinen demnach nicht nur im R^{+0}_{3}, sondern auch im R^{-0}_{3} des Antisoma als attraktives statisches Gravitationsfeld, für welches die approximative Lösung $rqe^{-q} \sim (1-\frac{r}{\rho})^{\rho}$ mit $0<\rho<\infty$ gilt.

Hierin bedingt aber $\mathcal{S} > 0$ im physischen R_3^{+0} wegen $\mathcal{S} \sim m^{-3}$, das stets $m^+(n,q) > 0$ die Terme der Spektralfunktion 126 kennzeichnet, was jedoch auch für die Antiterme $m^-(n,q) > 0$ gelten muß, da auch für das g-Feld in R_3^{-0} die attraktiven Eigenschaften mit $\mathcal{S} > 0$ typisch sind. Allerdings muß also sowohl für die Massenterme des R_4^+ als auch für ihre Antistrukturen $m^{\pm} > 0$ gelten. Dies wird andererseits völlig evident durch die Tatsache, daß es sich bei den Antistrukturen nur um die spiegelsymmetrischen Enantiostereoisomerien der R_4^+ -Terme handelt, welche somit von 126 impliziert werden.

Ist K irgendeine Eigenschaft, welche die $R_4^{\pm}$ -Strukturen gemäß $K(R_4^{\pm}) = K^{\pm}$ indiziert, dann können alle diejenigen Eigenschaften der Kondensorterme, welche mit denen der Antiterme identisch werden in

$$K(R_4^{\pm}) = K^{\pm}, \quad \cos(\overline{Y}^+, \overline{Y}^-) = -1, \quad \overline{\lambda}^{\pm} \perp \overline{Y}^{\pm}, \quad \underline{\lambda}^+ \parallel \underline{\lambda}^-,$$
$$a^+(\omega) = a^-(\omega), \quad b^+ = b^-, \quad m^{\pm} > 0 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 176$$

zusammengefaßt werden. Die gemeinsamen Eigenschaften der $R_4^{\pm}$ - Strukturen in den $R_3^{\pm 0}$ -Projektionen bei antiparallelen kosmischen Bewegungen sind also die allgemeine Trägheit aller Kondensationen und deren allgemeine attraktive statische Gravitation, während Antigravitonen als a^- -Terme in geodätischer Nullinienprojektion, sowie Antiphotonen sich von den adäquaten R_4^+ -Formen nur durch eine Drehung ihrer Polarisationsebenen unterscheiden. Die typische Unterscheidung der übrigen $R_4^{\pm}$ -Terme geht auf das enantiostereoisomere Verhalten aller Spineigenschaften zurück, was sich unmittelbar observabel, stets einer Konjugation des Stratonspins und allen von ihm abhängigen Eigenschaften, sowie einer elektrischen Ladungskonjugation (bedingt durch $(\pm 5)_d^{\pm}$ und $(-6)_d^{\pm}$ manifestiert. Die zu einer d-Hermetrie gehörende Antistruktur muß also neben den spiegelsymmetrischen Spineigenschaften stets die konjugierte elektrische Antiladung tragen.

Mit diesen synmetronischen Untersuchungen der Antistrukturen wird es nunmehr möglich, empirisch nach dem Auftreten von Antimaterie zu suchen. In der empirisch verfügbaren R_3 -Umgebung können derartige stabile Antistrukturen nicht nachge-

wiesen werden, doch gibt es Transmutationen elementarer Hermetrieformen, welche die Entstehung von Antitermen wahrscheinlich machen. Als eine derartige Transmutation bietet sich der Übergang von photonischen Zeitkondensationen mit $J=1$ in Raum- oder Raumzeitkondensationen mit $J=\frac{1}{2}$ an; denn wegen $^2\bar{\gamma}_{-}^{(\mu\nu)}$; $n=const$ des Metronenspins für alle μ und ν muß der Drehimpuls und damit die Quantenzahl des Stratonspins erhalten bleiben. Wenn also der Tensorterm eines Photons γ mit $J=1$ in ponderable Kondensationen transmutiert, welche Terme mit $J=\frac{1}{2}$ sind, dann muß es zu empirisch beobachtbaren Paarbildungen kommen. Hat γ als Energiequant $E_\gamma \geq 2\, m_e c^2$ mit der Elektronenmasse m_e, dann kommt es bei der Transmutation (welche ebenfalls über einen transfiniten Raumschluß gehen muß) nicht zur Bildung des Elektronendoubletts $e_- + \nu_B$ mit dem Baryneutrino ν_B, sondern zu $\gamma \rightarrow e_- + e_+$, worin e_+ als Positron alle Charakteristika des Antielektrons aufweist. Ist dagegen $E_\gamma \geq 2\, m_p c^2$, beziehungsweise $E_\gamma \geq 2\, m_n c^2$ mit der Protonen- oder Neutronenmasse m_{pn}, dann entsteht wiederum nicht die nukleonische Isospinfamilie p+n bei der Transmutation, sondern $\gamma(2\, m_p c^2) \rightarrow p+\underline{p}$, oder $\gamma\,(2\, m_n c^2) \rightarrow n+\underline{n}$, wobei $\underline{p}$ und $\underline{n}$ ebenfalls über m_{pn} verfügen, jedoch haben $\underline{p}$ und $\underline{n}$ bezogen auf p,n entgegengesetzten Stratonspin und antiparalleles magnetisches Moment. Auch bleibt $\underline{n}$ elektrisch neutral, während $\underline{p}$ im Gegensatz zu p eine e_--Ladung trägt. $\underline{p}$ und $\underline{n}$ sind also Antiproton und Antineutron, welche somit die komplette Antiisospinfamilie ($\underline{p}$, $\underline{n}$) des Nukleonendoubletts (p,n) darstellen. Es müßte nach diesem Sachverhalt neben $\gamma(2\, m_e) \rightarrow e_+ + e_-$ auch $\gamma \rightarrow \nu_B + \underline{\nu}_B$ möglich sein, doch ist dies wahrscheinlich wegen des geringen Wechselwirkungsvermögens von ν_B empirisch nicht nachweisbar. In Analogie zum Antinukleonendoublett muß jedoch auch das Antielektronendoublett (e_+, $\underline{\nu}_B$) existieren; denn zu den meisten Elementarkorpuskeln des empirischen Spektrums sind die Antistrukturen nachweisbar. Mithin kann festgestellt werden, daß es zu jedem Multiplett einer Isospinfamilie der Besetzung $I^+ = 2\, s^+ + 1$ ein Antimultiplett $I^- = 2\, s^- + 1$ gibt. Da weiterhin aus $\underline{p}$ und $\underline{n}$ in geeigneten Anordnungen das Antideuteriumnuklid $\underline{d}$ und e_+-Einfang die Antiwasserstoffisotopen $\underline{H}^1$ und $\underline{H}^2$ synthetisierbar sind, welche sich wiederum zu Antimolekülen verbinden können, muß die Möglichkeit von Antimaterie generell gegeben sein,

welche hinsichtlich einer Photonenemission von R_4^+ -Materie nicht unterscheidbar sein kann. Diese Antimaterie wäre hinsichtlich aller Konjunktorspine, sowie der Flußaggregatspine aller Protosimplexe, also auch des elektrischen Ladungsverhaltens als spiegelsymmetrische Enantiostereoisomerie der R_4^+ -Materie anzusprechen. Durch diese spiegelsymmetrische Entsprechung aller Isospin- und Antiisospinfamilien ausgedrückt durch

$$I^+ (R_4^+) \equiv I^- (R_4^-) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 176\,a\,,$$

muß also zu jedem Term aus 126 ein Antiterm existieren. Zwar kann im R_3^{+0} keine makromare Antimateriestruktur nachgewiesen werden, doch legt die Tatsache, daß derartige Antiterme zumindest bei geeigneten Kondensortransmutationen aufgrund der Spinerhaltung tatsächlich auftreten, die kosmologische Existenz des R_4^- mit allen $R_3^{-k}(k \gtrless 0)$ im R_6 nahe. Wird weiter $\cos \alpha_4 \neq 0$ und die sich aus der Existenz des R_4^- ergebende vollständige Symmetrie der telezentrischen Weltarea nach C VIII,6 berücksichtigt, dann erscheint die Existenz des R_4^- mit den R_3^{-k} als komplementäre Struktur der Somawelt im R_6 außerordentlich wahrscheinlich. Bezogen auf die zum R_4^+ antiparallele x_4^- -Richtung der kosmischen Bewegung im R_4^- müssen dann alle Konjunktor- und Stratonspine der Antistrukturen in gleicher Weise orientiert sein, wie diejenigen der R_4^+ -Kondensationen bezogen auf x_4^+.

Da die Antiprotosimplexe $(\overline{+}p)_x^-$ die spiegelsymmetrisch Enantiostereoisomeren der $(\overline{+}p)_x^+$ sind, was auch für die prototropen Konjunktoren gilt, folgt für die R_4^- -Hermetrieformen, daß wie im R_4^+ die imaginären Kondensationen $x \equiv (a,b)$ imponderabel und die komplexen $x \equiv (c,d)$ ponderabel sind. Die R_4^- -Strukturen relativ zu den des R_4^+ erscheinen dagegen hinsichtlich Konjunktor- und Stratonspin, sowie hinsichtlich ihrer elektrischen Ladungen konjugiert bezogen auf die R_4^+ -Strukturen, weil diese Spinsysteme aller Flußaggregate in Bezug auf die $x_4^{\pm}$ -Richtung der kosmischen Bewegung aller $R_3^{\pm k}$ orientiert sind, welche mit den antiparallelen Weltgeschwindigkeiten $\overline{Y}^{\pm}$ in den $R_4^{\pm}$ erfolgen. Demnach sind also die Spin- und Ladungskonjugationen der $R_4^{\pm}$ -Strukturen relativ hinsichtlich der $\overline{Y}^{\pm}$ -Richtung aller $R_3^{\pm k}$.

Andererseits bilden nach den zu 176 führenden Untersuchungen nur die R_4^- -Hermetrieformen c, und d im R_4^+ manifestierbare Antikondensationen; denn die imaginären R_4^- -Terme a und b unterscheiden sich von den adäquaten R_4^+ -Termen nur durch eine Drehung ihrer jeweiligen Polarisationsebene. Dies hat aber zur Folge, daß im R_4^- photonische und gravitative Vorgänge völlig identisch mit denen im R_4^+ sind, zumal die R_4^- -Massenterme $m^- > 0$ bleiben, weil alle Antistrukturen als Enantiostereoisomere bereits in 126 enthalten sind. Aus diesem Grunde muß auch das Gravitationsgesetz $rqe^{-q} \sim (1-\frac{r}{\varrho})^2$ mit $\varrho < \infty$ im R_3^{-0} wie im R_3^{+0} gelten, während nach der Synmetronik der Antiterme das allgemeine Trägheitsprinzip $\bar{\lambda}^{\pm} \perp \bar{\gamma}^{\pm}$ ebenfalls im R_4^- evident ist. Dies hätte aber zur Folge, daß es wie im R_3^{+0} auch im R_3^{-0} makromare Systeme materieller Konfigurationsfeldelemente im Sinne von Galaxien aus Antimaterie mit antiparalleler kosmischer R_3^{-0}-Bewegung in Bezug auf den R_3^{+0} geben muß, wenn der R_4^- mit den R_3^{-k} als Komplement der Somawelt und ihrer Pararäume im R_6 existiert. Als Alternative hierzu wäre die Möglichkeit denkbar, daß es kein Antisoma gibt und mit gleicher Parität Antimaterie (wahrscheinlich in Form von Antigallaxien) im R_3^{+0} existiert. Dieser Alternativfall würde dann sehr wahrscheinlich werden, wenn es bei der Korrespondenz zwischen Termen aus 126 und ihren enantiostereoisomeren Antitermen zeitlich stabile Grundzustände gibt; denn im wahrscheinlichsten, also razemischen Verteilungszustand von Systemen aus Gallaxien und Antigallaxien ist nur auf diese Weise zeitlich stabile ponderable Materie in korrespondenzfähigen Strukturen im ganzen R_4^+ zwischen den Sphärentrinitäten des Weltensprungs und Weltendes möglich. Es kommt also darauf an, im Rahmen einer allgemeinen Korrespondenztheorie der Kondensorterme aus 126 die Existenzmöglichkeit derartiger stabiler Grundzustände bei einer Korrespondenz zwischen Termen und Antitermen zu untersuchen. Erst dann kann eindeutig über die zweifellos sehr wahrscheinliche Existenz der komplementären Antisomawelt mit den R_3^{-k} $(k \geqq 0)$ im R_6 entschieden werden.

5.) Elementargrößen minimaler komplexer Kondensationen

Die untere Schranke der c- und d- Strukturen aus 126, also die minimalen komplexen Kondensationen sind nach C VIII 4 offensichtlich γ_L der c-Hermetrie und $e_\pm$ der d- Formen. Da es sich hierbei um die Minimalkondensationen handelt, welche die Spektralfunktion 126 nach unten begrenzen, müssen allen $(\pm p)_{cd}$ von γ_L und $e_\pm$ die Protosimplexladung 1 zugeschrieben werden, das heißt, in der Kopplungsstruktur erscheint jeder Protosimplex einfach. Andererseits ist aber die Trägheitsmasse ein externer Ausdruck dieser Kopplungsstruktur, so daß Abweichungen der internen Kopplungsstruktur zwischen γ_L und $e_\pm$ allein ihren Ausdruck in einer Abweichung der Trägheitsmassen finden können. Da ferner beide Minimalkondensationen den Stratonspin $s=\frac{1}{2}, J=\frac{1}{2}$ haben, scheinen die Konjunktorspine hinsichtlich $m_L < m_e$ nicht relevant, so daß $m_e - m_L > 0$ allein auf die abweichenden Protosimplexe zurückgehen muß. γ_L und $e_\pm$ haben als gemeinsame Protosimplexe nur $(\pm 4)_{cd}$ ohne die durch den Sieboperator in $\hat{\gamma}_{(c)}$ entartete Stratonsignatur. Auch sind den beiden Minimalstrukturen die singulären Schirmfelder $\begin{bmatrix}11\\11\end{bmatrix}$ und $\begin{bmatrix}33\\33\end{bmatrix}$ gemeinsam. Die reale Strukturabweichung beruht auf dem transfiniten und stratonischen Kondensorquartett bei γ_L und dem Einfluß auf $(\pm 4)_c$, während bei $e_\pm$ die Abweichung der Kopplungsstruktur in den Protosimplexen $(\pm(3,5))_d$, dem Schirmfeld $(+2)_d$ und dem Weltflukton $(-6)_d$ zu sehen ist. Zunächst sollen die externen Eigenschaften von $e_\pm$ als untere Schranke des d-Spektrums untersucht werden.

Nach 126 erscheint die elektrische Ladung stets als ganzzahliges Vielfaches einer Elementarladung $\varepsilon_\pm$, welche für $a=\sqrt{2}$ bis auf + o,125°/o mit der empirischen Elektronenladung $e_\pm$ identisch ist. Andererseits ist aber auch das Elektron die untere Schranke der mit $q=1$ geladenen Raumzeitkondensationen in der Spektralfunktion 126. Offensichtlich geht $e_\pm < \varepsilon_\pm$ auf die Synmetronik dieser minimalen d-Struktur zurück. In allen Hermetrieformen d wird aber nach der synmetronischen Protosimplexdarstellung durch Konjunktoren die elektrische Ladungsstruktur durch $(\pm 5),(-6)$ bestimmt. Jede d-Struktur wird

insgesamt durch das Protosimplexgefüge einer Triade ($\pm(3,4,5)$) das Weltflukton (-6) und die Schirmfeldtriade (+(1,2,7)) beschrieben, während für die komplementäre c-Struktur ($\pm(1,4)$), (+7) gilt. (± 4) und (+7) sind also sowohl in der c-als auch in der d-Struktur enthalten, während von $(\pm 1)_c$ nur (+1) als $\begin{bmatrix}11\\11\end{bmatrix}$ auch d bestimmt. In d sind nun die Strukturen (± 5) und (-6) als Ladungseigenschaft mit (± 4) und (+7) durch die Kontaktkonjunktive

-(2)- (± 5) -(3)- (+7) -(3)- (± 4) -(1)- und

=(1,3)= (-6) -(2)- (+2) -(2)- (± 4) -(3)- , beziehungsweise

=(1,2)= (-6) -(3)- (+7) -(3)- (± 4) -(2)- verbunden, so daß als Folge der Konjunktorspine eine interne Ladungskomponente latent bleibt, welche $\varepsilon_\pm$ auf $e_R < \varepsilon_\pm$ reduziert. Im allgemeinen kann für ein externes statisches Potential immer $V_{ext} \sim 1/r$ gesetzt werden, doch gilt diese hyperbolische Ortsabhängigkeit nicht mehr, wenn es sich um die interne Korrelation von Partialstrukturen der Feldquelle handelt. In diesem Falle wäre für ein solches internes Korrelationspotential $V_{int} \sim f(r)$ zu setzen, wobei f eine Ortsfunktion dieser Korrelation ist, welche im Sonderfall zu $f = \frac{1}{r}$ werden kann. Für beide Ladungen können die statischen Potentiale $4\pi\varepsilon_o V_R = e_R^2 f$ und $4\pi\varepsilon_o V_\varepsilon = \varepsilon_\pm^2 f$ definiert werden, so daß aufgrund der Synmetronik V_R sich zu V_ε so verhalten muß, wie die Ruheenergie E_1 der mit q=1 geladenen minimalen Raumzeitkondensationen zur Ruheenergie E_o ihres neutralen c- Komplements (also des Barineutrinos). Demnach gilt $\frac{E_1}{E_o} = \frac{V_R}{V_\varepsilon} = \left(\frac{e_R}{\varepsilon_\pm}\right)^2$ oder wegen des Energiematerieäquivalents $E=mc^2$ auch $\frac{E_1}{E_o} = \frac{m_1}{m_o}$. Wird nun Gleichung 126 verwendet mit m_1 für q=1, aber komplementär m_o für q=o, dann wird $\frac{m_1}{m_o} = \pi\,(4+\pi^4)^{-1/4} = \eta$, was eingesetzt für die reduzierte Ladung $e_R = \varepsilon_\pm \sqrt{\eta}$ liefert. Da nun das Elektron minimale d-Struktur der Spinorterme eines Isospindoubletts ist, muß wegen des halbzahligen Isomorphiespins die interne latent bleibende Ladung $e_D = \varepsilon_\pm - e_R = \varepsilon_\pm (1-\sqrt{\eta})$ induktiv eine im realen Spinmoment wirkende Ladung e_W als arithmetisches Mittel zwischen $\varepsilon_\pm$ und

e_R verursachen, für welche also $e_W = \frac{1}{2} \varepsilon_{\pm} (1+\sqrt{\eta})$ gelten muß. Für dies drei Komponenten der elektrischen Ladungseigenschaft des Elektrons gilt also

$$e_R = \varepsilon_{\pm} \sqrt{\eta}, \quad 2 e_W = \varepsilon_{\pm} (1+\sqrt{\eta}), \quad e_D = \varepsilon_{\pm} (1-\sqrt{\eta}),$$

$$\eta \sqrt[4]{4+\pi^4} = \pi$$

177,

welche jedoch als interne Baukomponenten des Ladungsfeldes eines Elektrons empirisch nicht feststellbar sind. Tatsächlich feststellbar ist nur das extern erscheinende Potential V des Elektrons, welches als arithmetisches Mittel der Potentiale V_R und V_W der Komponenten e_R und e_W aufgefaßt werden muß. Man hat also $V = \frac{1}{2} (V_R+V_W) = \frac{e_R^2+e_W^2}{8\pi \varepsilon_o r}$ im Abstand r vom Elektron zu setzen, wo $r \neq 1$ wegen dieser Externität wird. In V muß dagegen die unbekannte, aber empirisch feststellbare Elektronenladung (als externes Ladungsfeld) $e_{\pm}$ gemäß $4\pi\varepsilon_o r V = e_{\pm}^2$ erscheinen, was im Vergleich $2e_{\pm}^2 = e_R^2 + e_W^2 = \frac{1}{4} \varepsilon_{\pm}^2 (5\eta+2\sqrt{\eta}+1)$ nach 177 liefert. Wegen $\pi^2 \varepsilon_{\pm} = 3\sqrt{h/R_-}$ der Beziehung 126 ergibt sich dann für die empirische Elektronenladung

$4\pi^2 e_{\pm} = \pm 3\sqrt{2(5\eta+2\sqrt{\eta}+1) h/R_-}$. Einsetzen der numerischen Werte zeigt, daß im Meßbarkeitsbereich die Fehlerabweichungen bezogen auf den wahrscheinlichsten Meßwert $\Delta (e_{\pm}) < 10^{-4}$ % beträgt und somit exakt ist, und innerhalb der Meßtoleranzen liegt.

Wenn ein Elektron mit einem entgegengesetzt geladenen Zentrum in einem attraktiven elektrodynamischen Zusammenhang tritt, dann gilt für die Stabilität der mit der Geschwindigkeit $v=\beta c$ im Abstand r erfolgenden Bewegung des Elektrons $V=E_k$, wenn V das externe Potential im Abstand r und E_k die kinetische Energie des mit β bewegten Elektrons ist. In einer gegen $\hat{A}_-$ des R_{-4} invarianten Form gilt mit der Ruhemasse $m_{(o)}$ des Elektrons

$$E_k^2 = c^4 (m^2-m_{(o)}^2) = m_{(o)}^2 c^4 ((1-\beta^2)^{-1}-1) = \beta^2 m^2 c^4 = \beta^2 E^2$$

oder wegen des Quantendualismus im Wellenbild $E_k = \beta \frac{c h}{\lambda}$, wenn λ die Wellenlänge des bewegten Elektrons ist. Da bei dieser

Wechselwirkung nur der externen Bereich des Elektrons wirksam wird, gilt auch $4\pi\varepsilon_0 rV=e_{\pm}^2$, also $e_{\pm}^2=4\pi\varepsilon_0 r\beta\frac{ch}{\lambda}$ wegen $V=E_k$. Es handele sich nun bei diesem attraktiven System um den stabilen Grundzustand* der K-Schale eines H-Atoms besetzt. In diesem Fall würde $r=r_H$ zum Atomradius und $\lambda=\lambda_H$, während $\beta=\beta_H=\frac{v_H}{c}=\alpha$ zur Feinstrukturkonstanten der im Anregungsfall emittierten H-Serien wird. Für diesen s-Term wird also die Stabilitätsbedingung zu $\lambda_H e_{\pm}^2=4\pi\varepsilon_0 r_H\alpha' ch$, wenn α' der gesuchte theoretische α-Wert ist. Da der s-Term im komplementären Korpuskularbild seinem Bahnspin entsprechend eine Kreisbahn kennzeichnet, wird in diesem Fall der Quantendualismus durch $\lambda_H=2\pi r_H$ ausgedrückt, was $e_{\pm}^2=4\pi\varepsilon_0\alpha' ch=4\pi\alpha'\frac{\hbar}{R_-}$ wegen $c\varepsilon_0 R_-=1$ bedingt. Wird hierin $4\pi^2 e_{\pm}=\pm 3\sqrt{2(5\eta+2\sqrt{\eta^2+1})}\frac{\hbar}{R_-}$ substituiert, dann folgt für die Feinstrukturkonstante der H-Serien $(2\pi)^5\alpha'=9(5\eta+2\sqrt{\eta^2+1})$. Einsetzen der Zahl π liefert einen numerischen Wert, der praktisch nur wenig vom Meßwert abweicht. Diese Abweichung von $\frac{1}{\alpha_{exp}}=137{,}03602$ beträgt zwar nur $\Delta(\alpha')\approx -1{,}5\cdot10^{-3}$ %, doch liegt sie bei verfeinerter Messung trotzdem außerhalb der Meßbarkeitsgrenze. Die Mißweisung zeigt, daß offensichtlich die phänomenologische Beziehung $e_{\pm}^2\sim\alpha'$ nicht exakt sein kann, zumal der Ausdruck für $e_{\pm}^2$ unter Berücksichtigung der Meßbarkeitsgrenze keine Fehlerabweichung aufweist. Da $e_{\pm}^2\sim\alpha'$ auf den Vergleich $V=E_k$ zurückgeht, muß an dieser Ausgangsbeziehung gezweifelt werden. Da E_k in eine gegen $\hat{A}_-$ invariante Fassung gebracht wurde, kann der Fehler nur an der Darstellung des externen Feldes in der Form $4\pi\varepsilon_0 rV=e_{\pm}^2$ liegen. Offenbar kann diese Beziehung nicht auf die Korrespondenz zwischen Nuklid und externer e_--Struktur angewendet werden ohne einen korrigierenden Term zu berücksichtigen, der möglicherweise gravitativ- elektrostatische Feldwechselwirkungen oder evtl. Interkomponenten des Elektrons im s- Zustand enthält. Eine Untersuchung der Korrektur dürfte jedoch erst dann möglich werden, wenn aus der synmetronischen Internstrukturierung eine allgemeine Massenbeziehung komplexer Kondensationen hergeleitet werden kann. Immerhin erscheint die Kopplungskonstante α' zwischen Proton und e_- im H-Atom als reine

* eines Elektrons, welches den s-Term

Zahl und somit als kosmologische Konstante; denn in α' treten keine physikalischen Größen auf, welche C VIII 6 wegen $\frac{D}{D} \neq 0$ vom Momentanzustand des R_3 und somit vom Weltalter abhängen könnten. Tatsächlich zeigt die spektroskopische Untersuchung der H-Serien extrem ferner kosmischer Objekte die Unabhängigkeit der Feinstrukturkonstanten vom Weltalter. Die externen Ladungseigenschaft des Elektrons als minimale Raumzeitkondensation wird also zusammengefaßt beschrieben durch

$$4\pi^2 e_{\pm} = \pm 3\sqrt{2\vartheta \frac{\hbar}{R_-}}, \quad (2\pi)^5 \alpha' = 9\vartheta, \qquad 1$$

$$\vartheta = 5\eta + 2\sqrt{\eta} + 1$$

177 a.

Eine weitere Elementargröße der minimalen Raumzeitkondensation ist die Trägheitsmasse m_e des Elektrons, welche wegen der Existenz des Stratons in allen d- Strukturen als ponderable Masse erscheinen muß. In C VIII 4 wurde es möglich, eine Approximation $m_a > m_e$ als untere Schranke des Ladungsspektrums von 126 für $q=1$ zu ermitteln. Diese Approximation m_a kann mit η und $E=s_0^2 = 1[m^2]$, also der Einheitsstrecke $s_0=1\ [m]$ als Eichfaktor umgeschrieben werden in

$c\eta m_a s_0 = 4\sqrt[4]{\pi}\ \sqrt[3]{3\frac{\pi}{\eta} \cdot s_0 \gamma \hbar} \cdot \sqrt{\frac{c\hbar}{3\gamma}}$. Es ist $m_a > m_e$, wenn m_e der tatsächliche empirische Wert ist. Dieser empirische Wert wiederum kann nur das Maß der durch die $\bar{\lambda}_d \perp \bar{Y}$ bestimmte Trägheit des Elektrons sein, welche der durch $(+7)_d$ bestimmten Ponderablen und $(+1)_d$ bestimmten gravitativen Masse äquivalent ist. Hierbei sind aber die das ponderable Ladungsfeld aller d-Strukturen verursachenden Konjunktive $(\pm 5)_d$ -(3)- $(+7)_d$ -(3)- $(\pm 4)_d$ und $(-6)_d$ -(3)- $(+7)_d$ unmittelbar an diese Trägheitsmasse gebunden, so daß die Masse stets multiplikativ mit Komponenten dieses Ladungsfeldes (Gleichung 177) auftreten muß. Da $m_a > m_e$ ist, bleiben offensichtlich von den $\bar{\lambda}_d \perp \bar{Y}$ ein Anteil latent, derart, daß für diesen Latenzanteil $M e_{\pm} \sim e_D$ für $m_a = m_e$, aber $M e_{\pm} > 0$ für $m_a > m_e$ gelten muß. Ohne Zweifel ist $M e_{\pm}$ als ein Integral, nämlich $M e_{\pm} = \int_{m_e q_1}^{m_a q_2} d(mq) = m_a q_2 - m_e q_1$. Die Bedingung

$M\,e_{\pm} \sim e_D$ für $m_a = m_e$ und $Me_{\pm} > 0$ für $m_a > m_e$ ist jedoch nur für die Grenzen $q_2 = e_R$ und $q_1 = \varepsilon_{\pm}$ zu erfüllen, so daß für die latente Trägheitsmasse $Me_{\pm} = m_a e_R - m_e \varepsilon_{\pm}$ oder für die empirisch erscheinende Elektronenmasse $m_e \varepsilon_{\pm} = m_a e_R - Me_{\pm}$ gilt, das heißt, es ist nur noch $me_{\pm}$ als Korrekturglied zu ermitteln. Zu jeder Trägheitsmasse gehört aufgrund des Quantendualismus (interpretiert nach C VIII 5,6) eine Wellenlänge $m \sim 1/\lambda$, die aber als Durchmesser der Flußaggregate auszudeuten ist, zumal für die Eigenwerte der Kondensationsstufen $\bar{\lambda} \perp \bar{\gamma}$ gilt, und die $\bar{\lambda}$ normal zu den zyklischen Flußaggregaten verlaufen. Auch muß berücksichtigt werden, daß aufgrund der Synmetronik aller d-Hermetrien die in einer d-Struktur auftretenden -(μ)- stets Kontaktkonjunktive sind. Schließlich ist noch zu berücksichtigen, daß sowohl in γ_L als auch in $e_{\pm}$ als untere Schranken der c- und d- Hermetrie alle $(\pm p)_{c,d}$ nur mit der Protosimplexladung 1 auftreten können. Im folgenden seien λ_M und λ_a die zu M und m_a gehörenden Wellenlängen, während $4\pi\varepsilon_0 V_{()} = e_{()}\, e_{()}\, f(r)$ die zu den Kombinationen der Ladungsfeldkomponenten gehörenden statischen Internpotentiale im Abstand r beschreiben, deren Felder in jedem Fall auf den zeitkondensierten Protosimplex $(\pm 3)_d$, sowie auf das zeitliche Schirmfeld $(+2)_d$ und $(-6)_d$ zurückgehen; wobei $(+2)_d$ das freie Raumfeld $(\pm 3)_d$ seine gravitative Kopplung, und $(-6)_d$ seine Emission aus der ponderablen Ladungsfeldquelle beschreiben. Da in der raumzeitlichen Minimalkondensation des Elektrons alle $(\pm p)_d$ nur mit der Protosimplexladung 1 auftreten können, wird dieses Elektron bereits vollständig durch das d-Schema seiner Kopplungsstruktur $(+(1,2,7))_d\ (\pm(3,4,5))_d (-6)_d$ beschrieben. Das tatsächliche Ladungsfeld ist hierbei jedoch $\varepsilon_{\pm}$ aus Gleichung 126, während erst die Synmetronik der Konjunktoren zu den Lafungsfeldkomponenten 177 und der phänomenologischen Externform 177 a führt. Dieses Ladungsfeld $\varepsilon_{\pm}$ muß andererseits aber auch in allen R_6-Unterräumen (wegen der Synmetronik der Struktureinheiten) und somit in jeder Prototrope erscheinen. Darüberhinaus muß $\varepsilon_{\pm}$ noch einmal als Eigenschaft der Gesamtstruktur auftreten. Nun gibt es in der minimalen d-Struktur neben den beiden Triaden der Schirmfelder und echten Protosimplexe noch das Weltflukton,

so daß $e_{\pm}$ in $7+1=8$ -facher Weise als R_6 -Scheinfeld erscheinen muß, was zu einer Pseudoladung $Q \sim 8\,\varepsilon_{\pm}$ führt. Diese Ladung muß sich nun wiederum zu $8\,\varepsilon_{\pm}$ so verhalten, wie der elektromagnetische ($\underline{\varkappa}$) zum gravitativen ($\varkappa$) Energiefluß bei der Herleitung der Beziehung 69 b in C III, weil Q auch die gravitativen Eigenschaften der elementaren d-Struktur impliziert. Es gilt demnach $\frac{Q}{8\,\varepsilon_{+}} = \frac{\underline{\varkappa}}{\varkappa'}$ und hierin ist $\underline{\varkappa} = a\,\varkappa'$ also $Q = 8\,\varepsilon_{\pm}\,a$. Nach 126 muß aber $\underline{\varkappa}$ als Diagonale eines Quadrates der Kantenlänge $\varkappa'$ aufgefaßt werden, so daß $a = \sqrt{2}$ und $Q\ 4\ 8\,\varepsilon_{\pm}\sqrt{2}$ zu setzen ist. Aufgrund der Synmetronik des Elektrons i. B. auf die das Ladungsfeld bestimmende partielle Kopplungsstruktur $(-6)\ -(2)-\ (+2)\ = \binom{2}{2} = (\pm(3,5))$ muß es zu Q und dem externen Ladungsfeld $e_{\pm}$ noch komplementäre Ladungen Q' und $e'_{\pm}$ geben, welche mit Q und $e_{\pm}$ durch die Wellenlängen λ_M, λ_a und λ des Gesamtelektrons $m_e\,c\,\lambda = h$ in proportionalen Zusammenhängen stehen, und zwar im Sinne von Schwerpunkterhaltungen komplementärer Ladungen, beschrieben durch $e'_{\pm}\,\lambda_M = e_{\pm}\,\lambda$ und $Q'\,\lambda_a = Q\,\lambda$. Werden schließlich alle elektronischen Potentiale auf $r=\lambda$ bezogen, dann kann zwischen drei Arten derartiger Potentiale unterschieden werden. Zunächst gilt $\mathcal{L}(\lambda) \equiv (-6)\ -(2)-\ (+2)\ = \binom{2}{2} = (\pm(3,5))$ begrenzt durch

$V_{QQ'} \geqq \mathcal{L} \geqq V_{e'Q}$, ferner

$W(\lambda) \equiv (-6)\ -(2)-\ (+2)\ -(2)-\ (\pm 3)$ definiert in $V_D \leqq W \leqq V_W$ und $V(\lambda) \equiv (-6)\ -(2)-\ (+2)\ -(2)-\ (\pm 5)$ in $V_e \leqq V \leqq V_R$, wenn bei $r=\lambda=\text{const}$ die jeweiligen Ladungskomponenten variieren.

Als minimale Raumzeitkondensation ist das Elektron nicht nur durch die Protosimplexladung 1 aller Prototropen ausgezeichnet, sondern auch durch seine völlige zeitliche Stabilität, welche nur auf eine störungsfreie Zyklizität aller Kondensorflüsse seiner Kopplungsstruktur zurückgehen kann. Das Erhaltungsprinzip der elektrischen Ladung insbesondere fordert die

Stabilität der partiellen Kopplungsstruktur (-6) (+2) ($\pm$(3,5)), welche die Komponenten 177 des Ladungsfeldes bestimmt. Eine solche zeitliche Stabilität dieser partiellen Kopplungsstruktur bedeutet aber, daß die Varianten ihrer Kondensorflüsse (durch Anregungsprozesse) in ihrer Summe verschwinden müssen. Wegen der Entsprechungen zu $\Omega(\lambda)$, $W(\lambda)$ und $V(\lambda)$ kann dieses die Stabilität ausdrückende Variationsprinzip auch durch $\frac{\delta \Omega}{\Omega} + \frac{\delta W}{W} + \frac{\delta V}{V} = 0$ ausgedrückt werden, weil diese Variationen wegen λ = const solchen der Ladungsfeldkomponenten entsprechen, die wiederum ein unmittelbarer Ausdruck der zeitkondensierten partiellen Kopplungsstruktur des Elektrons sind. Da der Übergang von Variationen zu Differenzen $\delta \rightarrow \Delta$ grundsätzlich möglich ist, wird die zeitliche Stabilität auch ausgedrückt durch $\frac{\Delta \Omega}{\Omega} + \frac{\Delta W}{W} + \frac{\Delta V}{V} = 0$ und hierin kann der infinitesimale Limes in der Form

$$0 = \lim_{\Delta \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta \Omega}{\Omega} + \frac{\Delta W}{W} + \frac{\Delta V}{V}\right) = \frac{d \Omega}{\Omega} + \frac{d W}{W} + \frac{d V}{V}$$

durchgeführt werden, wobei λ = const. bleibt. Wegen $\frac{d x}{x} = d\ln x$ wird aber aus diesem Limes $0 = d\ln \Omega + d\ln W + d\ln V = d\ln (VW\Omega)$, was integrierbar ist. Mit den Definitionsbereichen für V,W und Ω liefert die Integration $\ln (V_R V_W V_{e'Q}) - \ln (V_e V_D V_{Q Q'}) = 0$, oder nach Potenzierung $V_R V_W V_{e'Q} = V_e V_D V_{QQ'}$, oder mit $4 \pi \varepsilon_o V_{(\,)} = e_{(\,)} e_{(\,)} f(\lambda)$ der Internkorrelation auch $e_R^2 e_W^2 e'_{\pm} Q = e_{\pm}^2 e_D^2 QQ'$ oder mit $e' = e_{\pm} \frac{\lambda}{\lambda_m}$ und $Q' = Q \frac{\lambda}{\lambda_a}$ auch $\frac{e_{\pm}}{\lambda_M} = \frac{Q}{\lambda_a} \left(\frac{e_{\pm} e_D}{e_R e_W}\right)$, was mit $Mc\lambda_M = h$, sowie $m_a c \lambda_a = h$ und $Q = 8 \varepsilon_{\pm} \sqrt{2}$ mit Gleichung 177 die Beziehung

$$M e_{\pm} = m_a \varepsilon_{\pm} \frac{\alpha}{\eta} \left(\frac{2(1-\sqrt{\eta})}{1+\sqrt{\eta}}\right)^2 \sqrt{2}$$

ergibt, wenn auch 177 a zur Substitution verwendet wird. Mit diesem Ergebnis kann wiederum in $m_e \varepsilon_{\pm} = m_a e_R - M e_{\pm}$ substituiert werden, was wegen $e_R = \varepsilon_{\pm} \sqrt{\eta}$ für die Elektronenmasse die korrigierte Darstellung $m_e = m_a \sqrt{\eta} \left(1 - \frac{\alpha}{\eta} \left(\frac{2(1-\sqrt{\eta})}{\eta(1+\sqrt{\eta})}\right)^2 \sqrt{2\eta}\right)$ liefert. Einsetzen von

$cm_a \eta s_o = 4\sqrt[4]{\pi}\ \sqrt[3]{\frac{3}{\eta}\pi s_o \gamma \hbar}\ \sqrt{\frac{ch}{3\gamma}}$ aus C VIII 4 ergibt dann explizit für die Masse des Elektrons

$$cm_e s_o = 4\sqrt[4]{\pi}\ \sqrt[3]{\frac{3}{\eta}\pi s_o \gamma \hbar}\ \sqrt{\frac{ch}{3\gamma}}\ (1-\vartheta(\frac{2(1-\sqrt{\eta})}{\eta(1+\sqrt{\eta})})^2\sqrt{2\eta}),\ s_o=1\ [m]\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ 177\ b\ .$$

Das Barineutrino ν_B aus C VIII 4 muß als neutrales Komplement zu $e_{\pm}$ aufgefaßt werden, so daß seine in C VIII 4 ebenfalls nur approximativ erfaßte Masse $m_B^{(a)}$ durch den gleichen Faktor zur wahren* des Barineutrinos

$$m_B = m_B^{(a)}\sqrt{\eta}\,(1-\vartheta(\frac{2(1-\sqrt{\eta})}{\eta(1+\sqrt{\eta})})^2\sqrt{2\eta}) \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 177\ c$$

zu korrigieren ist. Für das ebenfalls in C VIII 4 beschriebene Leptoneutrino enthält dagegen diese Korrektur, weil ν_L aus 126 die untere Grenze des Spektrums der c-Hermetrie darstellt und somit** zu ν_B keine Komplementarität hinsichtlich des $e_{\pm}$ aufweist. Eine numerische Untersuchung der Beziehung 177 b zeigt, daß keine Fehlerabweichung vom betreffenden Meßwert der Elektronenmasse vorliegt. Die entsprechende Untersuchung für ν_B ist nicht möglich, weil der empirische Vergleichswert für ν_B ebenso wenig bekannt ist wie für ν_L.

Die Beschreibung der Elementargrößen minimaler komplexer Kondensationen wäre vollständig, wenn es möglich wäre die magnetischen Spinmomente für ν_L, $e_{\pm}$ und ν_B nach 173 und 173 a zu ermitteln. Dies setzt jedoch*** generell eine Bestimmung der allgemeinen Referenzmasse voraus** ν_L insbesondere eine Kenntnis der Raumspinquantenzahl. Erst nach Feststellung dieser fehlenden Bestimmungsstücke können die Elementargrößen durch die magnetischen Spinmomente komplettiert werden.

* Masse

** im Gegensatz

*** und im Falle

K a p i t e l XI

S Y N M E T R O N I K D U R C H G Ä N G I G E R W E L T S T R U K T U R E N

1) D a s k o s m o l o g i s c h e P a r a d o x o n

Mit den offenbar exakten Beziehungen 177 a und 177 b kann das kosmologische Problem $A = \frac{\dot{D}}{D} \neq 0$ neu formuliert werden, weil h, μ_o, ε_o und γ nach 135 unter der im Momentanzustand des R_3 gültigen Approximation 134 a allein vom Dehnungszustand, also dem Durchmesser $D(t) < \infty$ des R_3 abhängen. Aus dem Bau der Beziehungen 177 a und 177 b ergibt sich die Einführung der beiden Zahlenfaktoren

$\eta \; a \; s_o = 4 \sqrt[4]{\pi} \sqrt[3]{\frac{3 s_o}{2\eta}} \sqrt{\frac{\eta}{6\pi}} \left(1 - \vartheta\left(\frac{2(1-\sqrt{\eta})}{\eta(1+\sqrt{\eta})}\right)^2 \sqrt{2\eta}\right)$ und

$4\pi^2 b = 3 \sqrt{\frac{\vartheta}{\pi}}$ mit $\vartheta = 5\eta + 2\sqrt{\eta} + 1$, wodurch $e_\pm$ und m_e die Formen $m_e = a \sqrt[3]{\gamma h} \sqrt{\frac{h}{c\gamma}}$ und $e_\pm = \pm b \sqrt{\frac{h}{R_-}}$ annehmen. Bezeichnen K_g und K_e die gravitative, bzw. die elektrostatische Wechselwirkungskraft zwischen zwei Elektronen im Abstand r, dann gilt für die Beträge $r^2 \, | K_g | = \gamma \, m_e^2$ und $4\pi\varepsilon_o r^2 \, | K_e | = e_\pm^2$. Für das Verhältnis W dieser beiden Wechselwirkungen folgt demnach

$W = | K_g | \; | K_e |^{-1} = 4\pi\varepsilon_o \gamma \left(\frac{m_e}{e_\pm}\right)^2$. Werden hierin $e_\pm$ und m_e eingesetzt, $c \, \varepsilon_o \, R_- = 1$ berücksichtigt und das Weltmetron $2\omega c^2 \tau = \gamma h$ mit $3\omega = 4c$ nach C VI eingeführt, dann ergibt sich für W die einfache Darstellung

$W = \frac{16}{3} \pi \sqrt[3]{3} \left(\frac{a}{b}\right)^2 \tau^{2/3}$. Dieses Verhältnis hängt also allein von τ ab oder nach 134 und 134 a wegen $D(\tau)$, bzw. $\tau(D)$ allein von D des R_3, derart, daß W mit wachsendem D abfällt, woraus geschlossen werden muß, daß W in einem früheren Weltalter wesentlich höher gewesen sein muß. Wenn dies aber in

früher liegenden Teilen der Somawelt so gewesen ist, dann muß die allgemeine Gravitationswirkung ebenfalls höher gewesen sein, was aber zur Folge haben müßte, daß die intrastellaren thermonuklearen Brennvorgänge intensiver gewesen sein müssen. Die Brennleistung stellarer Strukturen, muß also in diesen wesentlich früher liegenden R_3-Mannigfaltigkeiten ebenso wie die damit verbundene He-Produktion entsprechend höher gelegen haben. Tatsächlich wird im Momentanzustand des R_3 ein He-Überschuß beobachtet, der nur durch $W \sim \sqrt[3]{\tau^2}$ und $\tau(D)$ mit $\dot{D}(t) > 0$ verstanden werden kann. Ferner kann mit m_e die approximativ sphärische Oberfläche F des Elektrons wegen $2r_e=\lambda$ und $cm_e\lambda=h$ zu $F=4\pi r_e^2=\pi\lambda^2$ ermittelt werden. Nach C VI ist abe jede Fläche ein ganzzahliges Vielfaches des Metrons τ, so daß auch $F=N\tau$ gesetzt werden darf. Da nun die elektrischen Feldlinien von der Oberfläche der Ladung ausgehen, aber der Querschnitt einer solchen niemals τ unterschreiten kann, und das elektrostatische Feld nach der Synmetronik eine metronische Strukturierung des R_3 ist, bei welcher Hyper- und Gitterselektoren bei metronischen Spinorientierungen voneinander abweichen, muß N in $F=N\tau$ als Zahl der Feldlinien interpretiert werden. Der Vergleich mit $F=\pi\lambda^2$ liefert dann für diese Zahl der Feldlinien eines Elektrons $N=\pi\,\frac{\lambda^2}{\tau}$. Wird hierin $c\lambda m_e=h$ und $m_e=a\,\sqrt[3]{\gamma h}\,\sqrt{\frac{h}{c\,\gamma}}$ mit $2\omega c^2\tau=\gamma h$ eingesetzt, dann folgt für diese Zahl der Feldlinien $N\,\sqrt[3]{3}\;a^2=2\pi\tau^{-2/3}$. Es wird also nur $N\to\infty$ für $\tau\to 0$. Da aber im R_6 stets $\tau > 0$ ist, bleibt $N < \infty$, das heißt, die von einer beliebigen elektrischen Ladung ausgehende Zahl der Feldlinien ist wegen $\tau > 0$ stets begrenzt. Multiplikation von N mit W liefert wiederum eine kosmologische Konstante, welche ebenso wie α' aus 177a nicht durch $D(t)$ beeinflußt wird. Man erhält, wenn b^2 verwendet wird $NW=\frac{32}{3}\;\frac{16\pi^7}{9\mathfrak{Z}}$. Hierin ist nach 177 a aber $9\mathfrak{Z}=9\cdot(5\eta+2\sqrt{\eta}+1)=(2\pi)^5\;\alpha'=32\;\pi^5\;\alpha'$, also $3\alpha' NW=(4\pi)^2$, so daß NW als kosmologische Konstante direkt durch die andere kosmologische Konstante α' ausgedrückt wird. Diese deduzierten Sachverhalte hinsichtlich W und N werden zusammengefaßt in

$$3\,W = 16\,\pi\,(\frac{a}{b})^2\ \sqrt[3]{3\tau^2}\ ,\quad a^2\,N\,\sqrt[3]{3\tau^2} = 2\,\pi\ ,$$

$$3\,\alpha'\,N\,W = (4\pi)^2\ ..$$

178,

worin für die Zahlfaktoren a und b die Definitionen

$$\eta\,a\,s_o = 4\,\sqrt[4]{\pi}\ \sqrt[3]{\frac{3\,s_o}{2\,\eta}}\ \sqrt{\frac{\eta}{6\,\pi}}\ (1-\vartheta(\frac{2(1-\sqrt{\eta})}{\eta(1+\sqrt{\eta})})^2\ \sqrt{2\eta}),$$

$$4\,\pi^2\,b = 3\,\sqrt{\frac{\vartheta}{\pi}}\ ,\quad \vartheta = 5\eta + 2\,\sqrt{\eta} + 1 \qquad 178\,a$$

zu verwenden sind.

Die Beziehung 178 gestattet eine Neuformulierung des durch $A = \frac{\dot{D}}{D} \neq 0$ ausgedrückten kosmologischen Problems, welches zu einem Paradoxon wird, wenn die empirisch beobachtete Rotverschiebung der Linien λ extragalaktischer Spiralnebelspektren $z\,\lambda = \delta\,\lambda > o$ der empirischen Beziehung $c\,z = H\,s$ mit $H \approx 2{,}4\ 10^{-18}\ [sek^{-1}]$ und der Distanz s zwischen Beobachtungsort und Lichtquelle als Fluchtbewegung $v = H\,s$ im R_3 (verursacht durch $\dot{D} > 0$) interpretiert wird. Trifft nämlich $v = H\,s$ allein als Folge von $\dot{D} > 0$ zu, dann muß $A = H$ gelten, was mit $\dot{D} \leq w$ einen Widerspruch zu 134 a bildet, wenn $w \approx c$ gilt. Diese Paradoxie kann entweder gelöst werden durch $w \gg c$, also $\xi^2 + \eta^2 \gg o$ bei der kosmischen Bewegung oder aber durch $A \ll H$. Da in der R_6-Konstruktion immer $\cos\,\alpha_4 \neq 0$ die Architektureinheit $x_4 = s_{(2)}$ kennzeichnet und nach $\hat{C}$ immer $v < w$ bleibt, wäre für $w \gg c$ auch $v \gg c$ möglich, was aber wiederum ein Widerspruch i. B. auf die Empirie hinsichtlich $\hat{B}$ und $\hat{A}_-$ des R_4 bildet. Zur Lösung des kosmologischen Paradoxons wäre $A \ll H$ notwendig, während $A=H$ die Paradoxie ausdrückt. Nach der Beziehung 135 sind h, γ, ε_o und μ_o direkt durch D metrisiert, derart, daß

$$\varepsilon_o\,\gamma = \text{const.} \qquad (D)$$

unter der Voraussetzung von 134 a zur kosmologischen Konstante wird. Zur Untersuchung des kosmologischen Problems kann nach 178 das Verhältnis $\frac{W}{m_e}$ verwendet werden; denn wegen $\varepsilon_o\,\gamma = \text{const.}$ wird $W = 4\,\pi\,\varepsilon_o\,\gamma\,(\frac{m_e}{e_\pm})^2 \sim \varkappa^{-2}$, wenn zur Kürzung $\varkappa\ m_e = e_\pm$ verwendet wird. Dieses Verhältnis $\varkappa$ ist aber spektroskopisch und elektronenoszillographisch im Gegensatz zur Messung von γ ohne unbestimmbare Störparameter meßbar. Unter Verwendung von

177 a, sowie 177 b und 178 a, wird

$\varkappa = \pm \frac{b}{a} (\gamma h)^{-1/3} \sqrt{\frac{c\,\gamma}{R_-}} = \pm \frac{b}{a} (\gamma h)^{-1/3} \sqrt{\frac{\gamma}{\mu_o}} =$

$= \pm \frac{b}{a} \gamma^{1/6} h^{-1/3} \mu_o^{-1/2}$ oder zeitlich differenziert und auf $\varkappa$ bezogen $\frac{\dot{\varkappa}}{\varkappa} = \frac{1}{6} \frac{\dot{\gamma}}{\gamma} - \frac{1}{3} \frac{\dot{h}}{h} - \frac{1}{2} \frac{\dot{\mu}_o}{\mu_o}$. In dieser Beziehung kann aber mit 135 substituiert werden, was

$\frac{\dot{\varkappa}}{\varkappa} = (-\frac{13}{66} + \frac{8}{3\,3} + \frac{3}{2\,2}) \frac{\dot{D}}{D} = \frac{2}{1\,1} A$ liefert. In dieser Beziehung kann $\dot{\varkappa}$ als Differenzenquotient $\dot{\varkappa} \approx \frac{\Delta \varkappa}{\Delta t}$ angenähert werden so daß aus $11 \frac{\dot{\varkappa}}{\varkappa} = 2 A$ die Näherung $\Delta t \approx \frac{11 \Delta \varkappa}{2 \varkappa A}$ wird. Ist ε die Empfindlichkeitsschranke des für $\varkappa$ verwendeten Meßverfahrens, so daß ε als Gerätekonstante aufgefaßt werden mu dann folgt als Meßbarkeitsbedingung $\Delta \varkappa \geq \varepsilon$, was für die Zeit $\Delta t = t_b - t_a$ zwischen zwei Messungen a und b die Bedingung

$2 \varkappa A (t_b - t_a) \geq 11 \varepsilon$, $\varkappa m_e = e_{\pm}$, $D A = \mathring{D}$ 178 b

zur Folge hat. Der $\varkappa$-Wert wird aber empirisch bestimmt zu

$\varkappa = 1{,}758802854 \cdot 10^{11}$ [ampsec kg^{-1}], wobei ε bei 10^2 liegt. Unterstellt man die Interpretation $v = Hs$ der Rotverschiebung $c\,z = Hs$ als alleinige Auswirkung von $A \neq 0$, dann muß neben $A > 0$ auch $A = H \approx 2{,}4 \cdot 10^{-18}$ [sec^{-1}] gefordert werden. Wird dies zusammen mit ε und $\varkappa$ in 178b eingesetzt, dann folgt näherungsweise für die Zeit zwischen zwei Messungen

$t_b - t_a > 40$ [A], das heißt, nach mindestens 40 Jahren müßte eine Änderung von $\varkappa$ als Folge $A = H$ auftreten. Ein derartiges Phänomen kann jedoch nicht festgestellt werden, so daß $A = H$ und somit die Interpretation $v = H s$ der empirischen Rotverschiebung $z\,\lambda = \delta\,\lambda > 0$ falsch ist. Es bleibt demnach aufgrund 178 b empirisch $A \ll H$, so daß die Beziehung

$A \ll H$, $c\,z = H\,s$, $z\,\lambda = \delta\,\lambda > 0$ 179

das kosmologische Paradoxon auflöst. An Stelle dieser Paradoxie tritt nunmehr allerdings die Frage nach der wahren Natur von $c\,z = H\,s$ auf.

2.) O p t i s c h e R a u m s e g m e n t e

Die Beschreibung von $H \gg A$ kann aufgrund der Beziehung 100 und 100a aus C VI 1 mit $L\, m_o = M_o$ und $\gamma\, m^3 \varsigma = h^2$ versucht werden; denn wegen $g = d\,\frac{\varphi}{d\,r} = -\gamma\,\frac{M_o}{r^2}\,(1-\frac{r^2}{\varsigma^2})\,e^q$ wird $g \gtrless 0$ für $r \gtrless \varsigma$.

Es sei ein Massensystem C (Spiralnebelsystem) der Masse M_o und der Gravitationsgrenze ς gegeben, in welchem sich ein Beobachtungsort S im Abstand $s_o \gg o$ vom Gravitationszentrum von C befindet (S liege jedoch noch innerhalb ς), so daß $s_o < \varsigma$ gilt.

Soll eine Masse μ von S an einen Ort $S(\varsigma)$ auf $r = \varsigma$ gebracht werden, dann muß μ eine kinetische Energie erhalten, die dem Gravitationspotential des Feldes $g < 0$ zwischen ς und s_o entspricht. Wird jedoch μ in den Bereich $r > \varsigma$ gebracht, dann müßte nach der Beziehung (100) das Feld $g > 0$ (wegen $r > \varsigma$) die Masse μ von C fortbeschleunigen. Hierbei müßte aber μ einen ständigen Zuwachs an kinetischer Energie erhalten, der auf irgendeine Weise von C aufgebracht werden muß. Nimmt man dagegen an, daß $g > 0$ jenseits ς nur latent existiert, also in $r > \varsigma$ überhaupt keine radiale Beschleunigung $g > 0$ von C fortgerichtet bewirkt und $g > 0$ erst im Sinne einer Verzögerung wirksam wird, wenn μ aus $r > \varsigma$ dem System C genähert werden soll, dann entfällt diese Schwierigkeit. Jenseits ς wirkt unter dieser Voraussetzung auf μ also keine abstoßende Beschleunigung, doch muß Energie aufgewendet werden, wenn μ aus $r > \varsigma$ dem Massensystem genähert werden soll. Mit dieser Annahme kann man offenbar im Fall eines statischen oder quasistatischen Universums die beobachtete Rotverschiebung extragalaktischer Spiralnebelspektren mit Gleichung (100) verständlich machen. Neben dem Massensystem C existiere in einem hinreichend großen Abstand ein weiteres System C' der Masse M'_o mit ς'. Im Abstand $s'_o \gg 0$ vom Gravitationszentrum des C' (auch hier sei $s'_o < \varsigma'$), befinde sich ebenfalls ein Ort S', von welchem Photonen der Energie $E = h\nu$, also der Wellenlänge $\lambda\nu = c$ emittiert werden. Die

Distanz zwischen ς (C) und ς' (C') sei $s \gg \varsigma$, während $\varsigma \approx \varsigma'$ (zumindest in der Größenordnung) sei. Der gradlinige Weg des in S' emittierten Photons zum Empfangsort S ist also $\varsigma' - s'_o + s + \varsigma - s_o$. Das Photon $E = h\nu$ habe nach $m c^2 = E$ die Feldmasse m. Ganz allgemein gilt das energetische Gravitationspotential $V = -\mu \int \bar{g}\, d\bar{r}$, wenn Vektor g auf eine Masse μ einwirkt.

Nach der Emission bei S' (C') läuft das Photon von s'_o nach ς' und verliert hierbei die Feldmasse $\delta' m$, weil im g'-Feld das Potential $V' = -(m-\delta' m) \int_{s'_o}^{\varsigma'} \bar{g}'\, d\bar{r}'$ mit $g' < 0$ überwunden werden muß. Jenseits ς' wirkt nach der oben aufgeführten Annahme C' nicht mehr auf das in $r' > \varsigma'$ laufende Photon, wohl aber C im Sinne eines weiteren Verlustes von Feldmasse δm längs der Strecke s zwischen ς' und ς. Hier ist das Potential des g-Feldes von C mit $g > 0$ zu überwinden, welches gegeben ist durch $V = -(m-\delta' m-\delta m) \int_{s}^{\varsigma} \bar{g}\, d\bar{r}$. Das letzte Wegstück von ς zum Empfangsort S (C), also $\varsigma - s_o$ hat in Analogie zum ''freien Fall'' einen Energiegewinn des Photons zur Folge, so daß die Feldmasse um $\delta_1 m$ anwächst, also $V_1 = (m-\delta' m - \delta m + \delta_1 m) \int_{\varsigma}^{s_o} \bar{g}\, d\bar{r}$ mit $g < 0$ gilt. Die Potentiale V', V und V_1 müssen durch Variationen der Photonenenergie gedeckt werden. Offenbar bedeuten $V' = \delta' E$ und $V = \delta E$ Energieverluste des Photons und $V_1 = -\delta_1 E$ einen Energiegewinn. Werden diese Energievariationen in die drei Beziehungen eingesetzt und mit c^2 multipliziert, dann ergeben sich wegen $E = m c^2$ die Beziehungen $-\delta' E c^2 = (E-\delta' E) \int_{s'_o}^{\varsigma'} \bar{g}'\, d\bar{r}'$, sowie

$$-\delta E c^2 = (E-\delta' E-\delta E) \int_{s}^{\varsigma} \bar{g}\, d\bar{r}$$

und

$$\delta_1 E c^2 = -(E-\delta' E - \delta E + \delta_1 E) \int_{\varsigma}^{s_o} \bar{g}\, d\bar{r}.$$

Addition dieser drei Energievariationen liefert die Gesamtvariation

$$c^2 (\delta_1 E-\delta' E - \delta E) = (E-\delta' E) \int_{s'_o}^{\varsigma'} \bar{g}'\, d\bar{r}' + (E-\delta' E-\delta E) \int_{s}^{\varsigma} \bar{g}\, d\bar{r} -$$

$$- (E-\delta' E-\delta E + \delta_1 E) \int_{\varsigma}^{s_o} \bar{g}\, d\bar{r}\ .$$

Diese Beziehung kann aber durch $(E - \delta' E - \delta E + \delta_1 E)$ dividiert werden. Da auf jeden Fall $|\delta_1 E| \ll |E-\delta' E-\delta E|$ und

$|\delta_1 E-\delta E| \ll |E-\delta' E|$ bleibt, gilt in guter Näherung $(E-\delta' E)(E-\delta' E-\delta E+\delta_1 E)^{-1} \approx 1$ und $(E-\delta' E-\delta E)(E-\delta' E-\delta E+\delta_1 E)^{-1} \approx 1$. Dies bedeutet aber $c^2(\delta_1 E-\delta' E-\delta E)(E-\delta' E-\delta E+\delta_1 E)^{-1} \approx \int_{s}^{\varrho'} \bar{g}' d\bar{r}' + \int_{s}^{\varrho} \bar{g} d\bar{r} - \int_{\varrho}^{s_o} \bar{g} d\bar{r} = K$. (Es sei K eine Kürzung) und hierin ist zu berücksichtigen, daß für den Lichtweg $\cos(\bar{g}', \bar{r}') = -1$ zwischen s_o' und ϱ', sowie $\cos(\bar{g}, \bar{r}) = -1$ zwischen s und ϱ wegen $g > 0$, aber $\cos(\bar{g}, \bar{r}) = +1$ zwischen ϱ und s_o gilt. Damit wird aber $K = \int_{\varrho}^{s} g dr - \int_{s_o'}^{\varrho'} g' dr' - \int_{\varrho}^{s_o} g dr = \varphi(s) - \varphi(\varrho) - \varphi'(\varrho') + \varphi'(s_o') - \varphi(s_o) + \varphi(\varrho) =$ $= \varphi(s) + \varphi'(s_o') - \varphi(s_o)$, weil stets $d\varphi = g dr$ und $\varphi(\varrho) = \varphi'(\varrho') = 0$ ist. Es kommt nunmehr darauf an φ zu eliminieren. Die Beziehung 100 enthält $\varphi(r)$ nur implizit, doch kann eine unbekannte stetige Ortsfunktion $f(r)$ definiert werden, für welche an der Oberfläche $r = r_o$ der gravitativen Feldquelle $f(r_o) = 1$ gilt. Mit dieser Funktion kann dann $\varphi(r) = \frac{\gamma M_o}{r} f(r)(1-\frac{r}{\varrho})^2$ geschrieben werden, wobei jedoch $f(\varrho) = 0$ bleiben darf. Aus der Beziehung 100 folgt mit $q = 1-\sqrt{1-\frac{3\varphi}{8c^2}}$ oder $\frac{3\varphi}{8c^2} = 1-(1-q)^2 = q(2-q)$ auch

$$qe^{-q} = \frac{3\gamma M_o}{16 c^2 r}(1-\frac{r}{\varrho})^2 = \frac{1}{f}(\frac{3\varphi}{8c^2}) = \frac{q}{2f}(2-q), \text{ also } f(r) = \frac{1}{2}(2-q)\,e^q,$$

was in $r\varphi = \gamma M_o f(1-\frac{r}{\varrho})^2$ eingesetzt $2r\varphi = \gamma M_o (1-\frac{r}{\varrho})^2 (2-q)e^q$ liefert. Hiermit kann aber K approximativ erfaßt werden; denn für $\varphi \ll 2\omega c$ (hier ist wieder $3\omega = 4c$) kann offenbar $q \approx 0$ gesetzt werden, was für $\varphi'(s_o')$ und $\varphi(s_o)$ zutrifft, weil s_o und s_o' innerhalb der Grenzen ϱ oder ϱ' liegen. Im Fall $s \gg \varrho$ in $\varphi(s)$ nähert φ sich dem Wert $2\omega c$, so daß hier $q \approx 1$ zu setzen ist. Da zugleich $s \gg \varrho$ gilt, wird außerdem $(1-\frac{s}{\varrho})^2 \approx \frac{s^2}{\varrho^2}$, also $\varphi'(s_o') - \varphi(s_o) \approx \gamma \frac{M_o'}{s_o'}(1-\frac{s_o}{\varrho'})^2 -$

$- \gamma \frac{M_o}{s_o}(1-\frac{s_o}{\varrho})^2$ und $\varphi(s) \approx \frac{1}{2}\gamma e \frac{M_o}{s}(1-\frac{s}{\varrho})^2 \approx c^2 Bs$, wenn zur Kürzung $2c^2 \varrho^2 B = e\gamma M_o$ verwendet wird. Aus der Darstellung $\varphi'(s_o') - \varphi(s_o)$ geht sofort $|\varphi'(s_o') - \varphi(s_o)| \ll c^2 Bs$ hervor, so daß $K \approx c^2 Bs$ gesetzt werden kann. Diese Vernachlässigung hat aber für die Energievariationen unmittelbar $|\delta_1 E-\delta' E| \ll |\delta E|$ und somit $(\delta_1 E-\delta' E-\delta E)(E+\delta_1 E-\delta' E-\delta E)^{-1} \approx -\delta E (E-\delta E)^{-1}$ oder $K \approx -c^2 \delta E (E-\delta E)^{-1}$ zur Folge, was im Vergleich $-\delta E(E-\delta E)^{-1} \approx Bs$ ergibt. δE des in C' emittierten Photons $E = h\nu = c\frac{h}{\lambda}$ hängt

also allein von den Eigenschaften $B=B_C$ des Empfangssystems C ab. Für die Energievariation folt, wenn $z\lambda=\delta\lambda$ gesetzt wird $\delta E=ch\delta\,(1/\lambda)= - h\,\gamma\, z_C = - Ez_C$, wobei sich die Indizierung C auf das Empfangssystem C bezieht. Für die Linienverschiebung gilt also nach Einsetzen von δE die Beziehung $z_C(1+z_C)^{-1}\approx B_C s$ mit $2c^2\,\varsigma^2 B_C = e\gamma M_o$. Die Systemkonstante $B_C > 0$ bedingt offenbar $z_C = B_C\, s\,(1-B_C s)^{-1} > 0$, also auch $\delta\lambda > 0$, so daß die durch $g > 0$ bedingte Linienverschiebung eines Photons aus $s \gg \varsigma$ nur eine Rotverschiebung sein kann. z_C bezieht sich jedoch nur auf das Massensystem C der Masse M_o. Wegen der anfangs gemachten Latenzforderung für $g>0$ müssen jedoch sämtliche Massen wirksam sein, welche außerhalb C in einem Zylindervolumen liegen, in dessen Achse das beobachtete Photon läuft, und dessen Querschnitt mit dem attraktiven Wirkungsquerschnitt $\pi\varsigma^2$ des Systems C identisch ist, wobei der Mittelpunkt dieses Zylinders mit dem Gravitationszentrum von C zusammenfällt, so daß sich die Zylinderhöhe y in die beiden Halbräume oberhalb und unterhalb des Querschnittes $\pi\varsigma^2$ erstreckt. Für das gesamte Zylindervolumen gilt dann $V_w=2\pi\,\varsigma^2\,y$ derart, daß die gesamte in V_w enthaltene Masse $M_o'' \gg M_o$ im Sinne $\delta\lambda > 0$ wirkt. Mit $2c^2\,\varsigma^2 B=e\gamma M_o''$, also $B \gg B_C$ folgt dann für die gesamte Rotverschiebung $z \approx Bs\,(1-Bs)^{-1}$, worin nun noch M_o'' zu bestimmen ist. Es sei σ die Massendichte im physischen R_3, so daß sich für irgendeine Masse $M=\sigma V$ in einem hinreichend großen R_3-Volumen V ergibt. Dies bedeutet aber für die wirksame Masse $M_o''=\sigma\, V_w = 2\pi\,\varsigma^2\,\sigma\, y$, worin y eine Maximaldistanz $s_{max}=y$ ist. Nach $z \approx B\, s\,(1-Bs)^{-1}$ ist aber eine solche Maximaldistanz durch $1- By=0$ gegeben, weil für $s=y$ die Rotverschiebung zu $z \to \infty$ divergiert, so daß y eine optische Grenze ist. Einsetzen von $y=\frac{1}{B}$ und M_o'' in B liefert dann $cB=\sqrt{\pi e\gamma\sigma}$, so daß nunmehr B quantitativ auf σ reduziert wurde. Dieser Sachverhalt einer durch Gleichung 100 bedingten Rotverschiebung wird zusammengefaßt in

$$z \approx B\, s\,(1-Bs)^{-1} > o,\quad c\,B = \sqrt{\pi e\gamma\sigma}\ ,$$

$$s \gg \varsigma\ ,\ \gamma\, m'\,\varsigma = h^2,\quad z\,\lambda = \delta\,\lambda \qquad 180.$$

Nunmehr kommt es darauf an, die Konstante B zu interpre-

tieren. Im Fall hinreichend kleiner Distanzen $s > \varsigma$ sei $B\,s \ll 1$, so daß für z die Linearität $z \approx B\,s$ gilt. Wird nun z in der nach 179 nicht zulässigen Form durch eine radiale Fluchtbewegung v der kosmischen Objekte im R_3 interpretiert, dann gilt $c\,z = v$, also $v \approx c\,B\,s$, was mit der empirischen Beziehung $v \approx Hs$ verglichen $H \approx cB$ liefert, was aber eine durch

$$H \approx \sqrt{\pi e \gamma \sigma} \qquad 180\,a$$

ausgedrückte Darstellung der Konstante H ist, durch welche empirisch die dispersionsfreie Rotverschiebung aller Spektrallinien dargestellt wird. B ist also ebenfalls als eine derartige Konstante der Rotverschiebung aufzufassen, welche auf die Beziehung 100 zurückgeht. Tatsächlich ist die zur Interpretation 180 a führende Linearität nur die Approximation von 180, woraus hervorgeht, daß es im Bereich $s \gg \varsigma$ eine Grenze $s = y$ geben muß für welche wegen $1-By=0$ die Rotverschiebung $z \to +\infty$ eine optische Wahrnehmbarkeitsgrenze photonischer Signale hinsichtlich $S\,(s_o)$ in C setzt. $s' > y$ hätte wegen $Bs' > 1$ eine Blauverschiebung $z < 0$ zur Folge, welche aber hinsichtlich S irrelevant bleibt, weil $s' \to y$ auch $z \to -\infty$ zur Folge haben müßte, was dann in $z \to +\infty$ umspringt, so daß eine räumliche Schranke optischer Signale bestimmt durch $1-By=0$, also

$$y\sqrt{\pi e \gamma \sigma} \approx c \qquad 181$$

in Bezug auf den Beobachtungsort $S\,(C)$ im R_3 vorliegt. Das gravitative Strukturfeld verursacht durch $\sigma > 0$ bedingt, also neben $B > 0$ eine Aufteilung des R_3 in optische Raumsegmente vom Radius $y < \infty$. Erst für $\sigma \to 0$ würde $B=0$ und $y \to \infty$ wenn für den R_3 auch $D \to \infty$ divergent wäre. Aus 181 folgt numerisch, daß selbst für einen stark unterschätzten σ-Wert im Vergleich mit 134 a immer $2y \ll D$ bleibt, und andererseits photonische Signale nur aus $s < y$ empfangen werden können. Nach

$$s < y,\ 2\,y \ll D \qquad 181\,a$$

wird also der physische R_3 vom Durchmesser $D < \infty$ durch das gravitative Strukturfeld $\sigma > 0$ in eine große Zahl relativer

optischer Raumsegmente aufgeteilt, wobei sich $2y \ll D$ und $s < y$ stets auf den relativen Beobachtungsort im R_3 bezieht. Schließlich wird die Infrastruktur eines solchen optischen Raumsegmentes durch die attraktiven Wirkungsradien ς der makromaren Massensysteme bestimmt, derart, daß $z > 0$ nur für $s > \varsigma$, aber für $s \leq \varsigma$ stets $z=0$ für den statischen z-Anteil gilt, was sich mit der Empirie der Rotverschiebung deckt. Die Existenz dieser Vakuolen der Rotverschiebung wird demnach ausgedrückt durch

$$s \leq \varsigma, \quad z = 0, \quad \varsigma < s < y, \quad z > 0,$$

$$s \to y, \quad z \to +\infty \qquad \text{181 b,}$$

wodurch auch die Natur des Radius y eines solchen Raumsegmentes zum Ausdruck gebracht wird.

Ein Argument gegen diese statische Beschreibung wäre die Möglichkeit, daß die hypothetische Latenzforderung für $g > 0$ in $r > \varsigma$ nicht erfüllt wird, so daß ein dynamisches Modell gegeben ist. In diesem Fall müßte $g > 0$ eine reale Radialbewegung $v = \frac{dr}{dt}$ der Systeme zueinander verursachen. Es gilt dann $d\,v = g\,d\,t = \frac{g}{v}\,dr = \frac{d\varphi}{v}$ oder $d\,v^2 = 2\,d\,\varphi$. Längs $\varsigma \leq r \leq s$ integriert liefert dies $v^2 - v^2(\varsigma) = 2\,\varphi(s) - 2\,\varphi(\varsigma) = 2\,\varphi(s)$ wegen $\varphi(\varsigma) = 0$. Ohne Einschränkung der Allgemeinheit kann für den Anfangswert $v(\varsigma) \ll v$ gesetzt werden, so daß. mit $v^2 = 2\,\varphi(s)$ zu rechnen ist. Es ist $2\,s\,\varphi = \gamma\,M_o\,(1-\frac{s}{\varsigma})^2\,(2-q)\,e^q$ und hierin kann für $s \gg \varsigma$ immer $q \approx 1$, also $v^2 = \frac{e\gamma M_o}{\varsigma^2}\,s$ gesetzt werden. Wegen der fehlenden Latenzforderung gilt hier für das $M_o = \sigma\,V_w$ bestimmende Zylindervolumen $V_w = \pi\,\varsigma^2\,s$, also $v^2 = \pi e\gamma\sigma s^2$ oder $v = Hs$. Diese Radialbewegung muß aber einen Dopplereffekt verursachen, der eine spektrale Rotverschiebung $z = \frac{v}{c} > 0$ bewirkt, weil v wegen $g > 0$ nur als radiale Fluchtbewegung erscheinen kann. Einsetzen liefert also $z = B\,s$ und $v = c\,B\,s$. Schließlich wird $s_{max} = y < \infty$ bei $v = c$ erreicht, derart, daß dieses dynamische Modell in seinem Aussagewert nicht über das statische Modell hinausgeht, sondern von diesem hinsichtlich seiner Aussagen impliziert wird, weil $z = B\,s$ für $B\,s \ll 1$ aus

$z = B\,s\,(1-Bs)^{-1}$ approximativ hervorgeht. In $v=cBs$ wird $s=y$ nur für $v=c$ erreicht. Empirisch werden aber alle Spiralnebelsysteme durch die Hermetriestruktur c und d bestimmt, deren Ponderabilität aber $v=c$ in y zu einem Widerspruch hinsichtlich $\hat{A}_-$ und auch $\hat{\underline{C}}$ werden läßt. Andererseits muß aber $y < \infty$ sein, weil nur auf diese Weise die empirische Helligkeitsdifferenz zwischen Tag - und Nachthimmel verständlich wird. Dieser Widerspruch hinsichtlich der Invarianznotwendigkeit gegen $\hat{\underline{C}}$ bedeutet, daß zur Beschreibung von $H \gg A$ als Lösung des kosmologischen Paradoxons nur das statische Bild optischer Raumsegmente in Betracht kommt. Das kosmologische Paradoxon, welches durch die Beziehung 179 gelöst wurde, und damit das Problem der H-Konstante aufwarf, konnte also durch die Beziehungen 180 bis 181 b über die Gleichung 100 zu einer einfachen Beschreibung der makromaren gravitativ bedingten R_3 -Struktur führen. Eine quantitative Untersuchung hinsichtlich H und y wird erst dann möglich, wenn es gelingt, σ mindestens im beobachtbaren optischen Raumsegment des R_3 eindeutig zu ermitteln.

3.) Magnetonen und Grenzen der kosmischen Bewegung.

Das durch Gleichung 179 aufgeworfene kosmologische Problem wurde zwar hinsichtlich H durch die Beziehungen 180 bis 181 b statisch gelöst, derart, daß $DA = \dot{D}$ mit $D(\tau)=D(t)$ für die beobachtete Rotverschiebung H wegen $A \ll H$ nicht relevant ist. Empirisch wäre ein statisches Universum mit $\dot{D}=0$ und ein unendlicher R_3 mit $D \to \infty$, also $A=0$ mit 179 verträglich, doch gilt ${}^2\overline{g}\,(x_k)_1^6 \neq {}^2\overline{E}$ als Strukturfeld auch im R_3, der durch den Raumabschnitt des Strukturtensors nichteuklidisch gekrümmt ist, was $D < \infty$ und die Grenzenlosigkeit erzwingt. Andererseits folgt für die Richtungswinkel der Weltlinientangenten im Fall $v=\dot{\varepsilon}=\dot{\eta}=0$ immer $\cos^2 \alpha_4=1$, aber $\cos \alpha_k=0$ für alle $k\neq4$, so daß die kosmische Bewegung des R_3 längs $x_4=ict \perp R_3$ und im Fall $\dot{\varepsilon}^2+\dot{\eta}^2=0$ allgemein mit $w=c$ erfolgt. Dieser Befund zusammen mit der nichteuklidischen Weltstruktur

und $D \prec \infty$ des R_3 bedingt demnach $\dot{D} \neq 0$ und $A \neq 0$. Der R_3 des Universums kann jedoch wegen $D \gg y$ als quasiunendlich und wegen $A \ll H$ als quasistatisch aufgefaßt werden. Es ist $D=2R$ und $\dot{R}=\pm w \approx \pm c$, also $A \approx \pm 2\frac{c}{D}$, so daß die durch A bedingte Linienverschiebung auch eine Blauverschiebung $z' \prec 0$ im Fall $A \prec 0$ sein kann, welche sich der durch H bedingten Rotverschiebung z zu $z+z' \approx z$ wegen $|z'| \ll z$ nicht relevant überlagert. Zwar ist der R_3 wegen $D \gg 2y$ in eine sehr große Zahl optischer Raumsegmente unterteilt, von denen jedes durch einen H-Wert bestimmt wird, die aber alle dem A-Prozeß der kosmischen Bewegung unterworfen sind. Aus diesem Grunde wird 135 nur durch A, nicht aber durch $H \gg |A|$ verursacht.

Die Beziehung 135 zeigt zwar, daß die empirischen Elementarkonstanten ε_0, μ_0, h und γ direkt durch D(t) metrisierbar und alle Frequenzen und Massen vom Weltalter abhängen, doch muß es nach 136 d eine kritische Wellenlänge λ_k geben, bei welcher die gravitativ bedingte Rotverschiebung wegen $\omega > c$ stets durch die D-bedingte Blauverschiebung kompensiert wird. Die mit λ_k nach $c\lambda_k m_k = h$ verknüpfte Masse ist demnach eine vom Weltalter und dem momentanen R_3-Zustand unabhängige Referenzmasse $m_k=m_R$. Man erhält nach 136 d für diese Referenzmasse $m_R=\frac{h}{c}\sqrt[3]{\frac{2A}{c\tau}}$, woraus hervorgeht, daß $A \succ 0$ sein muß, wenn $m_R^3 > 0$ sich algebraisch so verhalten soll wie jede Trägheitsmasse. Dieses Verhalten $m_R^3 \succ 0$ muß aber von einer Referenzmasse gefordert werden, wenn für sämtliche $m \succ m_R$ des R_3 wegen $\dot{\varrho} > 0$ immer $m^3 > 0$ gilt. $A \succ 0$ bedeutet aber wegen $\dot{D} > 0$ eine Expansion des R_3 als Folge der kosmischen Bewegung. Einsetzen von $DA=2c$ und $2\omega c^2\tau=\gamma h$ mit $3\omega=4c$ in $m_k=m_R$ ergibt für diese Referenzmasse $m_R=4h(6\gamma hD)^{-1/3}$. Mit der Näherung 134 a wird sofort deutlich, daß $m_R \ll m_L \prec m_e \prec m_B$ gilt, wenn m_{LB} die Massen des Lepto- und Baryneutrinos kennzeichnen. Aus diesem Grunde muß $q=0$ die elektrische Neutralität von m_R kennzeichnen, wenn m_R ponderabel wäre, weil $m_e \gg m_R$ die untere Schranke für $q > 0$ von 126 darstellt. m_R ist demnach als Referenzmasse diejenige eines Referenzneutrinos ν_R (dessen Antistruktur $\underline{\nu}_R$ ist) welches auf keinen Fall wegen $q=0$ eine d-Struktur sein kann und als kosmologische Referenzgröße weit unter der unteren Schranke des Massenspektrums 126 liegt. Während

das Elektron vom Isomorphiespin s=1/2 mit dem Baryneutrino $\gamma_B(s=\frac{1}{2})$ mit dem Isospin I=2 das Elektronendoublett bildet, existieren nunmehr mit subelektronischen Massen das Lepto- und Referenzneutrino γ_{LR}, welche ein Neutrinodoublett darstellen, wenn jedem dieser Neutrinos s=1/2 zugeordnet würde. Ebenso wie zu jedem Multiplett ein Antimultiplett gehört, bildet $(e_+, \underline{\gamma}_B)$ das Antielektronendoublett mit dem Positron e_+ zum Elektronendoublett (e_-, γ_B), so daß es auch zum eventuellen Neutrinodoublett*$(\underline{\gamma}_L, \gamma_R)$ geben muß. Unter der Voraussetzung s= 1/2 und der Ponderabilität für γ_R kann das Referenzneutrino auch keine b-Struktur sein, weil die Zeitkondensationen als Tensorterme keinen definierten Imaginärteil des Stratonspins tragen. Für das Referenzneutrino kommen also nur die Hermetrieformen a oder c in Betracht. Insgesamt wird also dieses kosmologische Referenzneutrino der kosmischen Bewegung beschrieben durch

$$m_R \cdot \sqrt[3]{6\gamma hD} = 4h, \quad m_R \ll m_L < m_e < m_B,$$

$$q_R \doteq 0, \quad x_R \equiv (a,c) \qquad 182.$$

Bei der Untersuchung des intermittierenden $\beta_{\pm}$ -Zerfalls der c -und d -Strukturen aus C VIII 4 wies das kontinuierliche $\beta_{\pm}$ -Spektrum empirisch auf die simultane β_0 -Emission eines Neutrinos hin, welches zugleich wegen der notwendigen Erhaltung des Raumspins gefordert werden muß. Die untere Schranke des kontinuierlichen β -Spektrums beim Mesonenzerfall zeigt, daß die simultane β_0 -Strahlung aus Neutrinos oder Antineutrinos bestehen kann, deren Massen mit m_e vergleichbar sind. Die untere Schranke des $\beta_{\pm}$ -Spektrums bei Transmutationen innerhalb des Nukleonendoubletts liegt dagegen derart tief, daß die Masse der emittierten Neutrinos weit unter m_e liegen muß. Der β -Zerfall gewisser Mesonen kann also von einer γ_L- oder γ_B -Strahlung begleitet werden, während der β -Ubergang innerhalb des Nukleonendoubletts auf jeden Fall von einer γ -Strahlung begleitet wird, die auf ein sehr leichtes Neutrino zurückgeht. Aufgrund dieses Sachverhaltes wird es nunmehr möglich, unter Verwendung von 126 die Massenschranke ponderabler Terme zu präzisieren, welche noch zu einem β -Zerfall fähig sind. Kommt es zum intermittierenden Zerfall des Terms m=m (n) aus 126 in die

*(γ_L, γ_R) das Antineutrinodoublett

komplementäre Struktur $m(n,q)$, dann muß aufgrund der Erhaltung des Raumspins mit jedem der $q > 0$ Elektronen $\beta_{\pm}$ (m_e) irgendein γ_x -Quant mit m_x emittiert werden, wenn x^{-} die möglichen Neutrinoformen indiziert. Setzt man $\eta_q \sqrt[4]{4q^4+\pi^4} = \pi$, dann muß also für die Intermission

$$q(m_e+m_x) \leq m(m)-m(n,q) = \mu(2n-1)^{-1/2} \sqrt[4]{2n} - \mu (2n-1)^{-1/2} \sqrt[4]{2n}\ \eta_q =$$
$$= \mu(2n-1)^{-1/2} \sqrt[4]{2n}\ (1-\eta_q) = m (1-\eta_q)$$

oder $m \geq q (m_e+m_x) (1-\eta_q)^{-1}$ als Massenschranke des β-Zerfalls gelten, wenn 126 verwendet wird. Im allgemeinen gilt $q=1$ und $\eta_q=\eta$ für die empirisch beobachtbaren β -Prozesse. Da ferner $(1-\eta)^{-1} \approx 101$ gilt, folgt für den einfachen β-Zerfall $m \geq 101\ (m_e+m_x)$. Handelt es sich nun um einen β-Prozeß mit einer γ_R -Strahlung, dann wird $x=R$ und $m_R \ll m_e$, so daß $m_e+m_R \approx m_e$ nach 182 approximiert werden darf. In diesem Fall wird also $m \geq 101\ m_e$, was bereits approximativ in C VIII 4 aufgefunden wurde und durch die Empirie des möglicherweise von γ_R begleiteten β-Zerfalls der c - und d -Terme bestätigt wird. Handelt es sich dagegen um einen von γ_L oder γ_B begleiteten β -Zerfall, dann wird $x=L$ oder $x=B$, also $m_x \approx m_e$ und $m_e+m_x \approx 2\ m_e$. Als Massenschranke für c- und d-Strukturen deren β -Zerfall von einer γ_L - oder γ_B-Strahlung begleitet wird, folgt also die ebenfalls empirisch bestätigte Beziehung $m \geq 202\ m_e$ für $q=1$. Aus der Darstellung 182 des Referenzneutrinos folgt also eine präzise Darstellung

$$m \geq q\ (m_e+m_x)\ (1-\eta_q)^{-1}, \qquad \eta_q \sqrt[4]{4q^4+\pi^4} = \pi,$$

$$q \geq 1, \qquad x \equiv (RLB) \qquad 183$$

für die untere Massenschranke des intermittierenden β-Zerfalls, der stets von einer γ_x -Strahlung begleitet wird. Ob tatsächlich γ_R als eine den β-Prozeß begleitende c-Hermetrie verstanden werden kann, ist erst dann eindeutig, wenn eine Synmetronik der Internstrukturierungen aller Terme aus 126 gegeben ist. Für die Identität $\gamma_R = \gamma_\beta$ des β-Neutrinos spricht die Tatsache, daß ein Neutrino mit halbzahligem Raumspin gebraucht wird, dessen Masse wesentlich unter γ_L liegt. Andererseits ist die zu 183 führende

Untersuchung spekulativ, weil γ_R eine Rotverschiebung durch $\omega - c > 0$ der Zeitkondensationen erfahren müßte, welche durch die Blauverschiebung des A-Prozesses kompensiert wird. Ferner zeigt eine Abschätzung von m_R nach 182 und der Näherung $D(\tau)$, daß zwar $m_R \ll m_L$ erfüllt ist, aber m_R wesentlich tiefer liegt als nach der unteren Schranke des kontinuierlichen β-Spektrums empirisch zu erwarten wäre. Zwar bietet sich hypothetisch $\gamma_R = \gamma_\beta$ an, doch muß der spekulative Charakter von 183 hinsichtlich γ_R eingeschränkt werden durch

$$m_R \leqq m_\beta \ll m_L \qquad 183\,a.$$

Eine exakte Entscheidung über $\gamma_R = \gamma_\beta$ oder $\gamma_R \neq \gamma_\beta$ wird erst möglich, wenn die Internstrukturierungen aller Hermetrieterme bekannt sind. Für den Fall $\gamma_R = \gamma_\beta$ müßte der durch die Referenzeigenschaft bedingte zeitliche Energieverlust (kompensiert durch den A-Prozeß) des γ_R als c-Struktur transparent werden. Ist dagegen $\gamma_R \neq \gamma_\beta$, dann muß das β-Neutrino als c-Term synmetronisch verständlich werden. Auf jeden Fall ist γ_R eine reale Masse $m_R > 0$ für welche $m_R^3 > 0$ und somit $A > 0$ wegen 136 d gelten muß, was auch $\dot{D} = +2w > 0$ als Expansion des R_3 kennzeichnet. Aus 182 und 183 folgt also die Entscheidung

$$A > 0,\ \dot{D} = 2w > 0,\ w \approx c \qquad 183\,b$$

in Bezug auf die momentane Phase der kosmischen Bewegung, welche nach 183b einer Expansion des R_3 entspricht, so daß der momentane R_3 zeitlich dem Weltenursprung näher liegt als dem Weltende.

Eine andere Konsequenz aus 182 ist eine Weiterführung der Untersuchungen hinsichtlich des magnetischen Momentes nach 173 b; denn die notwendige Referenzmasse kann nunmehr durch 182 und 184a angegeben werden. $\overline{M} = p\overline{\mu}$ mit $2J = p$ ist gemäß $\overline{M} = \overline{O}$ nur dann meßbar, wenn $p > 0$ gilt, so daß die Untersuchung des jeweiligen Magnetons $|\overline{\mu}| = \mu$ sich nur auf nicht spinfreie Terme $p > 0$ zu erstrecken hat. Ob es sich bei diesen Termen um eine d-Struktur mit $q > 0$ oder um die Hermetrieform c mit $q = 0$ handelt, hängt in 173 b vom Verhalten des Integrals ab; denn $\int \frac{dQ}{m} \neq 0$ kennzeichnet $q > 0$, während sein Verschwinden mit $q = 0$ die c-Struktur charakterisiert. Nach der Empirie des elektromagnetischen Feldes aus B II müßte $\mu > 0$ immer auf das Ladungsfeld

einer d-Struktur mit $p>0$ zurückgehen. Wird jedoch in 173 b eine nicht spinfreie p-Struktur mit $\int \frac{d\,Q}{m} = 0$, aber $m > m_R$ unterstellt, dann ergibt sich trotzdem ein Magneton $\mu_c = \frac{\hbar}{c}\sqrt{3\gamma\mu_0}\ \ln(\frac{m}{m_R}) > 0$ trotz $q=0$ und $\overline{M}_c \neq \overline{0}$, wenn nur $p>0$ bleibt. Dieser durch

$$c\,\mu_c = \hbar\sqrt{3\gamma\mu_0}\ \ln\left(\frac{m}{m_R}\right), \quad 2J = p > 0, \quad m > m_R \qquad 184$$

gekennzeichnete Sachverhalt geht auf die Verknüpfung 69 zurück und findet seine empirische Bestätigung in der Beobachtung $\overline{M} \neq \overline{0}$ bei Neutrokorpuskeln mit reelem Stratonspin $J \neq 0$. Nach dieser Beziehung 184 müssen also alle Terme unabhängig von der jeweiligen Hermetrieform c oder d über $\overline{M} \neq \overline{0}$ verfügen, wenn nur $J > 0$ eines Stratons gegeben ist. Eine Ausnahme hiervon bildet lediglich das Referenzneutrino selbst. Für γ_R ist zwar $J = 1/2 > 0$ möglich und $q = 0$, so daß 184 zur Anwendung kommt, weil $J \neq 0$ ist, doch gilt wegen $m = m_R$ und $\ln 1 = 0$ für das Referenzneutrino $\mu_R = 0$ und daher auch $\overline{M}_R = \overline{0}$ trotz der Annahme $J > 0$. Demnach ist γ_R die einzige Struktur, die grundsätzlich unabhängig vom Raumspin ohne Magneton bleibt, was nur auf die kosmologische Ursache von γ_R zurückgehen kann, zumal $m_R \ll m_L$ weit unter der unteren Schranke des c – Partialspektrums der Gleichung 126 liegt. $\overline{M}_R = \overline{0}$ könnte aber auch durch die Hermetrieform $x \equiv (a,b)$ für γ_R interpretiert werden, das heißt, in diesem Falle wäre γ_R überhaupt keine komplexe Kondensation, was den großen Abstand $m_R \ll m_L$ zwischen γ_R und der unteren Schranke γ_L des ponderablen Partialspektrums aus 126 ebenfalls erklären würde.

Ein anderes magnetisches Moment induktiver Natur ist das Bahnspinmoment einer Ladung $Q = q\,e_{\pm}$ mit $q>0$, also einer d-Struktur. Wegen der Proportionalitätsfaktoren und $Q = q\,e_{\pm}$ gilt bei den d-Strukturen mit $\int \frac{d\,Q}{m} \neq 0$ grundsätzlich

$$\left|\frac{\hbar}{c}\sqrt{3\gamma\mu_0}\ \ln\left(\frac{m}{m_R}\right)\right| < \left|\frac{1}{2}\,\mu_0\,\hbar\int\frac{d\,Q}{m}\right|, \text{ wenn auch } m \geqq m_L \gg m_R$$

immer gilt. Aus diesem Grunde kann im Fall der Hermetrieform d die Magnetonbeziehung 173 b vereinfacht werden zu

$\mu = \frac{1}{2}\,\mu_0\,\hbar\int\frac{d\,Q}{m}$. Induziert nun $q>0$ ein magnetisches Bahnspinmoment, zum Beispiel im Grundzustand einer atomaren Struktur

(im Korpuskularbild), dann ist wegen der externen Wirkung von d offensichtlich $m = \text{const}\,(Q)$ und $\int \frac{d\,Q}{m} = \frac{Q}{m}$, also für das Bahnspinmagneton $\mu_B^{(Q)} = \frac{1}{2}\mu_0 \hbar \frac{Q}{m} = -\frac{q}{2}\mu_0 \hbar \frac{e_\pm}{m}$. Handelt es sich dabei um den Bahnspin eines einzelnen Elektrons, dann ist hierin $q=1$ und $m=m_e$ zu setzen, was für das externe Bahnspinmagneton des Elektroms

$$2\,m_e\,\mu_B = \mu_0\,\hbar\,e_\pm \qquad 185$$

liefert, eine Beziehung, welche exakt die Empirie derartiger Bahnspinmomente wiedergibt.

Die vorangegangene Bahnspinuntersuchung ging von der Tatsache aus, daß $\overline{M}_B \neq \overline{0}$ von einer bewegten Ladung Q induziert wird, so daß nur die externen Eigenschaften dieser Ladung $Q = q\,e_\pm$ und $m = \text{const}\,(Q)$ erscheinen und $\int \frac{d\,Q}{m} = q\,\frac{e_\pm}{m}$ bestimmen, während $\mu_B^{(Q)}$ aufgrund dieser externen Induktion von der internen synmetronischen Struktur des als Q erscheinenden Hermetriezustandes d völlig unabhängig bleiben muß. Dieses Bild muß sich jedoch völlig verändern, wenn das magnetische Spinmoment und die Magnetonen einer d-Struktur $J \neq 0$ untersucht werden soll; denn dieses Spinmagneton muß auf die interne Synmetronik der Protosimplexe und ihrer Konjunktoren zurückgehen. Auf jeden Fall bleibt $\left|\frac{\hbar}{c}\sqrt{3\gamma\mu_0}\,\ell n\left(\frac{m}{m_R}\right)\right| \ll \frac{1}{2}\mu_0\hbar\int\frac{d\,Q}{m}\Big|$ und damit $2\,\mu = \mu_0\hbar\int\frac{d\,Q}{m}$ gültig, so daß es nur darauf ankommt das Integral synmetronisch zu bestimmen. Diese Bestimmung wird wiederum im Fall der minimalen d-Struktur möglich, weil nach 177 die internen Ladungsfeldkomponenten bekannt sind. Auch kann die Masse m_e des Elektrons als minimale d-Struktur immer durch die Masse m_s seines reellen Stratonspins dargestellt werden, derart, daß $m_r = m_e - m_s$ eine Restmasse der Trägheitswirkungen aller übrigen Protosimplexe $\overline{\lambda} \perp \overline{Y}$ ist. Somit kann für die relevante Elektronenmasse $m_e = m_r\,(1+k)$ mit $k\,m_r = m_s$ geschrieben werden. Im Fall des Elektrons ist stets $q = 1$, während für die Untersuchung des Magnetons, welches durch $(\pm 5),(-6)$ verursacht den reellen Stratonspin $J = \frac{1}{2}$ begleitet nur die Ladungskomponente e_w in Betracht kommt, welches jedoch allein an m_r aus $m_e = m_r + m_s$ korreliert erscheinen kann. Synmetronisch folgt daher aus der inneren Konjunktorstruktur des Elektrons

$\frac{dQ}{dm} = \frac{e_w}{m_r} (\frac{m}{m_e})$, so daß sich für das Integral im Spinmagneton des Elektrons $2\mu_e = \mu_0 \hbar \int_a^b \frac{dQ}{m}$ dessen Grenzen das Elektron charakterisieren $\int_a^b \frac{dQ}{m} = \int_\alpha^\beta \frac{dQ}{dm}\frac{dm}{m} = \frac{e_w}{m_e m_r}(\beta-\alpha)$ ergibt. Hierin ist offenbar $\beta = m_r$, aber $\alpha = M_\alpha$ eine Anfangsmasse, die noch zu bestimmen ist. Einsetzen ergibt $\mu_e = \frac{1}{2}\mu_0 \hbar \int_a^b \frac{dQ}{m} = \mu_B (\frac{e_w}{e_\pm})(1-\frac{M_\alpha}{m_r})$ wenn 185 berücksichtigt wird. Hierin ist M_α als untere Integrationsgrenze der neutrale Anteil einer Masse $M'_\alpha (q=1) = \eta M_\alpha$, welche den Massenbeitrag an einer Stratonspinmasse $M_s^{(\alpha)}$ pro Konjunktor in (+7) darstellt, wobei dieser Anteil auf den reellen Stratonspin J bezogen erscheint. Ist n die Zahl der Konjunktoren -(3)- der Stratonkonjunktive, dann gilt also der Zusammenhang $M_s^{(\alpha)} = \frac{n}{J} M'_\alpha = n \frac{\eta}{J} M_\alpha$ für die gesamte Feldmasse $M_s^{(\alpha)}$ des Stratonspins in demjenigen Abstand r_α vom stratonischen Zentrum, wo -(3)- ansetzt. Nach 99 gilt daher $M_s^{(\alpha)} = m'_s e^{\psi_\alpha}$ mit $\psi_\alpha = (\frac{\lambda}{2 r_\alpha}(2r_\alpha-\lambda)(2r_\alpha+\lambda)^{-1})^m$ mit ungradzahligem m. In $\frac{n\eta}{J} M_s = m'_s e^{\psi_\alpha}$ ist also n und r_α neben m und m'_s des Elektrons unbekannt. Nach der Konjunktorstruktur der Hermetrieform d gilt aber für die Stratonkonjunktive allein $(\pm(4,5)) = (3,3) = (+7)\,-(3)-\,(-6)$, daß heißt, es ist $n=3$ und r_α muß die halbe imagimäre Wellenlänge sein, weil hier die Konjunktoren in den imaginären Prototropen ansetzen. Mit $2 r_\alpha = i\lambda$ wird aber $\psi_\alpha = ((i-1)(-1+i)^{-1})^m = (+1)^m = +1$ wiederum unabhängig von m. Dieser Sachverhalt n=3 und $\psi_\alpha = 1$ bedeutet aber für die untere Integrationsgrenze $M_\alpha = \frac{Je}{3\eta} m'_s$. Hierin ist m'_s der Spinmasse des Elektrons m_s proportional. Der Proportionalitätsfaktor kann ermittelt werden, wenn berücksichtigt wird, daß sich m'_s zu m_s so verhalten muß wie die Ladungskomponente e_R zu $\varepsilon_\pm$; denn das zur Diskussion stehende Elektron ist als untere Schranke des Ladungsspektrums $q = 1$ durch die einfachstmögliche Protosimplexstruktur (welche im folgenden als Einheitsstruktur bezeichnet werde) gekennzeichnet. In Analogie hierzu muß also auch γ_L die Einheitsstruktur der c-Hermetrie sein, während γ_B um die einfachste Stufe über dieser -

Einheitsstruktur liegt. Darüberhinaus ist aber das Elektron der tiefste Spinorterm mit minimaler Stratonspinquantenzahl, wodurch die Proportionalität $\frac{m_s'}{m_s} = \frac{e_R}{\varepsilon_\pm} = \sqrt{\eta}$ bedingt wird. Es ergibt sich demnach die Darstellung $m_s' = m_s \sqrt{\eta}$, was $J = \frac{1}{2}$ und $K = \frac{m_s}{m_r}$ des Elektrons in μ_e eingestzt $\mu_e = \mu_B \frac{e_w}{e_\pm}(1-\frac{eK}{6\sqrt{\eta}}$ ergibt. Hierin ist nur noch das Verhältnis K unbekannt. Eine str tomische Spinmasse $m_s > 0$ muß für $J > 0$ nach $E = nc^2$ auf jeden Fall existieren. Allgemein gilt für den Raumspin $\underline{s} = J \hbar$ und der stratonischen Kreisfrequenz ω auch $\omega s = J \hbar \omega = E_s = M_s c^2$ nach dem Energiematerieäquvalent. Andererseits folgt wegen $S = \omega r^2 M_r$ im Fall der Masse M_r das Verhältnis $\frac{M_s}{M_r} = r^2 \frac{\omega^2}{c^2}$. Nun gibt es für den Stratonzustand zwei Geschwindigkeiten v_s und v_d, wenn das Korpuskularbild verwendet wird. Ist T die zeitliche Periodenlänge, dann bezieht sich die cirkuläre Geschwindigkeit $v_s T = u_s$ auf den Umfang $u_s = 2 \pi r$ des Stratons, während sich $v_d T = \lambda$ aus Gründen der Synmetronik als diametraler Anteil der internen Flußaggregate auf den Stratondurchmesser $\lambda = 2 r$ als Wellenlänge des betreffenden ponderablen Terms bezieht. Mit $c\beta_{sd} = v_{sd}$ und $T \omega = 2 \pi$ wird also $r^2 \frac{\omega^2}{c^2} = 4 \pi^2 r^2 (cT)^{-2} = \pi v_s \frac{v_d}{c^2} = \pi \beta_s \beta_d$, also eingesetzt mit $M_s = m_s e^{\psi_s}$ und $M_r = m_r e^{\psi_r}$ nach Gleichung 99 schließlich $m_s m_r^{-1} \exp(\psi_s - \psi_r) = \pi \beta_s \beta_d$ zur Bestimmung von n_s. Der Nahwirkungsexponent ψ wird mit $mc\lambda = h$ nach Gleichung 99 beschrieben durch $\psi = (\frac{\lambda}{2r}(2r-\lambda)(2r+\lambda)^{-1})^n$, worin der Mesofeldexponent zweifellos von der jeweiligen Hermetrieform und evtl. auch von der Lage des betreffenden Massenterms in 126 abhängt. Auf jeden Fall muß das Vorzeichen von $\frac{\lambda}{2r}(2r-\lambda)(2r+\lambda)^{-1}$ bestimmt durch $2r \gtrless \lambda$ oder $2r < \lambda$ unabhängig von n nach der Potenzierung erhalten bleiben, weil für $r \to 0$ auch $e^{\psi} \to 0$ konvergieren muß. Diese Konvergenz ist aber nur möglich, wenn von n die Eigenschaft $(\pm 1)^n = \pm 1$ gefordert wird, so daß die n-Mannigfaltigkeit ganzer Zahlen eingeschränkt wird auf die Ungeraden $n = 2\mu + 1$ mit ganzzahligen $\mu \geq 0$. Hier bleibt μ wiederum unbekannt und von der Natur der betreffenden Protosimplexstruktur

abhängig. Die Gesamtmasse M_r ist gegeben im R_3-Bereich $0 \leqq r \leqq r_r = \frac{\lambda}{2}$, so daß $\psi_r = \psi(r_r) = 0$ wegen $\lambda = 2\, r_r$ wird, was auch v_d aufgrund der Radialkomponenten der Flußaggregate definiert. Im Fall $\psi_s = (\frac{\lambda}{2\, r_s}\ (2r_s - \lambda)\ (2r_s + \lambda)^{-1})^{2\mu+1}$ aus $\exp(\psi_s - \psi_r) = e^{\psi_s}$ ist zunächst r_s zu bestimmen. Es handelt sich dabei um den sphärischen R_3-Bereich zwischen $\frac{\lambda}{2}$ und einer Distanz $\frac{x}{2} > \frac{\lambda}{2}$ in welchem der Stratonspin definiert ist. Eindeutig gilt demnach $r_s = \frac{1}{2} \int_{\lambda}^{x} d\, s = \frac{1}{2}\,(x-\lambda)$. Hierin ist x=const die sphärische Begrenzung des stratonischen Definitionsbereiches, welche dadurch gekennzeichnet ist, daß im vorausgesetzten statisch stabilen Fall bei x die direkte Proportionalität $\underline{\mathscr{R}} = a\ \mathscr{R}'$ aus 69 a in der Entwicklung von 69 b aufhört. Aufgrund der synmetronischen Wechselbeziehung zwischen den elektrischen und gravitativen Eigenschaften wird $a = \underline{\mathscr{R}}\ \mathscr{R}'^{-1} = \frac{x}{\lambda}$, also $x = a\,\lambda$ oder $2\, r_s = \lambda\,(a-1)$ erreicht, was $\psi_s = (\frac{a-2}{a(a-1)})^{2\mu+1}$ als charakteristische Größe der Spinmasse der speziellen Kondensationsform kennzeichnet und zwar durch a und μ. Nach Gleichung 126 ist aber im speziellen Fall des Elektrons als minimaler Raumzeitkondensation $\underline{\mathscr{R}}$ die Diagonale eines Quadrates der Kantenlänge $\mathscr{R}'$, was $a = \sqrt{2}$ für dieses Elektron festlegte. Mit $a = \sqrt{2}$ wird aber $\frac{a-2}{a(a-1)} = -1$, so daß wegen $(-1)^{2\mu+1} = -1$ für alle $\mu \geqq 0$ die Ermittlung von μ entfällt und $\psi_s = -1$ zu setzen ist. Da andererseits $\psi_r = 0$ gilt, wird $\exp(\psi_s - \psi_r) = e^{-1}$, also $m_s = \pi\, e\, m_r\, \beta_s\, \beta_d$.

Es sei V_D das durch $4\,\pi\,\varepsilon_0\, V_D = e_D^2\, f$ definierte interne Potential der Komponente e_D aus 177. Entsprechend sei V das statische intern rückwirkende Potential der extern relevanten Ladung $e_{\pm}^2\, f = 4\,\pi\,\varepsilon_0\, V$ aus 177a, während $E_k^{(sd)}$ die kinematischen Energien hinsichtlich $v_{sd} = c\,\beta_{sd}$, aber p_{sd} die zugehörigen gegen $\hat{A}_-$ invarianten Impulse und $E_{(sd)} = m_{sd}\, c^2$ die zugehörigen freien Energien sind, wenn $m_{sd} = m_0\,(1-\beta_{sd}^2)^{-1/2}$ die gegen $\hat{A}_-$ invariante Partialmasse der entsprechenden Flußkomponente ist. Aus der Synmetronik statisch stabiler Flußaggregate der minimalen d-Struktur ergeben sich die folgenden energetischen Identitäten, nämlich $V_D = E_k^{(s)}$, sowie $E_{(s)} = E_k^{(D)}$ und $E_{(D)} = V$ als Folge der geforderten Stabilität und Cyklizität der Flußaggregate. In der gegen $\hat{A}_-$ invarianten Form folgt

$V_D = E_k^{(s)} = c^2 m_0 ((1-\beta_s^2)^{-1}-1)^{1/2} = p_s c = \beta_s m_s c^2 = \beta_s E_{(s)}$ oder $V_D = \beta_s E_k^{(d)}$ wegen der zweiten Stabilitätsforderung $E_{(s)} = E_k^{(d)}$.

In analoger Weise wird

$E_k^{(d)} = c^2 m_0 ((1-\beta_d^2)^{-1} -1)^{1/2} = p_d c = \beta_d m_d c^2 = \beta_d E_{(d)}$,

was mit der dritten Stabilitätsbedingung $E_{(d)} = V$ in $V_D = \beta_s E_k^{(s)}$ eingesetzt $V_D = \beta_s \beta_d V$ oder $\beta_s \beta_d = \frac{V_D}{V} = (\frac{e_D}{e_\pm})^2 = (1-\sqrt{\eta})^2 \frac{8}{\vartheta}$ und somit $m_s = m_r \pi e (1-\sqrt{\eta})^2 \frac{8}{\vartheta} = m_r K$ ergibt. Damit ist aber K gegeben und kann zusammen mit den Ladungsfeldkomponenten aus 177 und 177a in den Ausdruck des Spinmagnetons μ_e eingestzt werden. Wird die neue Korrekturkonstante gemäß

$C \sqrt{\eta} (5\eta+2\sqrt{\eta}+1) = \frac{4}{3} \pi e^2 (1-\sqrt{\eta})^2$ definiert, dann folgt

$$\mu_e = \mu_B \sqrt{2} (1+\sqrt{\eta}) \vartheta^{-1/2} (1-C),$$

$$C \sqrt{\eta} \vartheta = \frac{4}{3} \pi e^2 (1-\sqrt{\eta})^2 \qquad 186$$

für das Magneton des elektronischen Stratonspins. Der von 186 gelieferte theoretische numerische Wert weicht nicht vom empirischen Meßwert ab.

Die Raumprojektion gravitativer Feldstrukturen $r q e^{-q} = A (1-\frac{r}{\varsigma})^2$ mit $q = 1-\sqrt{1-\frac{3\varphi}{8c^2}}$ sowie $16 c^2 A = 3 \gamma m_0$ und $\gamma m' \varsigma = h^2$ nach 100 verfügt gemäß 102 über gewisse Extrema, von denen $R = \varsigma (1+\beta)(1+\sqrt{1-(1+\beta)^{-2}})$ mit $2 e A \beta = \varsigma$ die makromare Realitätsgrenze aufgrund der Realitätsforderung $Im\, q = 0$ angibt. Für alle realen Massen $M_0 \geqq m$ ist stets $\beta \gg 1$, so daß in sehr guter Näherung $R = 2 \beta \varsigma = \frac{4\omega c \varsigma^2}{e\gamma M_0}$ erfüllt ist. Im Momentanzustand des R_3 ist für alle Terme aus 126, wenn $M_0 = m$ gesetzt wird, $2R \leqq D$ mit $\dot{D} > 0$ nach 183 b. Für alle Distanzen im R_3 gilt $s \leqq R = \frac{D}{2}$, wobei $2R = D$ die Realitätsgrenze des Leptoneutrinos m_L als unterer Schranke des Spektrums 126 die größtmögliche Distanz im R_3 darstellt, welche mit $\dot{D} > 0$ anwächst. Andererseits ist $m_R \leqq m_L$ des γ_R wegen der kompensatorischen Eigenschaften ein Referenzsystem, welches vom jeweiligen Momentanzustand $D(t)$ des R_3 unabhängig ist. Mit $M_0 = m = m_R$ wird aber für γ_R ebenfall

eine Realitätsgrenze $\frac{\Lambda}{2} = \frac{4\omega c \gamma' R}{e\gamma m_R} = \frac{4\omega c h^4}{e\gamma' m_R^7} \gg \frac{D}{2}$ gesetzt, welche weit über dem momentanen D-Wert des R_3 liegt. Da nun aber m_R die von der kosmischen Bewegung unabhängige Referenzmasse ist, muß in der gesamten R_4-Projektion der Welt $D \leq \Lambda$ bleiben, so daß $\dot{D} > 0$ des Momentanzustandes nur in $D < \Lambda$ möglich ist, während $\dot{D} = 0$ bei $D = \Lambda$ erreicht wird. Die nach dieser Zeit später liegende Struktur muß dann wieder $D < \Lambda$ durch eine R_3-Kontraktion $\dot{D} < 0$ erreicht werden. Λ ist somit die überhaupt mögliche Expansionsgrenze des R_3, welche somit durch 102 in Kombination mit 182 durch γ_R gesetzt wird. Einsetzen von m_R aus 182 in $\Lambda\, e\, \gamma'\, m_R^7 = 8\, \omega\, c\, h^4$ liefert dann mit $64\, \pi\, \gamma\, \alpha = 3$ aus 69 eine zur Abschätzung der Expansionsgrenze des R_3 im Verlauf der kosmischen Bewegung geeignete Beziehung

$$\Lambda = \frac{\pi\alpha}{eh} (cD)^2 \cdot \sqrt[3]{6\gamma h D}\,, \qquad 64\, \pi\, \gamma\, \alpha = 3 \qquad 187,$$

welche mit der Näherung 134 a sofort $\Lambda \gg D$ deutlich macht.

Mit den beiden Sphärentrinitäten des Weltenursprungs und des Weltendes, sowie der Beziehung 187 sind alle statischen Bestimmungsstücke einer R_4- Projektion der telezentrischen Weltarea gegeben, weil die beiden spiegelsymmetrischen Sphärentrinitäten als räumliche Haupttelezentren einer wegen $\cos \alpha_4 \neq 0$ zeitlich telezentrischen R_4 -Struktur anzusprechen sind. Die x_4-Grenzen der in den R_4 projizierten Weltarea sind also die beiden spiegelsymmetrischen Sphärentrinitäten, während Λ die R_3-Grenze der kosmischen Bewegung $D(t)$ zwischen diesen Sphärentrinitäten darstellt. Da der Verlauf $D(t)$ der kosmischen Bewegung unbekannt ist, und auch nicht indirekt mit den vorliegenden Methoden ermittelt werden kann, bleibt die Telezentrale zwischen den x_4-Grenzen, sowie die Lage von $D = \Lambda$ und die Morphologien der hinsichtlich Λ früher oder später liegenden R_3 -Strukturen unbekannt, so daß auch das momentane Weltalter nicht angegeben werden kann.

4.) Korrelation zwischen kosmischer Bewegung und Raumsegmenten

Aus der Darstellung $y\sqrt{\pi e \gamma \sigma} = c$ eines optischen Raumsegmentes und $H \approx \sqrt{\pi e \gamma \sigma}$ folgt $H \approx \frac{c}{y} > 0$, was mit $2R=D$ eine formale Analogie zur kosmischen Bewegung $A \approx \frac{c}{R} > 0$ des gesamten R_3 unter der Voraussetzung $\frac{1}{2}\dot{D} = w \approx c$ bildet. $A \ll H$ charakterisiert dabei die Wellenlänge $\lambda_R' \sim \frac{1}{A}$ des ν_R, derart, daß aus der formalen Analogie auf eine weitere Referenzwellenlänge $\lambda_x' \sim \frac{1}{H}$ geschlossen werden kann, wenn eine Korrelation zwischen A und der Struktur optischer Raumsegmente des R_3 existiert. λ_x muß dabei wegen $A \ll H$ und $\lambda_x \ll \lambda_R$, sowie $c\lambda m = h$ eine Masse $m_x \gg m_R$ kennzeichnen, welche im Termschema der Beziehung 126 liegen muß. Dieser Term m_x muß schließlich noch ein zeitlich stabiles Protosimplexsystem sein, wenn λ_x aufgrund einer Korrelation zwischen kosmischer Bewegung und Raumsegmenten in Analogie zu λ_R Referenzeigenschaften hat. Ist a ein Proportionalitätsfaktor, dann gilt offensichtlich $(\frac{\lambda_R}{\lambda_x})' = a\,\frac{H}{A} = \frac{aD}{2y}$, wenn $H \approx \frac{c}{y}$ und $A \approx 2\frac{c}{D}$ verwendet wird. Ganz offensichtlich existiert eine derartige Korrelation, wenn sich herausstellen sollte, daß a=const eine kosmologische Konstante ist; denn dann wäre a die Kopplungskonstante dieser kosmischen Korrelation. Hat a diese Eigenschaften nicht, dann kann es auch nicht diese Korrelation zwischen kosmischer Bewegung und der R_3-Struktur geben. Es sei $n > 0$ das Vielfache des durch $\lambda_x \ll \lambda_R$ definierten Kugelvolumen, welches V_R ausfüllt, so daß $V_R = nV_x$ gilt. Da andererseits $6V_{Rx} = \pi\lambda_{Rx}'$ gilt, wird $(\frac{\lambda_R}{\lambda_x})' = n$. Entsprechend sei N' das Vielfache des Volumens V_y eines optischen Raumsegmentes, welches das Volumen V_D des ganzen R_3 gemäß $V_D = N' V_y$ ausfüllt. Mit $6V_D = \pi D'$ und $6V_y = \pi(2y)'$ wird also $N' = \frac{V_D}{V_y} = (\frac{D}{2y})'$ oder $D = 2Ny$, was in die Proportionalität $(\frac{\lambda_R}{\lambda_x})' 2\frac{y}{D} = a$ eingesetzt $n = aN$ liefert.

Als Referenzsystem ist zwar $\lambda_R = \text{const}\,(t)$, jedoch nicht

λ_x ; denn nach 136 c gilt $\dot{m}_x > 0$ für $A > 0$, und unter Verwendung von 135 daher $\dot{\lambda}_x < 0$, so daß auf jeden Fall $(\frac{\lambda_R}{\lambda_x})' = n(t)$ mit $\dot{n} > 0$ gilt, wenn λ_x eine Zeitkondensation wäre. Die Änderung $\dot{m}_x > 0$ bedingt durch $A > 0$ ändert den Referenzcharakter von m_x in sofern nicht, als $\dot{\lambda}_x < 0$ die zeitliche Stabilität des Protosimplexsystems m_x nicht zu stören braucht. In y ist zwar $\sigma = \text{const}(t)$, weil der Dichteabfall im R_3 als Folge von $A > 0$ durch $\dot{m} > 0$ nach 136 c kompensiert wird, doch bleibt $\dot{\gamma} < 0$ nach 135, während $\dot{D} > 0$ evident ist. Dies bedeutet aber nicht nur $\frac{D}{y} = 2N(t)$, sondern auch $\dot{N} > 0$. Es liegt demnach nahe in $n = a N$ auch $a = f(t)$ anzunehmen, was bedeuten würde, daß keine kosmische Korrelation existiert. Wird dieser Annahme entgegen die Korrelation durch $a = \text{const}(t)$ vorausgesetzt, dann besteht die Möglichkeit $n=a N$ weiter dahingehend zu analysieren, ob ein Widerspruch zu a=const auftritt. In einem kosmischen Zeitintervall $t_1 \leq t \leq t_2$ gilt dann $n_2 - n_1 = a(N_2 - N_1)$ oder $\Delta n = a \Delta N$, was die Limesrelation $a = \lim_{t_1 \to t_2} \frac{\Delta n}{\Delta N} = \frac{dn}{dN} = \frac{\dot{n}}{\dot{N}}$ ermöglicht. Da aber $\dot{n} > 0$ und auch $\dot{N} > 0$ gilt, muß $a = \text{const}(t) > 0$ sein, wenn a tatsächlich die kosmische Kopplungsgröße ist. Andererseits ist zu berücksichtigen, daß der Zeitverlauf der kosmischen Bewegung nach den vorangegangenen Untersuchungen aus C VIII 6 in Elementarzeiten $\wp = \text{const}$ (Kondensorkonstante) metronisiert ist, was auch die Metronisierung $\dot{n}\,dt \to \delta n$ und $\dot{N}\,dt \to \delta N$ und damit $\delta n = a\,\delta N$ zur Folge hat. Nun muß es zwei Geschwindigkeiten geben, nämlich v_n und v_y, welche δn und δN so kennzeichnen, daß die Metronintegrale ihrer Quadrate gemäß $S\, v_\lambda^2\, \delta n = \frac{1}{4} \dot{D}^2$ und $S\, v_y^2\, \delta N = \frac{1}{4} \dot{D}^2$ die kosmische Bewegung $D > 0$ darstellen. Die Metronintegranden müssen dabei Quadrate sein, weil $v_{\lambda y}$ reelle Zahlen mit verschiedenem Richtungssinn, also verschiedenen Vorzeichen sein können, aber $a = \frac{\dot{n}}{\dot{N}} \to \frac{\delta n}{\delta N} > 0$ bleiben muß, was nur im Fall quadratischer Integrandem möglich ist. Vergleich der beiden, die kosmische Bewegung gleichermaßen darstellenden Metronintegrale $S\, v_\lambda^2\, \delta n = S\, v_y^2\, \delta N$ und anschließende Bildung des Metrondifferentials liefert $(\frac{v_y}{v_\lambda})^2 = \frac{\delta n}{\delta N} \to \frac{dn}{dN} = \frac{\dot{n}}{\dot{N}} = a$ oder $a\, v_\lambda^2 = v_y^2$.

Hierin kann v_λ nur die allgemeine zirkuläre gravitative Bewegung sein, welche sich aus der allgemeinen räumlichen Dichte $\underline{\theta} = \frac{d\theta}{dV}$ des allgemeinen Trägheitsmomentes θ nach dem Gravitationsgesetz zu $v_\lambda^2 = \gamma \underline{\theta}$ ergibt. Da die Dichte von θ im ganzen R_3 bakannt bleibt, muß $\underline{\theta} = \underline{\theta}_\lambda = \underline{\theta}_y$ sein, worin aber mit σ = const immer $\underline{\theta}_y = y^2 \sigma$, und damit $v_\lambda^2 = y^2 \gamma \sigma$ auf die R_3-Struktur der optischen Segmente y reduzierbar ist. Zur Ermittlung von v_y aus $a v_y^2 = v_y^2$ muß die Möglichkeit der dualen Interpretation von H verwendet werden. Zwar erscheint $H > 0$ als Folge der durch $\sigma > 0$ bestimmten Raumstruktur, doch bietet die formale Analogie der Darstellung $H \approx \frac{c}{y}$ zu $A \approx 2 \frac{c}{D}$ eine zweite Interpretationsmöglichkeit durch eine allgemeine Fluchtbewegung der Grenzgeschwindigkeit v_y, welche durch $\sigma > 0$ vorgetäuscht zur gleichen Lienienverschiebung $z > 0$ führen muß. Mit $g = \frac{d\varphi}{dr} \geq 0$ in $\varsigma \leqq r \leqq y$ gemäß 100 gilt für diese imaginierte Bewegung $dv = gdt = \frac{g}{v} dr$ aufgrund $H \approx \frac{c}{y}$, wenn $\dot{r} = v$ gesetzt wird. Dieses Differential ermöglicht aber die Integration $\int_0^{v_y} v\, dv = \int_\varsigma^y g\, dr = \varphi(y) - \varphi(\varsigma) = \varphi(y)$, oder $v_y^2 = 2\varphi(y)$, weil $g\, dr = d\varphi$ und $\varphi(\varsigma) = 0$ auf der attraktiven Gravitationsgrenze gilt. Die Umschreibung der Beziehung 100 mit $2f = (2-q)e^q$ ergab für φ aus 100 die allgemeine Elimination $2r\varphi = \gamma M_0 (1 - \frac{r}{\varsigma})^2 (2-q) e^q$. Für $r = y \gg \varsigma$ ist dann $q(y) \approx 1$, sowie $\frac{y}{\varsigma} \gg 1$, also $\varphi(y) \approx \frac{e\gamma M_0}{2\varsigma^2} \cdot y$, worin M_0 die hinsichtlich H wirksame Masse im Zylinder $2\pi\varsigma^2 y$ des z-Prozesses ist, so daß $M_0 = 2\pi\varsigma^2 y \sigma$ gesetzt werden darf. Dies liefert $\varphi(y) = \pi e y^2 \gamma \sigma$ oder mit $y^2 \gamma \sigma = v_\lambda^2$ auch $v_y^2 = 2\varphi(y) = 2\pi e v_\lambda^2$, was in $a v_\lambda^2 = v_y^2$ eingesetzt $a = 2\pi e = \text{const}(t) > 0$ als reine Zahl liefert. Da a in ähnlicher Weise eine reine Zahl ist wie α der spektralen Feinstruktur, muß a tatsächlich den Charakter einer kosmologischen Koppelungskonstanten haben, welche die Korrelation zwischen der kosmischen Bewegung und der λ_R R_3-Struktur $\sigma > 0$ vermittelt. Einsetzen von $a = 2\pi e$ in $(\frac{\lambda_R}{\lambda_x})' = a \frac{D}{2} y$ mit $c \lambda_R m_R = h$ und $c \lambda_x m_x = h$ ergibt dann die Möglichkeit, $m_x' = \pi e m_R' \frac{D}{y}$ zu ermitteln; denn nach 182 gilt $m_R \sqrt[3]{6\gamma h D} = 4h$. Wird dies in m_x mit y und H eingesetzt, dann ergibt sich die numerisch bestimmbare

Darstellung $3\,c\,\gamma\,m_x = 4\,\pi\,\sqrt[6]{\pi e\gamma\sigma}\;\sqrt[3]{2e(3\gamma ch)^2}$ für diese Masse. Zur numerischen Abschätzung von m_x muß σ ermittelt werden. Abschätzungen von σ sind außerordentlich unbestimmt, doch kann σ indirekt aus $H^2 \approx \pi\,e\,\gamma\,\sigma$ eliminiert werden; denn H kann spektroskopisch zumindest näherungsweise angegeben werden. Empirisch gilt $H_e \geq 2{,}4344\cdot10^{-18}\,[s^{-1}]$, wovon der Minimalwert $H \approx 2{,}4344\cdot10^{-18}\,[s^{-1}]$ zur σ- Bestimmung zu verwenden ist, weil ein unbekannter dynamischer Anteil $A > 0$ auf jeden Fall eliminiert werden muß. Einsetzen dieses Wertes in m_x mit c, $\hbar$ und γ liefert dann für die Referenzmasse der kosmischen Korrelation $m_x \approx 1{,}689\cdot10^{-27}\,[Kg]$. Werden die empirischen m- Werte aus 126 nach B III mit m_x verglichen, dann zeigt sich zwar $m_x > m_p$ (Protonenmasse), doch bleibt dies im Bereich $m_x \approx m_p$. Tatsächlich wurde bei der m_x-Deduktion keine d- Hermetrie $q > 0$ vorausgesetzt, so daß m_x die c-Struktur $m_x \approx m_p$ wiedergibt, und daher p nach 126 als Komplement $q = 1$ (als e_+-Ladung) zu m_x aufgefaßt werden muß. Nach 126 gilt also für das Komplement $q=1$ der c-Struktur m_x die Massenbeziehung $m_p = \eta\, m_x$. Dies bedeutet aber eine Reduktion für m_x, für welche sich der numerische Wert $m_p \approx 1{,}6723\cdot10^{-27}\,[Kg]$ ergibt, der nur um $\Delta(m_p) \approx -\,0{,}02^{o}/o$ vom Meßwert der Protonenmasse abweicht. zwar ist $|\Delta(m_p)| \gg |\Delta(m_e)|$, doch geht dies auf den Umstand zurück, daß m_e aus einer strukturellen synmetronischen Analyse hervorgegangen ist, während m_p als Referenzmasse der kosmischen Korrelation σ oder H enthält. Diese Größen sind aber nur mit großer Unschärfe meßbar. Die zeitlich stabile Referenzstruktur der kosmischen Korrelation ist also das Proton, dessen Masse aufgrund dieser Referenzeigenschaften durch

$$3\,\gamma\,c\,m_p = 4\,\pi\,\eta\,\sqrt[3]{2eH(3\gamma c\hbar)^2} \approx 4\,\pi\,\eta\,\sqrt[6]{\pi e\gamma\sigma}\;\sqrt[3]{2e(3\gamma c\hbar)^2} \qquad 188$$

beschrieben wird. Wegen der geringfügigen Fehlerabweichung und des ungenauen spektroskopischen H-Wertes kann 188 durchaus als exakt gelten und zur indirekten Bestimmung des H-Wertes in den Toleranzen der m_p- Messung verwendet werden. H ist dann also indirekt gegeben durch

$$2\,e\,H = 3\,\gamma\,c\,\hbar\,\left(\frac{m_p}{4\,\pi\,\eta\,\hbar}\right)^{2}, \qquad 188\,a.$$

Tatsächlich sind empirisch mit Ausnahme von m_p aus 126 alle Terme $m_B < m < m_p$ und $m > m_p$ zeitlich instabil. Empirisch findet sich eine x_4-Stabilität für antropomorph unbegrenzte Zeitintervalle nur bei γ_{RLB}, e_- und p, sowie bei den entsprechenden R_4^--Antistrukturen. Diese zeitliche Stabilität geht eindeutig bei γ_R und p auf die Referenzeigenschaften, bezogen einerseits auf die kosmische Bewegung $A > 0$ mit γ_R und andererseits bezogen auf die kosmische Korrelation durch p zurück. Die Stabilität von γ_{LB} und e_- aus 126 kann dagegen nur durch die Annahme verstanden werden, daß diese sich in ihrer Masse nur um $\pm$ 1°/o unterscheiden Anfangsterme der Spektralfunktion 126 echte Grundzustände ponderabler Strukturen sind. Mit 188 sind also alle zeitlich stabilen Terme γ_{LB}, e_- und p der Beziehung 126, sowie γ_R bekannt, so daß nunmehr die Frage nach den stabilen x_4-Intervallen der übrigen Terme $m_B < m < m_p$ und $m > m_p$ aufgeworfen werden muß.

5.) Grenzen von Raum und Zeit

Eine allgemeine kosmologische Betrachtung des integralen R_4 in der R_6-Welt setzt offensichtlich eine Untersuchung evtl. Grenzen dieses R_4 voraus. Nach Gl. 134 befindet sich der R_3 im momentanen Weltalter T mit $\dot{D} > 0$ und $\ddot{\tau} < 0$ in einem dynamischen Expansionszustand vom R_3-Durchmesser $D=2R$, wobei allerdings der Zeitverlauf $D(t)$ unbekannt ist.

Hinsichtlich des R_3 liefert die zweideutige Nullstellenbeziehung 137 der kosmologischen Fundamentalgleichung 134 wegen der Verknüpfung $D(\tau)$ durch reine Zahlen für den positiven Zweig die drei reellen Lösungen 137a einer kosmogonischen Sphärentrinität des initialen monometronischem Protouniversums zum absolutem kosmogonischen Zeitnullpunkt $t=0$. Durch die Neuaktualisierungen der x_5-Komponenten aus x entfaltet sich während $0 \leqq t \leqq T$ der R_3 bis zum Momentanzustand $^6\dot{D} > 0$ mit $\dot{\tau} < 0$ expansiv. Diese R_3-Entfaltung kann jedoch nach 187, also $D(t) \leqq \Lambda = \text{const} < \infty$ nur noch im Intervall $T \leqq t \leqq T_\Lambda$ erfolgen, derart, daß die Grenze der kosmischen Bewegung des R_3 in x_4 bei $D(T_\Lambda) = \Lambda$ mit

$\dot{D}=0$ und $\dot{\tau}=0$ erreicht wird. Da 137 zweideutig ist, liefert der negative Zweig ebenfalls 3 reelle Lösungen, welche eine zu 137a antisymmetrische (Sphärensemantik) esschatologische Sphärentrinität eines ebenfalls monometronischen Endzeituniversums beschreiben. Nach der Expansionsphase während $0 \leqq t \leqq T_\Lambda$ mit $T < T_\Lambda$ muß also in $t > T_\Lambda$ mit $\dot{D} < 0$ und $\dot{\tau} > 0$ eine Kontraktionsphase anschließen, welche sich während $T_\Lambda < t \leqq \theta$ vollzieht und bei $t = \theta < \infty$ diese esschatologische Sphärentrinität erreicht. Der Momentanzustand des R_3, also $D_T = D(T)$ kann mit den momentanen empirischen Naturkonstanten $\tau \omega c^2 = \pi \gamma \hbar$ aus der Fundamentalbeziehung 134 abgelesen werden.

Das Maß für $\dot{D} \neq 0$ ist das Verhältnis A. Allgemein und integral gilt für die kosmische Bewegung $DA(T)=\dot{D}$, während sich für einen lokalen R_3-Bereich wegen $\hat{C}$ der pseudoeuklidischen R_6-Konstruktion $D_L A_L = 2 w$ mit dem Imaginärteil der Weltgeschwindigkeit $w^2 = c^2 + \dot{\varepsilon}^2 + \dot{\eta}^2$ aus $x_5 = i \varepsilon$ und $x_6 = i \eta$ ergibt. Hier wird $D_L A_L \neq D A$ unmittelbar evident, weil lokale R_3-Strukturen als Folge ihrer Transkomponenten die verschiedensten Werte $\dot{\varepsilon}^2 + \dot{\eta}^2 \neq 0$ realisieren können. Existiert hingegen ein hinsichtlich der jeweiligen Welthyperebene $R_5 \perp x_4$ integraler Mittelwert $w_g^2 = c^2 + \dot{\varepsilon}_g^2 + \dot{\eta}_g^2$ mit nur einem möglichen Wert $\dot{\varepsilon}_g^2 + \dot{\eta}_g^2$, dann wird die Ungleichheit zur Gleichheit $DA=2 w_g$ oder $\dot{D} = 2 w_g$. Diese Beziehung enthält den unbekannten Verlauf $D(t)$ in $\dot{\varepsilon}_g^2 + \dot{\eta}_g^2$, weil nach 135 die Abhängigkeit $c(D)$ bekannt ist.

Allgemein kann festgestellt werden, daß das physikalische Geschehen in empirisch observablen R_3-Bereichen von Erhaltungsprinzipien bestimmt wird, welche zumindest im mikromaren Bereich teilweise durchbrochen werden können, weil der R_4 und erst recht der R_3 als Unterraum des R_6 aufzufassen ist. Im R_6 hingegen muß es allgemein exakt gültige Erhaltungsprinzipien geben, die als unmittelbarer Ausdruck der Weltstruktur erscheinen und allgemeine integrale R_6-Symmetrien kennzeichnen. Ein im R_6 unabdingbar gültiges Erhaltungsprinzip folgt aus der Weltgleichung $L ; \hat{[\,]} = {}^4\overline{0}$ als Quellenfreiheit $\overline{\mathrm{div}}_6\, {}^2\overline{T} = \overline{0}$ des kanonischen Energiedichtetensors, die aber wegen ${}^2\overline{T} = {}^2\overline{T}^*$ die Quellenfreiheit des Drehimpulses $\overline{\mathrm{div}}_6\, {}^3\overline{M} = {}^2\overline{0}$ impliziert. Derartige integral gültigen Erhaltungsprinzipien beziehen sich dabei auf die x_4-Folge von Streckenräumen $R_5 \perp x_4$ von Welthyperebenen. Andererseits bezieht sich der Energiebegriff wie

auch alle übrigen universellen Erhaltungsprinzipien genügenden Begriffe stets nur auf die materiellen Letzteinheiten der Welt, also auf die Kondensationsstufen der Hermetrieformen a bis d. Diese Hermetrieformen wiederum werden durch ihre Komponenten in x_5 und x_6 vollständig charakterisiert, weil alle Kondensationen als Anbindungen an Selbstkondensationen in x_5 und x_6 aufgefaßt werden können. Hieraus folgt aber unmittelbar, daß es in allen zu x_4 normalen R_5- Welthyperebenen die gleiche integrale Mundalentelechie $\overline{M} = \text{const}\ (t) < \infty$ hinsichtlich der quantitativen Wertevorräte x_5 und x_6 geben muß. Kennzeichnet (g) diese integrale Bewertung in den R_5-Streckenräumen, dann muß für diese Mundalentelechie das übergeordnete Erhaltungsprinzip $\overline{x}_5^{(g)} + \overline{x}_6^{(g)} = i\,\overline{M} = \text{const}\ (x_4) < \infty$ konzipiert werden. Dieses Prinzip liefert mit $x_5^{(g)} = i\,\varepsilon_g$ und $x_6^{(g)} = i\,\eta_g$ nach Zeitdifferentiation und Quadrierung die Aussage $\dot{\varepsilon}_g^2 + \dot{\eta}_g^2 = 0$. Dieses Prinzip der Mundalentelechie

$$\overline{x}_5^{(g)} + \overline{x}_6^{(g)} = i\,\overline{M} = \text{const}\ (x_4) < \infty\ ,\quad \dot{\varepsilon}_g^2 + \dot{\eta}_g^2 = 0 \qquad 189$$

bedeutet offenbar, daß der integrale Wert $\overline{M}$ über den R_3 der R_5- Streckenräume erhalten bleibt, daß sich aber die Transstrukturen über den lokalen R_3-Bereichen in x_4 fortwährend verändern und dabei die Aktualisierung der kosmischen Bewegung generell verursachen. Dieser Sachverhalt wiederum muß irgendwie mit der Internstruktur der Sphärentrinitäten und der Natur der völligen Leere, also des Apeirons vor $t = 0$ und nach $t = \Theta$ zusammenhängen, jedoch ist dies mit einer quantitativen Methodik grundsätzlich unerfahrbar.

Eine Konsequenz von 189 betrifft die metrische Symmetrie D (t) während des Definitionsinterwalles von x_4 beziehungsweise t, also während Θ. Die Aktualisierung der R_3-Entfaltung beginnt und endet stets mit der Protosphäre nach 137 a und wird aus x_6 gesteuert (und zwar in der Aktualisierungsrichtung). Da das Zeitintervall der Welt ansich, also Θ als Weltzeitalter oder Äon interpretiert werden muß, wird hierdurch die Bezeichnung „äonische Dimension'' für x_6 und „äonische Welt'' für das metronische R_6-Tensorium gerechtfertigt. Kennzeichnen D_{fmp} die kosmogonische und D_{pmf} die zu ihr antisymmetrische esschatologische Sphärentrinität, dann wird das Zeitintervall des Äons durch das

geschlossene Interwall $T_0\,(D_{fmp}) = 0 \leqq t \leqq \theta\,(D_{pmf}) < \infty$ beschrieben. Das Prinzip 189 bedingt nun für die integrale kosmische Bewegung eine Symmetrie der beiden durch $T_\wedge$ bedingten R_4-Hemisphären $\dot{D} > 0$ und $\dot{D} < 0$, derart, daß die R_3-Hyperebene bei $T_\wedge$ mit $\dot{D} = 0$ und $\dot{\tau} = 0$ das Äon halbiert, so daß $\theta = 2T_\wedge$ eine metrische Konsequenz aus 189 hinsichtlich der R_4-Hemisphäre ist. Zusammengefaßt wird dieser Sachverhalt in

$$T_0\,(D_{fmp}) = 0 \leqq t \leqq \theta\,(D_{pmf}) = 2\,T_\wedge < \infty \qquad 189a,$$

worin früher als $t = 0$ oder später als $t = \theta$ der Zeitbegriff nicht mehr existiert, was das Apeiron kennzeichnet.

Aus der Beziehung integraler kosmischer Bewegung $DA = D_L A_L$ mit $DA = \dot{D}$ und $D_L A_L = 2\,w_g$, also $\dot{D} = 2\,w_g$ wird wegen $w_g^2 = c^2 + \dot{\varepsilon}_g^2 + \dot{\eta}_g^2$ unter Verwendung von 189 einfach $w_g = c$ oder $\dot{D} = 2\,c$. In dieser Beziehung ist jedoch $c\,(D)$; denn wird nach 135 in $c\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} = 1$ mit $\varepsilon_0 \sim D^{13/11}$ und $\mu_0 \sim D^{-3/11}$ substituiert, dann folgt $c = C\,D^a$ mit $11a = -5$, wenn C=const die Kondensorkonstante von $c(D)$ ist. Zeitdifferentiation liefert $\ddot{D} = 2\,\dot{c}$ und Division durch $\dot{D} = 2\,c$ ergibt das Verhältnis $\ddot{D} : \dot{D} = \frac{\dot{c}}{c}$, worin wegen $c = C\,D^a$ mit $\frac{\dot{c}}{c} = a\,\frac{\dot{D}}{D}$ substituiert werden kann. Dies liefert dann die Differentialgleichung

$$D\,\ddot{D} - a\,\dot{D}^2 = 0\,, \quad 11\,a = -5 \qquad 190,$$

nach welcher $D\,(t)$ in den Hemisphären des R_4 verläuft.

Die Zeitinterwalle dieser Beziehung werden von einem Anfangswert $t_1 \geqq 0$ mit $D_1 = D\,(t_1) \geqq D_p$ erstreckt, während die Integrale als Funktionen der oberen Schranke aufgefaßt werden. So folgt aus der Fassung $\ddot{D} : \dot{D} = a\,\frac{\dot{D}}{D}$ als erstes Zeitintegral nach Potenzierung $\dot{D} = 2\,c_1\,(\frac{D}{D_1})^a$. Hier gilt $c_1 = c\,(t_1) = C\,D_1^a$ der Beziehung 135 entsprechend. Damit entsteht aber die wiederum integrierbare Form $D^{-a}\,\dot{D} = 2\,C = \text{const}$ als Kondensorkonstante. Mit der Kürzung $\beta = 1 - a$ liefert das zweite Zeitintegral als Funktion der oberen Integrationsgrenze die allgemeine Lösung

$$D^\beta - D_1^\beta = 2\,\beta\,C\,(t - t_1)\,, \quad \beta = 1 - a \qquad 190\,a,$$

welche den unbekannten Verlauf $D\,(t)$ implizit enthält.

Das momentane Weltalter T und D_T wird aus 190 a

mit $t = T \ll T_\Lambda$ und $t_1 = 0$, sowie $D_1 = D_p$ ermittelt. Nach 134 kann im Momentanzustand des R_3 in nämlich $D \approx \frac{\pi}{e} (\frac{3\pi\sqrt{3}}{32e\sqrt{2}})^{4/3} E^{7/3} \tau^{-11/6}$ sehr guter Näherung, approximiert werden, weil $D \gg D_p$ ist. Einsetzten der im momentanen R_3-Zustand gemessenen Konstanten γ, c und h liefert daher $\tau_T \approx 6{,}15 \cdot 10^{-70}$ [m²] und $D_T \approx 6{,}03 \cdot 10^{125}$ [m]. Damit ist aber gemäß $c_T = C \cdot D_T^{-5/11}$ nach 135 die Kondensorkonstante C numerisch gegeben, weil die Lichtgeschwindigkeit im Momentanzustand des R_3 gegeben ist. Für diese Kondensorkonstante folgt $C = 44{,}64 \cdot 10^{64}$, so daß sich aus 190 a mit $t_1=0$, $t=T$, $D=D_T$ und $D_T \gg D_p = D_1$ für T der Wert $T \approx 6{,}914 \cdot 10^{116}$ [s] ergibt. Eine numerische Abschätzung von Gleichung 187 ergibt für den maximalen Expansionszustand des Universums $\Lambda \approx 6{,}92 \cdot 10^{337}$ [m]. Da die Integration nur über eine Hemisphäre erfolgen kann, besteht die Möglichkeit aus Λ den zugehörigen Zeitwert T_Λ zu ermitteln. Es gilt $2 \beta C T_\Lambda \approx \Lambda$ also $T_\Lambda \approx 1{,}95 \cdot 10^{425}$ [s] und nach 189 a für das gesamte Äon $\Theta \approx 3{,}9 \cdot 10^{425}$ [s].

Nach der mit $\hat{C}$ durchgeführten Konstruktion des leeren R_6 müssen diese Grenzen von Raum und Zeit in entsprechend angepaßter Form auch für die Schar der Parallelräume $R_3^{+k} \equiv (+k)$ mit $k \geqq 0$ gelten. Nach den Gesetzen der Richtungskosinus von Weltlinientangenten nimmt x_4 wegen der prinzipiellen Eigenschaft $\cos \alpha_4 \neq 0$ gegenüber den übrigen Koordinaten eine Sonderstellung ein, welche auf die Orientierung der kosmischen Bewegung zurückgeht. $\cos \alpha_4 > 0$ kennzeichnet die Schar (+k) des R_4^+, für den die Beziehungen 189 bis 190a entwickelt wurden. Die gleichen Betrachtungen können jedoch auch für die antisymmetrische Struktur $\cos \alpha_4 < 0$ der (-k) einer spiegelsymmetrischen R_4^- mit antiparalleler Zeit und antiparalleler kosmischer Bewegung der (-k) durchgeführt werden. Dies bedeutet aber, daß es zu den beiden R_4^+-Hemisphären die entsprechenden spiegelsymmetrischen R_4^--Hemisphären gibt, deren das gleiche Äon begrenzenden Sphärentrinitäten gemäß 138 als Folge der antiparallelen kosmischen Bewegung spiegelsymmetrisch vertauscht erscheinen.

6.) Die prototrope Struktur des Universums

Alle vorangegangenen Ausführungen der Synmetronik gehen allein auf $L;\hat{[\,]} = {}^{4}\overline{0}$ und $\tau > 0$ zurück; denn die drei Strukturreinheiten sind später liegende kosmogonische Konsequenzen der Sphärentrinität $x_4=0$. Diese Struktureinheiten wiederum definieren als Imaginärkondensationen eine transfinite Bimetrie der Selbstkondensationen und die zeitartige Hexametrie der Zeitkondensationen, aber als komplexe Kondensationen die raumartige Hexametrie und die raumzeitliche Enneametrie; wobei diese Polymetrien die Einwirkungsmöglichkeiten des Sieboperators auf den Korrelationsvermittler $\hat{\gamma}$ darstellen. Die aus der Weltgleichung folgende Synmetronik der vier Hermetrieformen führt zum allgemeinen Begriff der Prototrope und der polymetrischen Protosimplexkonjunktive im R_6. Hier sind die semantischen Architektureinheiten der Welt $s_{(3)}$ und $s_{(2)}$ durchaus eindeutig, nicht aber der Grund für die Dreidimensionalität des kompakten reellen $R_3 \equiv s_{(1)}$; denn die Stabilität der R_3-Strukturen verbietet zwar für die Zahl p reeller Dimensionen $p > 3$, läßt aber $p \leqq 3$ zu. Hiervon unabhängig erweisen sich die Bi - und Hexametrie immaginärer Hermetrieformen a und b in den R_4 projiziert als imponderable Materiefeldquanten, während die Hexa- und Enneametrie der komplexen Hermetrieformen c und d als elektrisch neutrale (c) und elektrisch geladene (d) Materiefeldquanten erscheinen. Das elektrische Ladungsfeld geht hier allein auf den enneametrischen Zustand der Raumzeitkondensationen zurück. Fundamentale synmetronische Prinzipien sind, unabhängig vom Kondensationszustand, die Prinzipien der Kompressorisostasie und der Feldaktivierung von Kondensorflüssen. Das Gesetz der Kompressorisostasie zeigt auf, daß der metronische Kompressor- und Kondensorzustand des R_6 bei sämtlichen Transmutationen dieses Zustandes erhalten bleibt. Da aber die Raumkondensoren stets phänomenologische Energiestufen sind, bedeutet dies eine universelle Erhaltung der Energie und der elektrischen Ladung, weil elektrische Ladungsfelder stets enneametrische Kondensorstufen aus d sind. Das aus dem Kompositionsgesetz folgende Verschwinden der Summe

antihermiteścher Fundamentalkondensoren bedingt andererseits die Konstanz aller Feldaktivatoren und deren alleinige Bestimmung der Kontrasignaturen, was wiederum zu einer allgemeinen Konstanz jeglicher Spinstruktur (insbesondere der Konjunktorspine) und somit zu einer Erhaltung phänomenologischer Drehimpulse führt. Eine weitere Folge der Weltstruktur ist dann ein allgemeines Erhaltungsprinzip jeglichen Impulses.

Andererseits definieren aber die Erhaltungsprinzipien von Energie, Impuls (Drehimpuls) und elektrischer Ladung als Invarianzforderung die fundamentalen Symmetrien des R_6, was sich auch in der Hermitezität seines Fundamentalselektors ausdrückt; während sein Unterraum als R_4 keineswegs diesen Symmetrien zu genügen braucht, was wiederum durch den nichthermiteschen Fundamentaltensor im R_4 in Erscheinung tritt. Diese fundamentalen R_6-Symmetrien sind also Konsequenzen der synmetronischen Prototropen, die ihrerseits eine Folge der allgemeinen kompositiven Weltgleichung bei $x_4 = 0$ sind.

Die Synmetronik prototroper Flußaggregate als weitere Konsequenz dieser Weltgleichung zeigt wiederum über die vier Hermetrieformen eine durchgehende hierarchische Strukturierung aller Weltstrukturen des R_6 auf, die vom makromaren Bereich über den mikromaren Bereich der Hermetrieformen bis in den metronischen Bereich der Prototropen weist.

Diese hierarchische durchgehende Strukturierung der Welt erscheint bereits im physischen Universum als ein Prinzip durchgängiger Korrespondenz, derart, daß sich $L\,;\hat{[\,]} = {}^{4}\mathfrak{O}$ mit $\tau > 0$ im physischen Raum als folgendes Strukturschema manifestiert:

1.) Im makromaren Bereich wird die Wechselbeziehung der Strukturen in attraktiver Form allein vom Gravitationsfeld $r\,q\,e^{-q} \sim (1-\frac{r}{\varsigma})^{2}$ als Konsequenz der Weltgleichung bestimmt; wobei Spiralnebelsysteme als letzte makromare Entitäten in Abständen $r \gg \varsigma$ und $r \geq \varsigma$ in keinen attraktiven Zusammenhängen stehen und in chaotischer Verteilung den Raum des Universums ausfüllen.

2.) Im Bereich $0 \ll r < \varsigma$ ist die gravitative Infrastruktur der Spiralnebelsysteme in attraktiven Zusammenhängen gegeben, deren Elemente die Einzelgalaxien sind.

3.) Ein Spiralnebel als Entität des Spiralnebelsystems ist gravitativ durch $0 \ll r \ll \varsigma$ gekennzeichnet, so daß seine Sternenwolken

und Dunkelmaterie durch gravitativ attraktive Wirkungen ebenfalls ein dynamisch stabiles Attraktionssystem bilden, welches als Spiralnebel oder Galaxie erscheint.

4.) Die Elemente einer solchen Sternenwolke sind Einzelsterne, welche dynamisch stabil gravitierende Planetensysteme ermöglichen.

5.) Die materiellen Elemente aller dieser kosmischen Objekte sind stets heteromorph zusammengesetzte Materieverteilungen, welche zugleich als Quellen aller Wechselbeziehungen aufzufassen sind, durch welche kosnische Objekte über die R_3-Distanzen hinweg in physikalischen Zusammenhängen stehen.

6.) Die Letzteinheiten jeglicher Materie sind molekulare Entitäten, welche durch intermolekulare Wirkungen in attraktiven Zusammenhängen stehen und sämtliche Eigenschaften makromarer Materieverteilungen und deren zeitliche Änderungen bestimmen.

7.) Der Molekülbau ist atomistischer Natur und wird von den atomaren Valenzen bedingt.

8.) Jede atomare Struktur wird durch die äußere Konfiguration aus $Z \geq 1$ Hüllenelektronen e^- und die Z-fach elektropositiv geladene Nuklidstruktur bestimmt.

9.) Die Nuklide wiederum werden wie die Hüllenelektronen allein aus den Stufen der Hermetrieformen c und d komplexer Kondensationen aufgebaut und zwar durch die sehr starke Wechselwirkung zwischen Protonen- und Neutronenzuständen im Nuklid und die schwache elektromagnetische Wechselwirkung der Hüllenelektronen.

10.) Alle Mikro- und Makrozustände materieller Weltstrukturen stehen durch die Hermetrieformen a und b immaginärer Kondensationen in Wechselbeziehung, während ihre Elemente stets aus den ponderablen Hermetrieformen c und d komplexer Kondensationen strukturiert sind.

11.) Wegen der Existenz von Konjunktivgesetzen -(μ)- werden diese elementaren Hermetrieformen (abcd) als Materiefeldquanten aus deren Vorformen, also den Protosimplexen, komponiert.

12.) Die Existenz derartiger Internstrukturen der Materiefeldquanten als Konjunktorbeziehungen von Protosimplexen ist eine Konsequenz der synmetronischen Weltgleichung, welche diese Protosimplexe als strukturelle Prototropenaggregate aufweist.

13.) Alle Prototrope sind echte oder zu Schirmfeldern ausgeartete Kondensorflüsse, derart, daß ein Protosimplex ein fluktonisches Flußaggregat ist, welches als zeitlich dynamische Struktur

vom statisch ausgearteten prototropen Schirmfeldsystem umschlosser wird.

14.) Die Elemente einer jeden Prototropen (ob Schirmfeld oder Flukton) sind stets metronische Kondensationszustände des R_6 oder seiner Unterräume.

15.) Jeder Kondensationszustand des Bezugsraumes wird nach der synmetronischen Weltgleichung aus elementaren metronischen Kondensationsstufen aufgebaut.

16.) Die präformierende Vorstufe jeder metronischen Kondensationsstufe ist die Feldaktivierung in einem völlig isotropen und leeren Bereich des metronischen Welttensoriums, welche aber stets als eine metronische Spinanisotropie ohne irgendein Kondensationszustand erscheint.

17.) Das Urelement dieser Spinanisotropie eines Feldaktivators ist wegen des metronischen Charakters des R_6 immer die hinsichtlich des isotropen leeren Tensoriums relative Spinumkehrung eines Einzelmetrons, welche als Uranisotropie mit ε bezeichnet werden soll.

Aus diesem Bild hierarchischer Strukturierungen (1) bis (17) wird das Prinzip durchgängiger Korrespondenz synmetronischer Weltstrukturen als Aussage der universellen Weltgleichung besonders deutlich. Zugleich zeigt sich aber auch, daß ε als das submikromare Urphänomen jeglicher Weltstruktur schlechthin angesehen werden muß. Nach diesen Deduktionen wird deutlich, daß dieses Urphänomen ε mit Ausnahme der Alternative seiner Existenz oder Nichtexistenz überhaupt keine Eigenschaften haben kann. Zwar baut ε jede nur denkbare Weltstruktur auf, doch genügt wegen seiner Eigenschaftslosigkeit zur Beschreibung die Alternativaussage $a_{\pm}$ hinsichtlich ε, wobei a_+ die Existenz und a_- die Nichtexistenz von ε aussagt. Der Zustand des eigenschaftslosen Urphänomens ε wird also vollständig durch die Alternativaussage $a_{\pm}$ beschrieben, was aber bedeutet, daß der Zustandsraum (abstrakter Funktionenraum) von ε ein zweidimensionaler komplexer Vektorraum sein muß. Untersucht man in diesem Zustandsraum die Gruppe der Drehungen,und betrachtet man dabei alle überhaupt möglichen Automorphismen, dann zeigt sich, daß dieser ε-Zustandsraum allein in einem kompakten reellen dreidimensionalen

Raum abgebildet werden kann. Da ε das eigenschaftslose Urphänomen und damit das prototrope Letztelement der Welt R_6 ist, kann dieser Abbildungsraum nur das Tensorium R_3 des physischen Universums, also die semantische Architektureinheit $s_{(1)}$ als reeller Unterraum des R_6 sein. Für die offene Zahl erlaubter reeller Dimensionen $p \leq 3$ der Welt ergibt sich auf diese Weise die eindeutige Bestimmung $p = 3$. Mithin bedingen sich die Existenz von ε und $R_3 \equiv s_{(1)} (x_k)_1^3$ wechselseitig. Die Weltstrukturen in der momentanen Hyperfläche R_5 bei $x_4 = \text{const}$ und ihre Projektionen in den R_3 ändern ihren Zustand in den zeitlichen Streckenräumen grundsätzlich nur unter Wahrung des Gesetzes der Kompressorisostasie und der Konstanz synmetronischer Feldaktivatoren, also im Rahmen der fundamentalen Symmetriebedingungen im R_6. Darüberhinaus zeigt dieses Gesetz der Isostasie neben der Konstanz des Kompressionszustandes in einem abgeschlossenen Weltvolumen noch das Prinzip auf, die lokalen Kompressordichten auf Minimalwerte zu bringen und in später liegenden Bereichen den konstanten Kompressorzustand in dem abgeschlossenen Weltvolumen in später liegenden Ereignisstrukturen zu nivelieren. Physikalisch bedeutet dies im makromaren Bereich die später liegende Erreichung maximaler Wahrscheinlichkeit und Entropie, aber im makromaren Bereich die Stabilität tiefstmöglicher Energieniveaus. Die atomistische Quantenstruktur wiederum erscheint als eine Folge der diskreten Kondensorstufen und des imaginären Charakters von $s_{(2,3)}$ in Korrelation mit der reellen Einheit $s_{(1)}$. Die nur als empirisch bekannten physikalischen Grundprinzipien, nämlich die Erhaltungsprinzipien, das Entropieprinzip und das Quantenprinzip erscheinen demnach als Konsequenzen der kompositiven Weltgleichung ebenso wie die Dreidimensionalität des physischen Universums und seiner prototropen Struktur.

Die Lösung der Weltgleichung $L ; \hat{\Sigma} = {}^4\overline{0}$, also des allgemeinen Hermetrieproblems liefert zunächst die beiden imaginären Hermetrieformen a und b, welche als imponderable Wirkungsquanten interpretiert werden müssen; während die sich ergebenden beiden komplexen Hermetrieformen als die Gruppen der elektrisch neutralen (c) und der geladenen (d) ponderablen Materiefeldquanten darstellen. Da auch imponderable Terme wegen $E = m c^2$ durch

träge Feldmasse gekennzeichnet sind und der imaginäre algebraische Zahlenkörper nur der Sonderfall des allgemeinen komplexen Zahlenkörpers ist, muß die Massenformel 126 als Lösung des Hermetrieproblems komplexer Kondensationen neben den ponderablen Termen (c,d) auch die Feldmassen der imponderablen Strukturen (a,b) enthalten. Dies ist der Grund dafür, daß die Terme von 126 derart dicht liegen, daß 126 praktisch ein hyperbolisches Streckenspektrum annähert, wobei dieser Sachverhalt wiederum auf den außerordentlich geringen Wert von $\tau > 0$ zurückgeht. Wenn aber 126 die Massenterme aller Hermetrieformen enthält, dann wird die praktisch kontinuierliche Lage der Zeitkondensationen, also der Photonen $h\nu$ wegen der Kleinheit von τ unmittelbar evident.

Andererseits muß diesem Pseudostreckenspektrum 126 der Kondensationen a und b ein diskretes Punktspektrum der komplexen Kondensationen c und d überlagert sein, so daß die Frage nach den als Elementarkorpuskeln physikalisch erscheinenden ponderablen Letzteinheiten auf eine Separation dieses stratonischen Punktspektrums hinausläuft.

S y n m e t r o n i s c h e B e g r i f f s b i l d u n g e n
z u T e i l C B a n d III

Struktureinheiten:
Gitterkerne, welche die Korrelatorelemente bestimmen und in definierter Weise von den semantischen Architektureinheiten abhängen.

Protofeld:
Hermitescher Anteil eines Korrelatorelementes.

Feldaktivator:
Antihermitescher Anteil eines Korrelatorelementes.

Protoselektor:
Zustandsselektor des Protofeldes.

Aktivationsselektor:
Zustandsselektor des Feldaktivators.

Korrelationsexponent:
Ein Eigenwertverhältnis, welches im zweiten metronischen Gültigkeitsbereich (hoher Metronenziffern) die spezielle Art der synmetronischen Korrelation kennzeichnet.

Fremdfeldkorrelation:
Der aus einer Signatur des synmetronischen Fundamentalkondensors und dem zugehörigen Koppelungstensor aufgebauter Selektor, über den summiert das synmetronische Fundamentalgesetzt der Komposition bestimmt wird.

Fremdfeldkorrelator:
Ein Selektor, welcher die Korrelation zwischen den Korrelatorelementen einer Basis- und Kontrasignatur beschreibt.

Koppelungsgruppe:
Eine Klasse von Kondensorsignaturen, welche ein Koppelungsextremum charakterisiert.

Koppelungsstruktur:
Gefüge aller Koppelungsgruppen innerhalb einer Feldkomposition.

Kondensorquelle:
Hermetrischer Bereich eines Kondensors, dessen Signatur auch in einer Koppelungsgruppe auftritt. Es gibt primäre und sekundäre Kondensorquellen.

Kondensorsenke:
Pseudoantihermetrischer Bereich eines Kondensors innerhalb der Koppelungsgruppe primärer oder sekundärer Art.
Koppelungsklasse:
Unterteilung einer Koppelungsgruppe in primäre oder sekundäre, hermetrische oder antihermetrische Elemente den Quellen oder Senken von Kondensoren entsprechend.
Kondensorbrücke:
Gesamtheit von Kondensoren, die zu einer Koppelungsklasse gehört, welche in mehreren Gruppen der Koppelungsstruktur auftritt.
* Gleichgewicht zwischen der Tendenz eines synmetronischen Raumkompressors den minimalen Kompressionszustand zu erreichen und dem Prinzip der Erhaltung des kompositiven Raumkompressorspektrums.
Kondensorfluß:
Bewegung des Kondensationszustandes im Sinne eines Austausches von Kondensorquelle und Kondensorsenke als Folge der Kompressorisostasie.
Flußaggregat:
Ein aus verschiedenen Kondensorflüssen gekoppeltes dynamisches System.
Flußklasse:
Die Gesamtheit der aus einer typischen Zahl von Kondensorflüssen möglichen Flußaggregate.
Kondensationsstufentransmutation:
Der aufgrund der Kompressorisostasie erfolgte Zerfall einer kompositiven Kondensation, wenn innerhalb der Koppelungsstruktur ein Flußaggregat nicht zyklisch den Anfangszustand wieder herstellt.
Flußperiode:
Zeitliche Periode eines Flußaggregates zyklischer Kondensorflüsse nach welcher der Anfangszustand des Aggregates wieder erreicht wird.
Periodenzahl:
Die Zahl des Wirkens aller Kondensorflüsse im Aggregat bis zum Ablauf der Flußperiode.
Kondensorspin:
Rotatorische Orientierung eines zyklischen Kondensorflusses.

* Kompressorisostasie:

Strukturisomerie:
Vielfachheit der Anordnungsmöglichkeiten zyklischer Kondensorflüsse im Aggregat.
Spinisomerie:
Vielfachheit der Anordnungsmöglichkeiten von Kondensorspinen im Aggregat.
Enantiostereoisomerie:
Kombinationen von Struktur- und Spinisomerien.
Fluß- Superpositionen:
Zyklische Überlagerung entarteter Flußaggregate zu einem regulären Aggregat.
Grundfluß:
Elementarer zyklischer Fluß eines Kondensors.
Flukton:
Elementare Korrelationsstruktur aus mindestens zwei Grundflußverläufen.
Signaturisomerie:
Die möglichen Permutationen einer vorgegebenen Kondensorsignatur.
Singuläres Schirmfeld:
Ein Kondensor, dessen Signaturindizierungen identisch sind, der also aus nur einer Struktureinheit aufgebaut ist.
Hermetriecharakteristik:
Anzahl singulärer Schirmfelder.
Korrelatives Schirmfeld:
Im Kondensor sind Ko- und Kontrasignatur identisch.
Straton:
Ein Schirmfeld, das von der Struktureinheit des reellen physischen Raumes allein bestimmt wird.
Weltflukton:
Das Flukton der d-Hermetrie, welches in allen drei Struktureinheiten des R_6 definiert ist.
Prototrope:
Oberbegriff für die Urgestalten Flukton und Schirmfeld.
Protosimplex:
Einfachstes Strukturgebilde aus Flukton und Schirmfeld.
Protosimplexladung:
Das ganzzahlige Vielfache in welchem ein Protosimplex auftreten kann.
Konjunktor:
Fluktonische Korrelation zwischen zwei Protosimplexen im Unterraum einer gemeinsamen Struktureinheit.

Konjunktiv:
Gesetz der betreffenden Konjunktion.
Korrelationskonjunktiv:
Die Konjunktion erfolgt direkt durch einen Fluktonenaustausch.
Kontaktkonjunktiv:
Die Konjunktion wird über Schirmfelder gleicher Struktureinheit vermittelt.
Stratonkonjunktiv:
Ein Kontaktkonjunktiv bei dem das Straton als vermittelndes Schirmfeld erscheint.
Kondensorkonjugation:
Austausch von Kondensationen bei der fluktonischen Konjunktion.
Protosimplexwertigkeit:
Zahl der voneinander verschiedenen Kondensorsignaturen eines Protosimplex.
Konjunktorvalenz:
Zahl der partiellen Grundflußverläufe (Systeme) eines Fluktons, die unabhängig voneinander Konjunktivgesetze definieren.
Konjunktorisomerie:
Die durch die Konjunktorvalenz bedingten zusätzlichen Isomerien.
Flußphase:
Gangunterschied der zur Konjugation kommenden Kondensationen bei fluktonischen Korrelationsprozessen.
Orthokonjunktor:
Die konjugierenden Fluktonspine verlaufen parallel bei der Definition des Konjunktors.
Parakonjunktor:
Bei der Definition des Konjunktors verlaufen die konjugierenden Fluktonspine antiparallel.
Konjunktorspin:
Der durch den zyklischen Austausch von zwei Fluktonen definierte Spin als Partialspin eines Mq. Hier handelt es sich stets um die Auswirkung eines Konjunktivs, der mindestens zwei Protosimplexe in Korrelation setzt.
Konjugationsisomerie:
Es handel sich um die Zahl der Anordnungsmöglichkeiten von Ortho- und Parakonjunktoren in der durch die Konjunktive bedingten Struktur eines Protosimplexgefüges.

Stratonspin:
Projektion der Konjunktorspine in das Straton, derart, daß diese Projektion des Gefüges in den physischen Raum (Definitionsbereich des Stratons) einen integralen Spin des Gesamtstratons einer komplexen Hermetrieform kennzeichnet.
Pseudostraton:
Die Projektion einer imaginären Hermetrieform in den physischen Raum, wobei auch ein Pseudostratonspin auftreten kann, wenn die Imaginärkondensation einen integralen Konjunktorspin trägt.
Isomorphiespin:
* einer Hermetrieform in den imaginären Weltdimensionen, welche im integralen Stratonspin grundsätzlich imaginär bleiben. Dieser Anteil definiert im Bereich komplexer Hermetrieformen Multipletts eines Spinisomorphismus.
Optisches Raumsegment:
Auf einen Beobachtungspunkt bezogener relativer näherungsweise sphärischer physischer Raumbereich innerhalb dessen emittierte optische Signale als Zeitkondensationen im Beobachtungspunkt empfangen werden können.
Referenzneutrino:
Die Feldmasse einer imaginären oder komplexen Hermetrie, bei welcher die durch die kosmische Bewegung bedingte Massenänderung kompensiert wird, so daß hierdurch eine Referenzgröße als energetisches Normal im Sinne einer Pseudokondensorkonstante gegeben ist.
Mundalentelechie:
Die integrale Transstruktur in einer zur Zeit normalen Welthyperebene:
Äon:
Das gesamte zeitliche Definitionsintervall der integralen Raumzeit zwischen der kosmogonischen und esschatologischen Sphärentrinität. Es ist dies das Weltzeitalter.
Apeiron:
Der nichtdefinierbare Bereich jenseits der Sphärentrinitäten, also außerhalb des Weltzeitalters, in welchem zumindest die Begriffe von Raum, Zeit und kosmischer Bewegung ihren Sinn verlieren.
Polymetrie:
Mehr als ein Korrelatorelement definiert im Sinn der Synmetronik eine kompositive Mehrfachgeometrie und zwar als Hermetrieformen eine Bi-, Hexa- und Enneametrie.

*Konjunktorkomponenten

Stadtarchiv Northeim
Signatur: Heim Lfd.Nr.: 1
Urkunden
Immobilien
Raum:
Behörden- Korrespondenz

Stadtarchiv Northeim
Signatur: Heim Lfd.Nr.: 2
Briefe und
persönliche Korrespondenz
Raum:

Stadtarchiv Northeim
Signatur Heim Lfd. Nr.: 3
Handschriften I
Mathematik 1 - 5

Stadtarchiv Northeim
Signatur Heim Lfd. Nr.: 4
Handschriften II
Mathematik Bd. 6 - 8
Skript „Anorganische Chemie"

Stadtarchiv Northeim
Signatur Heim Lfd. Nr.: 5
Handschriften III
Theoretische Physik Bd. 1 - 8

Stadtarchiv Northeim
Signatur Heim Lfd. Nr.: 6
Handschriften IV
Theoretische Physik Bd. 9 - 15

Stadtarchiv Northeim
Signatur Heim Lfd. Nr.: 7
Handschriften V
Theoretische Physik Bd. 16 - 17
Synometrie Bd. 1, 7 und 8

Stadtarchiv Northeim
Signatur Heim Lfd. Nr.: 8
Handschriften VI
Syntrometrie Bd. 9
Kraftfeld-Theorie und Kladden

Stadtarchiv Northeim
Signatur Heim Lfd. Nr.: 9
Kleine Handschriften
Transzendentale Stimmen Bd. 1-9
Syntometrie Bd. 18
Weltraumschifffahrt I und II
Gravitation

Stadtarchiv Northeim
Signatur Heim Lfd. Nr.: 10
Aufsätze und kleinere Artikel I
Manuskripte I

Stadtarchiv Northeim
Signatur Heim Lfd. Nr.: 11
Aufsätze und kleinere Artikel II
Manuskripte I

Stadtarchiv Northeim
Signatur Heim Lfd. Nr.: 12
Manuskripte II

Stadtarchiv Northeim
Signatur: Heim Lfd.Nr.: 13
Buch - Manuskripte
Raum:

Stadtarchiv Northeim
Signatur: Heim Lfd.Nr.: 14
Korrekturfahnen Resch I
Raum:

Stadtarchiv Northeim
Signatur: Heim Lfd.Nr.: 15
Korrekturfahnen Resch II
Raum:

Stadtarchiv Northeim
Signatur: Heim Lfd.Nr.: 16
Korrespondenz Dröscher I
Raum:

Stadtarchiv Northeim
Signatur: Heim Lfd.Nr.: 17
Korrespondenz Dröscher II
Raum:

Stadtarchiv Northeim
Signatur: Heim Lfd.Nr.: 18
DESY - Hamburg
Raum:

Stadtarchiv Northeim
Signatur: Heim Lfd.Nr.: 19
Prozesse
Raum:

Stadtarchiv Northeim
Signatur: Heim Lfd.Nr.: 20
Quellen Texte I
Raum:

Stadtarchiv Northeim
Signatur: Heim Lfd.Nr.: 21
Quellen Texte II
Raum:

Stadtarchiv Northeim
Signatur: Heim Lfd.Nr.: 22
Quellen Texte III
Raum:

Stadtarchiv Northeim
Signatur: Heim Lfd.Nr.: 23
Sonstige
Raum:

Stadtarchiv Northeim
Signatur Heim Lfd. Nr.: 25
Datenträger

Stadtarchiv Northeim
Signatur Heim Lfd. Nr.: 26
Tonbänder I

Stadtarchiv Northeim
Signatur Heim Lfd. Nr.: 27
Tonbänder II

Stadtarchiv Northeim
Signatur:
Raum:

Stadtarchiv Northeim
Signatur:
Raum:

Heim 1 Ökonomieskizzen I Burkhard Heim
Heim 2 Ökonomieskizzen II Burkhard Heim
Heim 4 Einführung Burkhard Heim
Heim 4 Einführung Burkhard Heim