SYNTROMETRISCHE MAXIMENTELEZENTRIK

TEIL C

SYNMETRONIK DER WELT

BAND II

BURKHARD HEIM

MEINEM VATER UND MEINER FRAU GEWIDMET

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

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 $\hat{\chi}$; ($\curlywedge$, $\underline{\curlywedge}$) ; ($\hat{\{\}}$ + $\underline{\hat{\{\}}}$) = $\hat{o}$ im mesobarischen Korrelationsbereich R_4 ergibt sich im Fall fehlender Korrespondenzen ${}^2\bar{g}$ = ${}^2\bar{E}$, also $\underline{\hat{\{\}}}$ = $\hat{o}$ das Gesetz der mesobarischen Statik C ; $\hat{\{\}}$ = $\bar{\lambda}$ χ $\hat{\{\}}$, welches die Materiefeldquanten durch statische also durch keine Korrespondenz gestörte Mesofeldzustände beschreibt. Spurbildungen von C ; $\hat{\{\}}$ = $\bar{\lambda}$ χ $\hat{\{\}}$ liefern das Eigenwertproblem s p C ; $\hat{\{\}}$ = $\bar{\lambda}$ · $\hat{\{\}}$ und die Zusatzbedingung s p $\hat{\{\}}$ = $\bar{o}$ oder in Komponenten C_m ; $\left\{ {k\ l}^{m} \right\}$ = λ_m (k,l) $\left\{ {k\ l}^{m} \right\}$, sowie $\left\{ {k\ m}^{m} \right\}$ = o , was als ein Linearaggregat aufgefaßt werden kann. Da für die Geodäsie $\ddot{\underline{x}}^i$ + $\left\{ {k\ l}^{i} \right\}$ · $\dot{\underline{x}}^k$ · $\dot{\underline{x}}^l$ = o gilt und geodätische Koordinaten $\ddot{\underline{x}}^i$ = o nur für alle $\left\{ {k\ l}^{i} \right\}$ = o erreichbar sind, müssen auch in $\left\{ {k\ m}^{m} \right\}$ = o die einzelnen Terme voneinander unabhängig sein. Mit der Kürzung a_m · $\underline{a}^m$ = $\left\{ \sum_{m=1}^{4} \right\}$ $a_{(m)}$ · $\underline{a}^{(m)}$ drückt also die Zusatzbedingung s p $\hat{\{\}}$ = $\bar{o}$ der mesobarischen Statik 75 die Teilgeodäsie $\left\{ {(m)1}^{(m)} \right\}$ = o aus. Die Komponentendarstellung von s p C ; $\hat{\{\}}$ liefert dagegen o = C_m ; $\left\{ {k\ l}^{m} \right\}$ - - λ_m (k,l) $\left\{ {k\ l}^{m} \right\}$ = $\left\{ \sum_{m=1}^{4} \right\}$ ($C_{(m)}$; $\left\{ {k\ l}^{(m)} \right\}$ - - $\lambda_{(m)}$ (k,l) · $\left\{ {k\ l}^{(m)} \right\}$) , und dies ist wiederum nur erfüllbar, wenn die Summanden einzeln verschwinden. s p C ; $\hat{\{\}}$ = $\bar{\lambda}$ · $\hat{\{\}}$ beschreibt wegen $\lim_{J \to \infty}$ $\bar{\lambda}$ $\hat{\{\}}$ ~ ${}^2\bar{T}$ - 1/2 · ${}^2\bar{g}$ · 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 $C_{(m)} \; ; \; \left\{{}^{(m)}_{k\,l}\right\} = \lambda_{(m)}\,(k,l)\,\left\{{}^{(m)}_{k,\,l}\right\}$ und 28 Zusatzbedingungen $\left\{{}^{(m)}_{(m),l}\right\} = o$ 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 $\lambda_{(m)}\,(k,l) \cdot \left\{{}^{(m)}_{k\,l}\right\}$ die Systeme $\lambda_{(m)}\,(m,l) \cdot \left\{{}^{(m)}_{(m),l}\right\} = \lambda_{(m)}\,(k,m) \cdot \left\{{}^{(m)}_{k(m)}\right\} = o$ für alle (k,l) 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

$$\lim_{J \to \infty} \lambda_{(m)}\,(k,l) \left\{{}^{(m)}_{k\,l}\right\} \sim G_{(m)k,l} \neq o$$

energetische Quantenstufen, die im Limes zum makromaren Feldkontinuum $J \to \infty$ zu Energiedichten $G_{(m)k,l}$ werden. Diese Limesrelation lautet

$$\lim_{J \to \infty} \lambda_{(m)}\,(i,n) \left\{{}^{(m)}_{k,n}\right\} = \varkappa\, G_{(m)i,n} \equiv \varkappa\, T_{kl},$$

wobei $1 \leq k,l \leq 6$ gesetzt werden kann; denn wegen der Invarianz können die $36 = 6^2$ von Null verschiedenen Energiedichten nur im einem sechsreihigen Tensorschema ${}^2\bar{T} = \left[T_{kl}\right]_6$ untergebracht werden, wenn $\varkappa = \text{const}$ 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 $\{\} \neq \{\}^{\times}$ 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

$$\lim_{J\to\infty} \lambda_{(m)}\ (i,n)\ \left\{{(m) \atop i\ n}\right\} = \varkappa\ G_{(m)in} \doteq \varkappa\ T_{kl} \neq o\ ,$$

$$\left\{{(m) \atop i\ (m)}\right\} = o\ ,\ 1 \leq k\ ,\ l \leq 6\ ,\ {}^2\overline{T} = \left[T_{kl}\right]_6 = ({}^2\overline{T}_+ + {}^2\overline{T}_-)\ ,$$

${}^2\overline{T} = sp \cdot {}^2\overline{M} \times {}^2\overline{M}$, ${}^2\overline{M} = {}^2\overline{M}_+ + {}^2\overline{M}_-$, $T_{+kl} =$

$= \sum_{\gamma=1}^{6} (M_{+k,\gamma} \cdot M_{+\gamma l} + M_{-k\gamma} \cdot M_{-\gamma l})$, $T_{-kl} =$

$= \sum_{\gamma=1}^{6} (M_{+k\gamma} \cdot M_{-\gamma l} + M_{-k\gamma} \cdot M_{+\gamma l})$ 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 $\left\{{(m) \atop i(m)}\right\} = o$ aus $\lim_{J\to\infty} \lambda_{(m)}\ (i,n) \cdot \left\{{(m) \atop i,\ n}\right\} = \varkappa\ G_{(m)in}$ die $G_{(m)in} \neq o$

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

$$\lim_{J \to \infty} \lambda_{(m)} \, (i,n) \left\{ {}^{(m)}_{i\ ,n} \right\} = \varkappa \, G_{(m)in} \quad \text{folgt mit} \quad \left\{ {}^{(m)}_{i(m)} \right\} = o$$

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

$$(1)\quad \begin{bmatrix} x\ 111\ x & x\ 112\ x & x\ 113\ x & x\ 114\ x \\ x\ 121\ x & q_{+i}\,q_{+k} + q_{-i}\,q_{-k} - \delta_{ik}\,q_+^2 - g_{ik}\cdot\eta & \Big]_3 & i\,(\bar q_+ \times \bar q_-)_2 - g_{24}\cdot\eta \\ x\ 131\ x & \Big[& & i\,(\bar q_+ \times \bar q_-)_3 - g_{34}\cdot\eta \\ x\ 141\ x & i(\bar q_+ \times \bar q_-)_2 - g_{42}\cdot\eta & i\,(\bar q_+ \times \bar q_-)_3 - g_{43}\,\eta & q_-^2 - g_{44}\cdot\eta \end{bmatrix}$$

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

$$(4)\quad \begin{bmatrix} & & x\ 414\ x \\ p^2\ \Big[2\,g_{ik} - \delta_{ik}\Big]_3 & & x\ 424\ x \\ & & x\ 434\ x \\ x\ 441\ x & x\ 442\ x & x\ 443\ x & x\ 444\ x \end{bmatrix}.$$

Für die aus $s\,p\,\{\hat{}\} = \bar o$ folgenden 28 Fehlstellen x min x = o

gilt entsprechend :

$(q^2_{+1} + q^2_{-1} - q^2_{+} - g_{11}\,\eta)$, $(q_{+1}\,q_{+2} + q_{-1}\,q_{-2} - g_{12}\,\eta)$,
$(q_{+1}\,q_{+3} + q_{-1}\,q_{-3} - g_{13}\,\eta)$, $(q_{+2}\,q_{+1} + q_{-2}\,q_{-1} - g_{21}\,\eta)$,
$(q_{+3}\,q_{+1} + q_{-3}\,q_{-1} - g_{31}\,\eta)$, $(i(\bar{q}_+ \times \bar{q}_-)_1 - g_{14}\,\eta)$,
$(i\,(\bar{q}_+ \times \bar{q}_-)_1 - g_{41}\,\eta)$, $(2\,p^2\,g_{14})$, $(2\,p^2\,g_{24})$, $(2\,p^2\,g_{34})$,
$(2\,p^2\,g_{41})$, $(2\,p^2\,g_{42})$, $(2\,p^2\,g_{43})$, $(2\,p^2\,g_{44} - p^2)$,
$(\alpha_-\,(p\,D)_{12} + \phi_{(2)3} + 2\,\alpha_+\,g_{12}\,\bar{p}\,\bar{D})$, $(\alpha_-\,(p\,D)_{21} - \phi_{(2)3} +$
$+ 2\,\alpha_+\,g_{21}\,\bar{p}\,\bar{D})$, $(\alpha_-\,(p\,D)_{23} + \phi_{(2)1} + 2\,\alpha_+\,g_{23}\,\bar{p}\,\bar{D})$,
$(\alpha_-\,(p\,D)_{32} - \phi_{(2)1} + 2\,\alpha_+\,g_{32}\,\bar{p}\,\bar{D})$, $(\alpha_-\,(p\,D)_{22} - 2\,\bar{p}\,\bar{D} +$
$+ 2\,\alpha_+\,g_{22}\,\bar{p}\,\bar{D})$, $(-\alpha_-\,(\bar{p} \times \bar{D})_2 + 2\,\alpha_+\,g_{24}\,\bar{p}\,\bar{D} - \phi_{(2)2})$,
$(-\alpha_-\,(\bar{p} \times \bar{D})_2 + 2\,\alpha_+\,g_{42}\,\bar{p}\,\bar{D} + \phi_{(2)2})$, $(\alpha_+\,(p\,C)_{13} -$
$- \phi_{(3)2} + 2\,\alpha_-\,g_{13}\,\bar{p}\,\bar{C})$, $(\alpha_+\,(p\,C)_{31} + \phi_{(3)2} + 2\,\alpha_-\,g_{31}\,\bar{p}\,\bar{C})$,
$(\alpha_+\,(p\,C)_{23} + \phi_{(3)1} + 2\,\alpha_-\,g_{23}\,\bar{p}\,\bar{C})$, $(\alpha_+\,(p\,C)_{32} -$
$- \phi_{(3)1} + 2\,\alpha_-\,g_{32}\,\bar{p}\,\bar{C})$, $(\alpha_+\,(p\,C)_{33} - 2\,\bar{p}\,\bar{C} +$
$+ 2\,\alpha_-\,g_{33}\,\bar{p}\,\bar{C})$, $(-\alpha_+\,(\bar{p} \times \bar{C})_3 + 2\,\alpha_-\,g_{34}\,\bar{p}\,\bar{C} - \phi_{(3)3})$
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 :

$g_{11} = (q^2_{+1} + q^2_{-1} - q^2_{+})\;1/4$, $g_{22} = 1/2\;\alpha_-\,(1 - \alpha_- \cdot \frac{p_2\,D_2}{\bar{p}\;\bar{D}})$,
$g_{33} = 1/2\;\alpha_+(1 - \alpha_+ p_3 C_3/\bar{p}\;\bar{C})$, $g_{44} = 1/2$, $g_{14} = g_{41} =$
$= i\,(\bar{q}_+ \times \bar{q}_-)_1 \cdot (\eta - 2\,p^2)^{-1}$, $g_{24} = \frac{\alpha_-(\bar{p} \times \bar{D})_2}{\alpha_+\;\bar{p}\;\bar{D} + p^2}$, $g_{42} = o$,

$g_{34} = \frac{\alpha_+ (\bar{p} \times \bar{C})_3}{\alpha_- \bar{p}\,\bar{C} + p^2}$, $g_{43} = o$, $g_{12} = (q_{+1} \cdot q_{+2} + q_{-1} \cdot q_{-2} +$
$+ \alpha_- (p\,D)_{12} + \alpha_- \cdot (\bar{p} \times \bar{D})_3) \cdot (\eta - 2\alpha_+ \bar{p}\,\bar{D})^{-1}$, $g_{21} =$
$= (q_{+2}\, q_{+1} + q_{-2} \cdot q_{-1} + \alpha_- (p\,D)_{21} - \alpha_- (\bar{p} \times \bar{D})_3) \cdot$
$\cdot (\eta - 2\alpha_+ \bar{p}\,\bar{D})^{-1}$, $g_{13} = (q_{+1}\, q_{+3} + q_{-1}\, q_{-3} +$
$+ \alpha_+ (p\,C)_{13} - \alpha_+ (\bar{p} \times \bar{C})_2) \cdot (\eta - 2\alpha_- \bar{p}\,\bar{C})^{-1}$,
$g_{31} = (q_{+3} \cdot q_{+1} + q_{-3}\, q_{-1} + \alpha_+ (p\,C)_{31} + \alpha_+ (\bar{p} \times \bar{C})_2) \cdot$
$\cdot (\eta - 2\alpha_- \cdot \bar{p}\,\bar{C})^{-1}$, $g_{23} = -(\alpha_- (p\,D)_{23} + \alpha_+ (p\,C)_{23} +$
$+ \alpha_- (\bar{p} \times \bar{D})_1 + \alpha_+ (\bar{p} \times \bar{C})_1) \cdot (2\alpha_+ \bar{p}\,\bar{D} + 2\alpha_- \bar{p}\,\bar{C})^{-1}$,
$g_{32} = -(\alpha_- (p\,D)_{32} + \alpha_+ (p\,C)_{32} - \alpha_- (\bar{p} \times \bar{D})_1 -$
$- \alpha_+ (\bar{p} \times \bar{C})_1) \cdot (2\alpha_+ \bar{p}\,\bar{D} + 2\alpha_- \bar{p}\,\bar{C})^{-1}$. 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:

$(122) = q_{+2}^2 + q_{-2}^2 - c_+ + \varkappa_- \cdot \eta \frac{p_2 D_2}{\bar{p}\,\bar{D}}$,

$(133) = q_{+3}^2 + q_{-3}^2 - c_- + \varkappa_+ \cdot \eta\, p_3 C_3 / \bar{p}\bar{C}$,

$(123) = q_{+2}\, q_{+3} + q_{-2}\, q_{-3} + \eta/2 ((p\,Q^x)_{23} + (\bar{p} \times \bar{Q}^x)_1) \cdot$
$\cdot (\bar{p}\,\bar{Q})^{-1}$, $(132) = q_{+3} \cdot q_{+2} + q_{-3} \cdot q_{-2} + \eta/2 ((p\,Q^x)_{32} -$
$- (\bar{p} \times \bar{Q}^x)_1) \cdot (\bar{p}\,\bar{Q})^{-1}$, $(124) = -2i (\bar{D} \times \bar{C})_2 - \varkappa_- \cdot \eta (\bar{p} \times \bar{D})_2 \cdot$
$\cdot (2\bar{p}\,\bar{D} + \alpha_- \cdot \bar{p}^2)^{-1}$, $(134) = -2i (\bar{D} \times \bar{C})_3 - \varkappa_+ \cdot \eta \cdot (\bar{p} \times \bar{C})_3 \cdot$
$\cdot (2\bar{p}\,\bar{C} + \alpha_+ p^2)^{-1}$, $(142) = -2i (\bar{D} \times \bar{C})_2$,
$(143) = -2i (\bar{D} \times \bar{C})_3$, $(144) = 1/2 (q_+^2 + q_-^2)$,
$(211) = 2 \cdot (\alpha_- p_1 D_1 + \bar{p}\,\bar{D} (\alpha_+/\eta (q_{+1}^2 + q_{-1}^2 - q_+^2)^{-1}))$,
$(233) = 2 \cdot (\alpha_- p_3 D_3 + \alpha_+ \bar{p}\,\bar{D} \cdot (i - \varkappa_+ p_3 C_3 / \bar{p}\,\bar{C}))$,
$(213) = 2 \cdot (\alpha_- p_1 D_3 + \alpha_+ \bar{p}\,\bar{D} (q_{+1}\, q_{+3} + q_{-1} \cdot q_{-3} + 2\alpha_+ p_1 C_3) \cdot$
$\cdot (\eta - 2\alpha_- \bar{p}\,\bar{C})^{-1})$, $(231) = 2 \cdot (\alpha_- p_3 D_1 + \alpha_+ \bar{p}\,\bar{D} (q_{+3}\, q_{+1} +$
$+ q_{-3} \cdot q_{-1} + 2\alpha_+ p_3 C_1) \cdot (\eta - 2\alpha_- \bar{p}\,\bar{C})^{-1})$,

$(214) = -2 \cdot \alpha_- \; ((\bar{p} \times \bar{D})_1 - 2\, \bar{p}\, \bar{D}\, (\bar{D} \times \bar{C})_1 \cdot (\eta - 2\, p^2)^{-1}) ,$

$(241) = 4\, \alpha_-\, \bar{p}\, \bar{D} \cdot (\bar{D} \times \bar{C})_1 \cdot (\eta - 2\, p^2)^{-1} ,$

$(234) = -2\, \alpha_- \cdot ((\bar{p} \times \bar{D})_3 - \varkappa_+\, \alpha_+\, \bar{p}\, \bar{D} \cdot (\bar{p} \times \bar{C})_3 \cdot (\alpha_-\, \bar{p}\, \bar{C} + p^2)^{-1}) , \; (243) = 0 , \; (244) = \alpha_-\, \bar{p}\, \bar{D} ,$

$(311) = 2 \cdot (\alpha_+\, p_1\, C_1 + \bar{p}\, \bar{C}\, (\alpha_-/\eta\, (q_{+1}^2 + q_{-1}^2 - q_+^2) - 1)) ,$

$(322) = 2 \cdot (\alpha_+\, p_2\, C_2 - \alpha_-\, \bar{p}\, \bar{C}\, (i + \varkappa_-\, \frac{p_2\, D_2}{\bar{p}\, \bar{D}})) ,$

$(312) = 2 \cdot (\alpha_+\, p_1\, C_2 + \alpha_-\, \bar{p}\, \bar{C}\, (q_{+1}\, q_{+2} + q_{-1}\, q_{-2} + 2\, \alpha_-\, p_1\, D_2) \cdot (\eta - 2\, \alpha_+\, \bar{p}\, \bar{D})^{-1}) , \; (321) = 2 \cdot (\alpha_+\, p_2\, C_1 + \alpha_-\, \bar{p}\, \bar{C}\, (q_{+2}\, q_{+1} + q_{-2}\, q_{-1} + 2\, \alpha_-\, p_2\, D_1) \cdot (\eta - 2\alpha_+ \bar{p}\bar{D})^{-1}) ,$

$(314) = -2\, \alpha_+ ((\bar{p} \times \bar{C})_1 + 2\, \bar{p}\, \bar{C}\, (\bar{D} \times \bar{C})_1 \cdot (\eta - 2\, p^2)^{-1}) ,$

$(341) = -4\, \alpha_+\, \bar{p}\, \bar{C}\, (\bar{D} \times \bar{C})_1 \cdot (\eta - 2\, p^2)^{-1} ,$

$(324) = -2 \cdot (\alpha_+ (\bar{p} \times \bar{C})_2 - 2\, \varkappa_-\, \bar{C}\, (\alpha_+\, \bar{D} + \bar{p})^{-1} \cdot (\bar{p} \times \bar{D})_2) ,$

$(342) = 0 , \; (344) = \alpha_+ , \bar{p}\, \bar{C} , \; (411) = 2\, p^2/\eta \cdot (q_{+1}^2 + q_{-1}^2 - q_+^2) - p^2 ,$

$(422) = -p^2\, (i + \alpha_-\, \frac{p_2\, D_2}{\bar{p}\, \bar{D}}) , \; (433) = p^2\, (i - \alpha_+\, \frac{p_3\, C_3}{\bar{p}\, \bar{C}}) ,$

$(412) = 2\, p^2\, (q_{+1}\, q_{+2} + q_{-1}\, q_{-2} + 2\, \alpha_-\, p_1\, D_2) \cdot (\eta - 2\, \alpha_+\, \bar{p}\, \bar{D})^{-1} ,$

$(421) = 2\, p^2\, (q_{+2}\, q_{+1} + q_{-2}\, q_{-1} + 2\, \alpha_-\, p_2\, D_1) \cdot (\eta - 2\, \alpha_+\, \bar{p}\, \bar{D})^{-1} ,$

$(413) = 2\, p^2\, (q_{+1}\, q_{+3} + q_{-1}\, q_{-3} + 2\, \alpha_+\, p_1\, C_3) \cdot (\eta - 2\, \alpha_-\, \bar{p}\, \bar{C})^{-1} ,$

$(431) = 2\, p^2 \cdot (q_{+3}\, q_{+1} + q_{-3}\, q_{-1} + 2\, \alpha_+\, p_3\, C_1) \cdot (\eta - 2\, \alpha_-\, \bar{p}\, \bar{C})^{-1} ,$

$(423) = -2\, \bar{p} \cdot p_2 \cdot (\alpha_-\, D_3 + \alpha_+\, C_3) \cdot (\alpha_-\, \bar{D} + \alpha_+\, \bar{C})^{-1} ,$

$(432) = -2\, \bar{p} \cdot p_3 \cdot (\alpha_-\, D_2 + \alpha_+\, C_2) \cdot (\alpha_+\, \bar{D} + \alpha_-\, \bar{C})^{-1} ,$

wenn zur weiteren Kürzung die Symbole $2\, c_\pm = \alpha_+\, q_\pm^2 + \alpha_-\, q_\mp^2$ sowie $\varkappa_\pm \cdot \alpha_\mp = \alpha_\pm$ und $\bar{Q} = \bar{q}_+ + i\, \bar{q}_-$ verwendet werden

Diese so gewonnenen 36 Größen (min) müssen nach dem Vorangegangenen die Komponenten ${}^2\bar{T}$ 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 $s\,p\,\hat{\{\}} = = \bar{o}$ 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 $\underline{\underline{l}}\; i\; \underline{\underline{m}}\; \left[T_{kl}\right]_4 = {}^2\bar{V}$ für den $\bar{p} \to \bar{o}$ 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 $^{2}\overline{T}$ 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 - Scheme $^{2}\overline{T}$ weitgehend eingeschränkt. Mit Ausnahme von (243) = = (342) = o sind also die rechtlichen 34 Komponenten für die reallen Spezialfälle $\overline{C} = \overline{o}$, $\overline{D} = \overline{o}$ und $\overline{C} = \overline{D} = \overline{o}$ sowie für die Approximation $\overline{p} \to \overline{o}$ zu ermitteln.

Zunächst folgt für das elektrostatische Ladungsfeld $\overline{C} = \overline{o}$ das System

$(122) = 2\,D_2^2 - D^2$, $(133) = 2\,D_3^2 - D^2$, $(123) = 2\,D_2\,D_3$, $(132) = 2 \cdot D_3\,D_2$, $(124) = o$, $(134) = o$, $(142) = o$, $(143) = o$, $(144) = D^2$, $(211) \to \infty$, $(233) = 2 \cdot (\alpha_- p_3 D_3 + \alpha_+ \overline{p}\,\overline{D} \cdot (i - \varkappa_+ \cdot p_3/\overline{p}))$, $(213) \to \infty$, $(231) \to \infty$, $(214) = -2\,\alpha_- \cdot (\overline{p} \times \overline{D})_1$, $(241) = o$, $(234) = -2\,\alpha_- \cdot (\overline{p} \times \overline{D})_3$, $(244) = \alpha_-\,\overline{p}\,\overline{D}$, $(311) \to \infty$, $(322) = o$, $(312) = o$, $(321) = o$, $(314) = o$, $(341) = o$, $(324) = o$, $(344) = o$, $(411) \to \infty$, $(422) = -p^2\,(i + \alpha_-\,p_2 D_2/\overline{o}\,\overline{D})$, $(433) = p^2 \cdot (i - \alpha_+\,p_3/\overline{p})$, $(412) = -\alpha_-\,\overline{p}/\overline{D} \cdot (D_1\,D_2 + \alpha_-\,p_1\,D_2)$, $(421) = -\alpha_-\,\overline{p}/\overline{D} \cdot (D_2\,D_1 + \alpha_-\,p_2\,D_1)$, $(413) \to \infty$, $(431) \to \infty$, $(423) = -2\,\overline{p} \cdot p_2 \cdot D_3/\overline{D}$, $(432) = -2\,\varkappa_-\,\overline{p} \cdot p_3\,D_2/\overline{D}$.

Für den zweiten Sonderfall einer magnetisch- gravitativen Wechselbeziehung ohne elektrische Feldanteile $\overline{D} = \overline{o}$ folgt, da hier $\eta = o$ ist, entsprechend:

$(122) = 2\,C_2^2 - C^2$, $(133) = 2\,C_3^2 - C^2$, $(123) = 2\,C_2\,C_3$, $(132) = 2\,C_3\,C_2$, $(124) = o$, $(134) = o$, $(142 = o$, $(143) = o$, $(144) = C^2$, $(211) \to \infty$, $(233) = o$, $(213) = o$ $(231) = o$, $(214) = o$, $(241) = o$, $(234) = o$, $(244) = 0$, $(311) \to \infty$ $(322) = 2 \cdot (\alpha_+\,p_2\,C_2 - \alpha_-\,\overline{p}\,\overline{C} \cdot (i + \varkappa_- \cdot p_2/p))$, $(312) \to \infty$, $(321) \to \infty$, $(314) = -2\,\alpha_+\,(\overline{p} \times \overline{C})_1$, $(341) = o$, $(324) = -\alpha_+\,(\overline{p} \times \overline{C})_2$, $(344) = \alpha_+\,\overline{p}\,\overline{C}$, $(411) \to \infty$, $(422) = -p^2 \cdot (i + \alpha_-\,p_2/p)$, $(433) = p^2\,(i - \alpha_+ \cdot \frac{p_3\,C_3}{\overline{p}\,\overline{C}})$, $(412) \to \infty$, $(421) \to \infty$,

$(413) = -\ \alpha_+\ \bar{p}/\bar{C}\ \cdot\ (C_1 C_3 + \alpha_+ p_1 C_3)$,

$(431) = -\ \alpha_+\ \bar{p}/\bar{C}\ \cdot\ (C_3 C_1 + \alpha_+ p_3 C_1)$,

$(423) = -\ 2\ \bar{p}/\bar{C}\ \cdot\ p_2 C_3$, $(432) = -\ 2\ \varkappa_+\ \bar{p}/\bar{C}\ p_3 C_2$.

Der nächste Sonderfall beschreibt das elektromagnetisch neutrale Gravitationsfeld, welches durch $\bar{D} = \bar{C} = \bar{o}$, 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 $\bar{p}\ \bar{D}$ beziehungswei $\bar{p}\ \bar{C}$ primär enthalten, in jeweils einer Reihenart außerhalb des Rau 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 $T_{kl} = (1\ k\ l)$ 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 unmöglich 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 $\overline{div_6}\ {}^*\bar{T}$ 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 Änderungender inneren Korrelation im R_6 darstellt. Diese statischen Eigenschaften von ${}^*\bar{T}$ 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 $\overline{div_6}\ {}^*\bar{T} = \bar{o}$ oder in Komponentenform $\bar{e}_1 \cdot \sum_{k=1}^{6} \partial/\partial x_k\ T_{kl} = \bar{o}$. 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

$$\sum_{k=1}^{4} \partial/\partial x_k\ T_{5k} + Q_5 = o \text{ , sowie } \sum_{k=1}^{4} \partial/\partial x_k\ T_{6k} + Q_6 = o$$

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

$$
{}^{2}\bar{\bar{T}} = \begin{bmatrix} (411) & (412) & (413) & (241) & (233) & (322) \\ (421) & (122) & (123) & (124) & (423) & (321) \\ (431) & (132) & (133) & (134) & (231) & (432) \\ (341) & (142) & (143) & (144) & (234) & (324) \\ (211) & (422) & (213) & (214) & (244) & (243) \\ (311) & (312) & (433) & (314) & (342) & (344) \end{bmatrix} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 79.
$$

Wegen $\alpha_{\pm}$ und $\varkappa_{\pm}$ in ${}^{2}\bar{\bar{T}}$ sind die (min) = R e · (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 einen hermiteschen (+) und einen antihermiteschen (-) Anteil $(\text{min})_{\pm} = a_{\pm} + i\, b_{\mp}$ möglich, so daß $T_{kl} = T_{+kl} + T_{-kl}$ oder ${}^{2}\bar{\bar{T}} = {}^{2}\bar{\bar{T}}_{+} + {}^{2}\bar{\bar{T}}_{-} \neq {}^{2}\bar{\bar{T}}^{\varkappa}$ gilt. Neben dieser Spaltung des R_6 - Schemas muß noch das Orthogonalitätsverbot von $\bar{p}$ und $\bar{D}$, beziehungsweise $\bar{p}$ und $\bar{C}$ berücksichtigt werden, was in der Zusatzbeziehung

$$
{}^{2}\bar{\bar{T}} = {}^{2}\bar{\bar{T}}_{+} + {}^{2}\bar{\bar{T}}_{-} \neq {}^{2}\bar{\bar{T}}^{\varkappa} \quad , \cos(\bar{p}, \bar{D}) \neq o \, , \cos(\bar{p}, \bar{C}) \neq o \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 79a
$$

enthalten ist.

Zwar wurde 79 aus einem statisch stabilen , also zeitlich stationären System hergeleitet, doch weist die Separierbarkeit des raumzeitlichen Kraftdichtevektors $\overline{\text{div}_4} \left[T_{ik}\right]_4 = -\bar{Y}$ und $Q_{5,6}$ auf die Implikation von Korrespondenzen und metastatischen Korrelationsänderungen hin, zumal $T_{56} = T_{65} = \dot{o}$ in 79 weder eine notwendige noch eine hinreichende Existenzvoraussetzung für ${}^{2}\bar{\bar{T}}$ 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 $\bar{Y}$ und Q_{56} ändern sich aber die Korrespondenz-und Korrelationsanteile nur mit x_5 und x_6 , so daß die Erweiterung des R_4 durch $\bar{x}_5$ und $\bar{x}_6$ zum pseudoeuklidischen $R_6 = (R_4 , \bar{x}_5 , \bar{x}_6)$ mit dem ebenfalls erweiterten normierten Orthogonalsystem $(\bar{e}_k \cdot \bar{e}_l)_6 = \hat{E}$ in der Quellenfreiheit

$\overline{div_6}\ {}^2\bar{T} = \bar{o}$ 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

$$\overline{div_6}\ {}^2\bar{T} = \bar{o}\ ,\ {}^2\bar{T} = {}^2\bar{\sigma} \cdot c^2\ ,\ R_6 = (R_4\ ,\ \bar{x}_5\ ,\ \bar{x}_6)\ ,$$

$$\bar{x}_k = \bar{e}_k \cdot x_k\ ,\ (\bar{e}_k \cdot \bar{e}_1)_6 = \hat{E} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 80$$

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 $\overline{div_6}$ 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 $\overline{C} = \overline{o}$ 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 $\overline{p}$ und der trägen Masse darstellt. Auch kann nach dem Induktionsgesetz im R_{-4} nur $\overline{D}$ Korrespondenzenergie direkt übertragen, nicht aber $\overline{C}$ allein, doch kann $\dot{\overline{C}}$ ein Wirbelfeld $\overline{D}$ 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 $\overline{p}$ -Quelle ist. Dies bedeutet aber, daß jede korrespondenzhafte und korrelative Zustandsänderung über ein $\overline{p}$ - Feld gehen muß, zumal $\overline{p}$ die phänomenologische Synthese von $\overline{\Gamma}$ und $\overline{\mu}$ zum einheitlichen Korrespondenz - und Korrelationsfeld darstellt. Diese Korrelation kennzeichnet aber den Organisationsgrad 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 $\overline{p}$ gehen. Die den Organisationsgrad eines Systems beschreibenden Glieder sind also in dem $T_{1,5}$ beziehungsweise $T_{5,1}$ von $^2\overline{T}$ enthalten, und in $\overline{div_6}\ ^2\overline{T} = \overline{o}$ 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 $\overline{p}$, $\overline{C}$ bestimmt, in denen $\overline{C} \neq \overline{o}$ nur existieren kann, wenn $\overline{v} \neq \overline{o}$ oder allgemeiner eine zeitliche Änderungsgeschwindigkeit des Zustandes existiert. Wenn sich der Zustand des Systems aber zeitlich ändert, dann induziert $\dot{\overline{C}} \neq \overline{o}$ ein Feld $\Delta\,\overline{D}$, welches mit $\overline{D}$ superponiert und damit die Entelechie des Systems ändert. $\partial/\partial x_6$

aus $\overline{div_6}\ {}^{2}\overline{T}$ wirkt aber nur auf die $T_{1,6}$, 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 gerändert 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 $\hat{C}$ erwieden 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 reguläre 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 $\hat{\underline{B}}$ 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 $\hat{\underline{C}} = (c_{k,l})_6$ 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 $\bar{r}' = \hat{C}\,\bar{r}$ oder invers $\bar{r} = \hat{C}^{-1}\bar{r}'$ folgt dann für die Koordinatentransformationen das lineare Gleichungssystem $x_i' = \sum_{k=1}^{6} c_{i,k}\, x_k$ und daraus folgt wiederum, da $\hat{C}$ idie Invarianz $I' = I$ der indefiniten quadratischen Form ungeändert lassen muß, $\sum_{i=1}^{6} x_i'^2 = \sum_{i=1}^{6} \left(\sum_{k=1}^{6} c_{i,k}\, x_k \right)^2 = \sum_{l=1}^{6} x_l^2$ die Orthogonalität $\sum_{\gamma=1}^{6} c_{k,\gamma}\, c_{l,\gamma} = \delta_{k,l}$ oder $\sum_{\gamma=1}^{6} c^{\times}_{k,l}\, c_{\gamma l} = \delta_{k,l}$, was nach den Gesetzen des Matrixkalküls $\hat{C} \cdot \hat{C}^{\times} = \hat{E}$ bedeutet. Auch die verallgemeinerte Affinitätsmatrix $\hat{C}$ 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 $|c_{i,k}|_6 = \prod_{k=1}^{6} c_{k,k} \neq 0$ gelten, denn, würde die kanonische Form verschwinden, dann würde $r\,g\,\hat{C} < 6$ und $d\,e\,f\,\hat{C} > 0$ eine Singularität sein, was aber im Widerspruch zur Regularitätsvoraussetzung stünde. Wenn aber $|c_{i,k}|_6 \neq 0$ ist, dann kann immer $|c_{i,k}|_6 = |\hat{C}|_6$ in die Minore ersten Grades entwickelt werden, was im unitären Fall zu $|\hat{C}|_6\, c_{i,k} = c\overset{i}{\underset{k}{m}}$ der Zeile i und Spalte k führt. Nach dem allgemeinen Determinantentheorem $|a\overset{i}{\underset{k}{m}}|_n = |a_{i,k}|_n^{n-1}$ folgt dann aus der Entwicklung in die Minore ersten Grades nach Determinantenbildung $\| \overset{\hat{C}}{\underset{I}{}} |_6\, c_{i,k}|_6 = |\hat{C}|_6^6 \cdot |c_{i,k}|_6 = |c_{i,k}|_6^7 = \| c\overset{m}{\underset{k}{}}|_6 = |c_{i,k}|_6^5$ oder $|\hat{C}|_6^2 = 1$, als $|\hat{C}|_6 = \pm 1$, wobei der negative Zweig aus den gleichen Gründen entfällt wie für $|\hat{A}_{\pm}|_4$ 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 $\hat{C}$. 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 sind demnach, wenn über dem R_4 die "anische Welt konstruiert wird, durch das System

$$\hat{\underline{C}} = (c_{i,k})_6\ ,\ \bar{r} = \sum_{l=1}^{6} \bar{e}_l \cdot x_l\ ,\ (\bar{e}_i \cdot \bar{e}_k)_6 = \hat{E}\ ,$$

$$\bar{r}' = \hat{\underline{C}}\bar{r},\ \hat{\underline{C}} \cdot \hat{\underline{C}}^{x} = \hat{E}\ ,\ |\hat{\underline{C}}|_6 = 1\ ,\ \bar{v} = \sum_{i=1}^{3} \dot{x}_i =$$

$$\text{const}\ (t) \neq o\ ,\ (c_{i,k})_4 = f(v)\ ,\ \sum_{l=1}^{6} c_{5,l} \cdot x_l = \text{const}(v),$$

$$\sum_{l=1}^{6} c_{6,l} \cdot x_l = \text{const}\ (v) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 81$$

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

$$\hat{C} = \begin{pmatrix} \cos\psi & o & o & -\sin\psi & o & o \\ o & 1 & o & o & o & o \\ o & o & 1 & o & o & o \\ \sin\psi & o & o & \cos\psi & o & o \\ o & o & o & o & 1 & o \\ o & o & o & o & o & 1 \end{pmatrix}\ ,\quad \bar{v} = \dot{x}_1 \quad \ldots\ldots\ldots$$

$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 81a,$

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 $d \alpha_1 = o$ 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

$\sum_{l=1}^{6} d x_l^2 = d s^2$ 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 ${}^{*}\bar{g}_{(E)} (R_6) = [\varkappa_1 \; \delta_{k,l}]_6$ 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 $|{}^{*}\bar{g}_{(E)} (R_4)|_4 = -1$ 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 $|{}^{*}g_{(E)} (R_6)|_6 = -1$ 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 $\varphi (x_l)_1^6$ 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 $\mathrm{div} \, \mathrm{grad} \, \varphi = \ddot{\varphi}/c^2 - \partial^2 \varphi / \partial x_5^2 - \partial^2 \varphi / \partial x_6^2 > 0$ 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 $\mathrm{div}_4\ \mathrm{grad}_4\ \varphi \neq 0$ 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 $\mathcal{R}_{5,6} = -1$; denn im Fall $\mathcal{R}_{5,6} = +1$ 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 $\varphi > 0$ ebenso erfüllt wird wie durch den Verlauf $\partial^2\varphi/\partial\varepsilon^2 + {}^2\varphi/\partial\eta^2 < 0$. Ein exaktes Kriterium für $\mathcal{R}_{5,6}$ im makromaren Bereich ergibt sich aus der Erfahrung stabiler Gravitationsbewegungen. Ist p die Zahl der reellen Weltdimensionen und wird mit $\mathcal{R}_{5,6} = +1$ 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 $Z = m\ \omega^2\ r = M^2/mr^3$. 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 $\tilde{E} = \tilde{E}_k + \tilde{E}_p = \text{const}$, worin für die potentielle Energie $\tilde{E}_p \approx - \phi = - A \, r^{2-p}$ gesetzt werden kann. Da für die Bahngeschwindigkeit v des Elektrons nicht mehr $v \ll c$ erfüllt ist, muß $\tilde{E}_k$ aus dem gegen $\hat{A}_-$ des R_{-4} invarianten Äquivalent $\tilde{E}_k^2 - m_o^2 c^4 = m^2 c^4 - m_o^2 c^4 = P^2 c^2$ 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 $\tilde{E}_k^2 = P^2 c^2 + m_o^2 c^4$ 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 $\tilde{E}_k^2 \approx c^2 h^2 / r^2 + m_o^2 c^4 = a/r^2 + b$ gesetzt werden, was mit $\tilde{E}_p \approx - A \, r^{2-p}$ in $\tilde{E} = \tilde{E}_k + \tilde{E}_p$ eingesetzt die Approximation $\tilde{E} \approx \sqrt{a/r^2 + b} - A \, r^{2-p}$ 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 $\tilde{E}$ 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

$$\bar{Y} = \bar{v} + i\,\bar{w}\,,\quad \bar{v} = \sum_{k=1}^{3} \dot{x}_k = \text{const}\ (t)\,,$$

$$\bar{w}\ (t) = \bar{e}_4\ c + \bar{e}_5\ \dot{\varepsilon} + \bar{e}_6\ \dot{\eta}\,,\quad \varepsilon = -\,i\,x_5\,,$$

$$\eta = -\,i\,x_6 \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 83$$

Im allgemeinen sind nicht nur ε (t) und η (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 $d\bar{s} = \bar{Y}\,dt = \sum_{1=1}^{6} d\bar{x}_1$ und nach Gleichung 83 unter Berücksichtigung von $\bar{e}_i\,\bar{e}_k = \delta_{i,k}$ für die Metrik $ds^2 = (\bar{Y}\,dt)^2 = \sum_{i=1}^{3} dx_i^2 - (c^2 + \dot{\varepsilon}^2 + \dot{\eta}^2)dt^2$

Wird in einem Sonderfall angenommen, daß ε = const (t) und η = 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 ds_-^2 des R_{-4} über. Nimmt man andererseits an, daß $\dot{\varepsilon}$ = const (t) und $\dot{\eta}$ = 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 ds_+^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 im pseudoeuklidischer Form konstruiert werden.

Daß tatsächlich 6 voneinander unabhängige Koordinaten x_1 mit $1 \leq 1 \leq 6$ 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 $\hat{\underline{C}} = \text{const}$ 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 $\binom{6}{3} = 20$ 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 $\mathfrak{R}_4$ (die ein Unterraum des R_6 ist), sind Ereignisse; denn jede Ortsangabe des physischen $\mathfrak{R}_3$ (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_o , 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 Strukturierung 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 $\hat{C}$ 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 $o \leq m \leq 6$ 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

$$ {}^m\bar{T} = {}^m\bar{T}\,(x_1)_1^6 \;,\; o \leq m \leq 6 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 84 $$

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 $ds^2 = \sum_{1=1}^{6} dx_1^2$ der infinitesimale Weltvektor $d\bar{s} = \sum_{1=1}^{6} \bar{e}_1\, dx_1$ vom Betrag

$$ ds = \Big(\sum_{1=1}^{6} dx_1^2\Big)^{1/2} = (v^2 - c^2 - \xi^2 - \eta^2)^{1/2} \cdot dt = $$

$$ = i\,c\,(1-\beta'^2)^{1/2}\,dt \quad \text{mit} \quad \beta'^2 = 1/c^2\,(v^2 - \xi^2 - \eta^2) = $$

$$ = 1/c^2\,(\bar{V}^2 + c^2) = 1 + \bar{V}^2/c^2 $$

oder für die Weltgeschwindigkeit $\dot{s} = ds/dt = i\,c\,\sqrt{1-\beta'^2}$. 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

$$ \sum_{1=1}^{6} \cos^2\alpha_1 = -\,v^2/c^2\,(1-\beta'^2)^{-1} + $$

$$ + (1 + \xi^2/c^2 + \eta^2/c^2)\,(1-\beta'^2)^{-1} = (1-\beta'^2)^{-1}\,(1-1/c^2\,(v^2-\xi^2-\eta^2)) = 1 $$

Wegen $\beta'^2 = 1/c^2 (v^2 - \dot{\xi}^2 - \dot{\eta}^2)$. Für diese Richtungsgrößen gilt demnach

$$\cos \alpha_1 = \dot{x}_1/ic \, (1-\beta'^2)^{-1/2} \quad , \beta'^2 = 1/c^2 \, (v^2 - \dot{\xi}^2 - \dot{\eta}^2) \, ,$$

$$\sum_{1=1}^{6} \cos^2 \alpha_1 = 1 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 85,$$

worin das letzte Theorem das typische Kennzeichen eines euklidischen beziehungsweise pseudoeuklidischen R_6 ist. Es gibt für diese Richtungswinkel α_1 verschiedene Sonderfälle. Zunächst liege eine Bewegung $\bar{v} \neq \bar{o}$ im R_3 vor, doch sei $\eta = \text{const}\,(t) \neq o$ bei $\varepsilon\,(t)$, also $\dot{\xi} \neq o$, aber $\dot{\eta} = o$, was $\cos \alpha_1 \neq o$ für $1 \neq 6$, aber $\alpha_6 = \pi/2$ zur Folge hat. Dies bedeutet, daß $d\bar{s} \perp \bar{x}_6$ und die Weltlinie im entelechischen R_5 verläuft. Analog verläuft die Weltlinie im äonischen R_5 für $\dot{\xi} = o$, aber $\dot{\eta} \neq o$ denn dann wird $\cos \alpha_1 \neq o$ für $1 \neq 5$ aber $\alpha_5 = \pi/2$, also $d\bar{s} \perp \bar{x}_5$. Schließlich ist noch $\dot{\xi} = \dot{\eta} = o$ denkbar, was zu $\beta'^2 = -\beta_-^2$ und $\cos \alpha_1 = v_1/ic \cdot (1+\beta_-^2)^{-1/2}$ für $1 \leq 3$ und $\cos \alpha_4 = (1+\beta_-^2)^{-1/2}$, aber $\alpha_5 = \alpha_6 = \pi/2$, also $d\bar{s} \perp \bar{x}_5$, $d\bar{s} \perp \bar{x}_6$ führt. Dies sind aber die Beziehungen für einen Prozeß im R_{-4}, der als pseudoeuklidischer Sonderfall des R_4 aufzufassen ist. Kommt es im R_3 zu keiner relativen Bewegung, ist also immer $\bar{v} = \bar{o}$, dann gilt zunächst grundsätzlich $\alpha_1 = \pi/2$ für $1 \leq 3$, aber $\cos \alpha_4 = (1+\varkappa^2)^{-1/2}$ $\cos \alpha_5 = \dot{\xi}/c \, (1+\varkappa^2)^{-1/2}$ und $\cos \alpha_6 = \dot{\eta}/c \, (1+\varkappa^2)^{-1/2}$ mit $\varkappa^2 = 1/c^2 \, (\dot{\xi}^2 + \dot{\eta}^2)$; das heißt, die Summe $\dot{\xi}^2 + \dot{\eta}^2$ kann jeden beliebigen Wert im Intervall $-1 < \varkappa^2 < \infty$ annehmen. Wird $\dot{\eta} = o$, aber $\dot{\xi} \neq o$, dann wird auch $\alpha_6 = \pi/2$ beziehungsweise für $\dot{\xi} = o$ aber $\dot{\eta} \neq o$ wird $\alpha_5 = \pi/2$. Alle Winkel für $1 \neq 4$ können also unter geeigneten Bedingungen den Wert $\pi/2$ annehmen, während grundsätzlich $\alpha_4 \neq \pi/2$ bleibt; denn auch für $\dot{\xi} = \dot{\eta} = o$ wird $\alpha_4 = o$, während alle übrigen Winkel zu $\pi/2$ werden. Wenn also eine Struktur im R_3 mit $\bar{v} = \bar{o}$ ruht, und keinerlei äonische - entelechische Zustandsänderung erfolgt, dann läuft das Weltlinienbündel der Struk-

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 $\beta'^2 = 0$, also $v^2 = \xi^2 + \eta^2$ 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 $\alpha_4 = 0$ und cos $\alpha_5 = \dot{\xi}/c$, beziehungsweise cos $\alpha_6 = \dot{\eta}/c$. Aus diesem Beziehungen geht hervor, daß das elektromagnetische Relativitätsprinzip $0 \leq i\beta_- < 1$ im R_{-4} im Fall

$v^2 = \xi^2 + \eta^2$ 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 $\sum_{K=1}^{6}$ cos^2 $\alpha_k = 1$ liefert cos^2 $\alpha_4 = 1$ oder cos $\alpha_4 = \pm 1$,

also $\alpha_4 = 2\,\pi\,n$ und $\alpha_4 = (2\,n + 1) \cdot \pi$. 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 $w^2 = c^2 + \xi^2 + \eta^2$ 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 φ 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 φ 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 φ äquivalenten Drehung ϕ im R_6 wird es zunächst notwendig, die Richtungscosinus der Gleichung 85 umzuschreiben. Mit $\beta'^2 = 1/c\,(v^2 - \xi^2 - \eta^2)$ 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 $\operatorname{Im} \bar{Y} = \bar{w}$ 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 $\cos \alpha_5 = \xi/w\,(1-\beta^2)^{-1/2}$ und $\cos \alpha_6 = \eta/w\,(1-\beta^2)^{-1/2}$.

Es werde der spezielle Fall $v = \xi_1$ 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 $ctg\,\varphi = i\beta$ 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

$$\varphi = \sphericalangle(d\bar{s},\bar{v}),\quad \phi = \sphericalangle(d\bar{s},\bar{w}),$$

$$i\varphi = 1/2\ ln\left(\frac{\beta+1}{\beta-1}\right),\quad i\phi = 1/2\ ln\left(\frac{1-\beta}{1+\beta}\right),$$

$$\beta = v/w \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 86,$$

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 $ctg\,\varphi = i\beta$ und $tg\,\phi = i\beta$, also $tg\,\varphi \cdot tg\,\phi = 1$; denn es ist $ctg(\varphi+\phi) = \frac{1-tg\,\varphi\,tg\,\phi}{tg\,\varphi + tg\,\phi} = 0$, was nur für $\cos(\varphi+\phi) = 0$ oder $\varphi+\phi = \pi/2$ möglich ist.

Hieraus wird auch das Theorem $\sum_{1=1}^{6} \cos^2\alpha_1 = 1$ der Gleichung 85 erfüllt; denn es gilt $\sum_{1=1}^{6} \cos^2\alpha_1 = \cos^2\varphi + \cos^2\phi = \cos^2\varphi + \sin^2\varphi = 1$, weil immer $\cos\phi = \cos(\pi/2-\varphi) = \sin\varphi$ ist. Die Komplementarität

$$\varphi + \phi = \pi/2 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 86\,a$$

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 des 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

$$\hat{C} = \begin{pmatrix} \cos\phi & 0 & 0 & \sin\phi & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ -\sin\phi & 0 & 0 & \cos\phi & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \beta = \text{const} \quad \ldots\ldots\ldots$$

$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$ 86 b

vereinfacht werden, doch kann diese Matrize nach Gleichung 86 a auch durch φ ausgedrückt werden. Tatsächlich folgt gemäß $|\hat{C}|_6 = \cos^2\phi + \sin^2\phi = 1$ als Regularität von $\hat{C}$, wenn die Determinante zunächst nach der 6. Zeile und dann nach der fünften entwickelt wird. Auch folgt unmittelbar aus $\beta = \text{const.}$ die Konstanz der beiden imaginären Drehungen, so daß die Matrix 86 b auch die Fordrung $\hat{C} = \text{const.}$ erfüllt, wodurch die Invarianz indefiniter quadratischer Differentialformen in der äonischen Welt garantiert ist.

Wird aus $\hat{C}$ die äonisch-entelechische Ränderung fortgelassen, so zeigt sich, daß auch die raumzeitlichen Elemente von $\hat{C}$ wesent-

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 detaillierteren Konstruktion der äonischen Welt herzuleiten.

Im Fall $\hat{C}$ kann stets $x_1 = x$, $x_2 = x_3 = o$ 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 $tg\,\phi = i\,\beta$, 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 $o \leq a \leq 1$ wegen $I < \infty$ wird. In dieser zweidimensionalen Konstruktion, die den Fall $\hat{C}$ kennzeichnet, wird die Hyperbelschar $a > o$, von den beiden Asymptoten $a = o$, 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 $\varkappa = o$ 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 $\underset{=}{x}_k$ die reellen und auf I bezogenen Koordinaten sind, $\sum_{k=1}^{3} \underset{=}{x}_k^2 - \sum_{k=4}^{6} \underset{=}{x}_k^2 = \mp 1$, das heißt, in dem R_6, in welchem $\hat{C}$ gilt, herrscht, wie im R_4 eine hyperbolische Struktur, derart, daß die beiden zueinander orthogonalen hyperbolischen Räume $X^2 = \pm 1$ mit $X^2 = \sum_{k=1}^{3} \underset{=}{x}_k^2 - \sum_{k=4}^{6} \underset{=}{x}_k^2$ durch den konischen Raum $X^2 = o$ 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 $\underset{=}{x}_1 = x$, $\underset{=}{x}_2 = \underset{=}{x}_3 = o$ und $\sum_{k=4}^{6} \underset{=}{x}_k^2 = u^2$ 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 $\hat{C}$ 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 $A\,(\underset{=}{x}_{(A)k})_1^6$ angenommen, dessen konjugierter Durchmesserraum $\sum_{k=1}^{3} \underset{=}{x}_k\, \underset{=}{x}_{(A)k} - \sum_{k=4}^{6} \underset{=}{x}_k\, \underset{=}{x}_{(A)k} = o$ 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 $\underset{=}{x}_k = o$ 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 $\sum_{k=1}^{3} \underset{=}{x}^2_k = 1$ 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 ≡ 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 Hyperbelraum mußte 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 ≠ 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 $H^2 = \sum_{k=1}^{3} \underline{x}_k^2$ und $U^2 = \sum_{k=4}^{6} \underline{x}_k^2$ 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 $dU = w\,dt$ und $H = v\,dt$ 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 $\dot{\varepsilon}^2 + \dot{\eta}^2$ jeden beliebigen Wert annehmen kann; denn $w > o$, beziehungsweise $w < o$ ergibt sich aus der Zweideutigkeit $w = \pm\sqrt{c^2 + \dot{\varepsilon}^2 + \dot{\eta}^2}$. 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 $\dot{\varepsilon}^2 + \dot{\eta}^2 < o$, aber $|\dot{\varepsilon}^2 + \dot{\eta}^2| > c^2$ werden. Ein Beispiel hierfür sind die gravitativen Feldstörungen $\dot{\varepsilon}^2 + \dot{\eta}^2 = c'^2 - c^2$, 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 $\dot{\varepsilon}^2 + \dot{\eta}^2 = c'^2 - c^2$ 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 $\xi^2 + \eta^2 = o$, wenn W_z ausgeschlossen wird, während das gravitative Relativitätsprinzip im R_{+4}, nämlich $o \leq \beta_+ < \infty$, mit $\xi^2 + \eta^2 = c'^2 - c^2$ und $c' = i\omega$ 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 $dU = wdt$ gelten, in welcher voraussetzungsgemäß $w = const.$ ist. Im allgemeinen kann $w > o$, aber der positive Zweig von $w = \pm\sqrt{c^2 + \xi^2 + \eta^2}$ 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 $U^2 \geq o$ 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 $t \geq T$ 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

$X^2 = \pm 1$, $X^2 = o$, $X^2 = H^2 - U^2$, $H^2 = \sum_{k=1}^{3} \underset{=}{x}^2_k$,

$U^2 = \sum_{k=4}^{6} \underset{=}{x}^2_k$, $\underset{=}{x}_k \sim x_k$, $k \leq 3$, $i\,\underset{=}{x}_k \sim x_k$,

$k \geq 4$, $U^2 > H^2$, $U > o\,(W_f)$, $U < o\,(W_v)$,

$U^2 < H^2\,(W_z)$, $o \leq \beta < 1\,(W_f, W_v)$, $\beta > 1\,(W_z)$,

$\beta = 1\,(X^2 = o)$, $(U > o) \equiv W_f$, $t > o$, $w > o$,

$t < o$, $w < o$, $(U < o) \equiv W_v$, $t < o$, $w > o$,

$t < o$, $w < o$, $w = \pm \sqrt{c^2 + \eta^2 + \xi^2}$, $U = o$,

$w \neq o$, $t = o$, $t \neq o$, $(w = o) \equiv / \, i\,c = \pm \sqrt{\xi^2 + \eta^2}$

.....87.

Die letzte Bedingung $i\,c = \pm \sqrt{\xi^2 + \eta^2}$ für das Abreißen der Futuralpotenz im W_f ist ebenfalls geometrisch interpretierbar; denn wird $\xi^2 + \eta^2 = - c^2$ in die Metrik $ds^2 = \sum_{l=1}^{6} d\,x_l^2 =$

$= \sum_{k=1}^{3} d\,x_k^2 - (c^2 + \xi^2 + \eta^2) \cdot d\,t^2$ des R_6 eingesetzt, dann degeneriert die indefinite quadratische Differentialform zur positiv definiten euklidischen $\sum_{k=1}^{3} d\,x_k^2$ 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 speziellen Fall $\hat{C}$ zu einer Drehung des Weltvektors der Aktualisierungsgeschwindigkeit zur ursprünglichen Richtung für $\xi = \eta = v = o$, so daß $\hat{C}$ eine reguläre Koordinatendrehung im R_6 beschreibt. In W_f , W_v gilt $o \leq \beta \leq 1$, also $o \leq tg\,\phi \leq i$ oder $o \leq \phi \leq \pi/4$, 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 $o \leq \phi < \pi/2$, wobei $\lim_{\beta \to \infty} \phi = \pi/2$ erreicht wird, was dem R_{+4} entspricht. Die Erweiterung von $\hat{C}$ zu $\underset{=}{\hat{C}}$ läuft demnach auf das Problem hinaus, die allgemeinste lineare Transformation als regulare Affinität unter der Berücksichtigung $\underset{=}{\hat{C}} = const.$

im Sinne einer Koordinatendrehung zu finden. Wegen

$I = \left| \sum_{l=1}^{6} x_l^2 = r^2 \right.$ 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 $\left| \hat{S} \; \hat{\underline{C}} \; \hat{S}^{\times} \right|_6 = \prod_{k=1}^{6} \alpha_k \neq 0$ ermöglicht, woraus aber unmittelbar die Regularität $D = \left| \hat{\underline{C}} \right|_6 \neq 0$, also $r g \; \hat{\underline{C}} = 6$ und $D e f \; \hat{\underline{C}} = 0$ 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 $C_{ik} \cdot D = D^{i}_{m_k}$ und eine abermalige Determinantenbildung ergibt für die Determinante der Minore $\left| D^{i}_{m_k} \right|_6 = D^6 \left| C_{ik} \right|_6 = D^7$, doch gilt nach einem Theorem der Determinantentheorie $\left| D^{i}_{m_k} \right|_6 = D^5$, 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 $C_{ik} \cdot D = D^{i}_{m_k}$ eingesetzt, dann folgt mit $D^{i}_{m_k} = C^{i}_{m_k}$ zur besseren Übersicht, daß die Elemente von $\hat{\underline{C}}$ gemäß $C_{ik} = C^{i}_{m_k}$ 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 $\sum_{\gamma=1}^{6} C^{i}_{m_\gamma} \; C^{k}_{m_\gamma} = \delta_{ik}$

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 $r\,e\,C_{kl} \sim \delta_{kl}$ 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

$$C_{ik} = C^{i}_{mk}\,,\quad I\,m\,C_{i,k} \sim \delta_{i,k}\,,\quad 1 \leq (i,k) \leq 3\,,$$

$$r\,e\,C_{k,l} \sim \delta_{k,l}\,,\quad l \geq 4 \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 87a$$

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 $c^2\,b^2 = \xi^2 + \eta^2$ 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 $c^2 \beta^2 > o$ 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 $c^2 b^2 = \mathfrak{E}^2 + \mathfrak{H}^2$ 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 $o \geq b^2 > -1$ zur Folge. Durch die Beziehung

$$(1 + b^2) \cdot n^2 = 1 \,, \quad n = \sqrt{\underline{\varepsilon} \cdot \mu} \,, \quad c^2 b^2 = \mathfrak{E}^2 + \mathfrak{H}^2 \,,$$

$$(1 \leq n < \infty) = (o \geq b^2 > -1) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 87\,b$$

werden also makromare Materialkonstanten unmittelbar durch die transfinite Größe b interpretiert. Demnach erscheint die Realisation der Sonderbedingung $v^2 = \mathfrak{E}^2 + \mathfrak{H}^2$ 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 $v^2 = \mathfrak{E}^2 + \mathfrak{H}^2$ 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 ${}^{m}\underline{T}\,(x_k)_1^6$ im Sinne von Tensorfeldern vom Grade m sein, für den es die sieben Möglichkeiten $o \leq m \leq 6$ gibt; denn nur solche Tensoren können gegen reguläre Affinitäten mit der Transformatormatrix der Gleichung 81 gemäß ${}^{m}\underline{T}' = {}^{m}\underline{\Psi}\ \hat{\underline{C}}$ invariant sein, wenn sich ${}^{m}\underline{T}'$ auf das Koordinatensystem C' aber ${}^{m}\underline{T}$ 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 $1 \leq k \leq 6$ 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 $m \leq 5$ 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 $1/2\,(\hat{\mathrm{div}}_6\ {}^{m}\overline{T} + (\hat{\mathrm{div}}_6\ {}^{m}\overline{T})^{\times kl}) =$

$= (\hat{\mathrm{div}}_6\ {}^{m}\overline{T})_{+(k,1)}$ zum Gradienten für die Tensorgrade $m > o$, wobei aber immer $m \leq 5$ bleiben muß, während für $m = o$ dieser Operator zum echten Gradienten $\mathrm{grad}_6\ T = \overline{W}$ wird. Hier ist $\overline{W}$ der Feldvektor des Skalarfeldes T ganz ähnlich wie ${}^{m+1}\overline{W} = \hat{\mathrm{div}}_6\ {}^{m}\overline{T}$ 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 $1/2\,(\hat{\mathrm{div}}_6\ {}^{m}\overline{T} -$

$- (\hat{\mathrm{div}}_6\ {}^{m}\overline{T})^{\times kl}) = (\hat{\mathrm{div}}_6\ {}^{m}\overline{T})_{-(k,1)} = \mathrm{rot}_{6(k,1)}\ {}^{m}\overline{T}$; 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 $m \leq 5$ 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 $\overline{W} = \mathrm{grad}_6\ T$ gebildet werden, dessen Quellenverteilung durch die Skalardivergenz $\mathrm{div}_6\ \overline{W} =$

$= \mathrm{div}_6\ \mathrm{grad}_6\ T$ beschrieben wird. Ist $\mathrm{div}_6\ \overline{W} = o$ quellenfrei, so beschreibt $\mathrm{div}_6\ \mathrm{grad}_6\ T = o$ 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 $\mathrm{div}_6\ \mathrm{grad}_6 = \sum_{k=1}^{6} \frac{\partial^2}{\partial x^2_k} =$

$= \sum_{k=1}^{3} \frac{\partial^2}{\partial x^2_k} - 1/c^2 \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \partial^2/\partial\varepsilon^2 - \partial^2/\partial\eta^2 =$

$= \mathrm{div}\ \mathrm{grad} - 1/c^2\ (\partial^2/\partial t^2 + c^2\ \partial^2/\partial\varepsilon^2 +$

$+ c^2\ \partial^2/\partial\eta^2)$, so daß die Wellengleichung $\mathrm{div}_6\ \mathrm{grad}_6\ T = o$ zu $\mathrm{div}\ \mathrm{grad}\ T = 1/c^2\ \ddot{T} + \partial^2 T/\partial\varepsilon^2 + \partial^2 T/\partial\eta^2$ wird, wenn div grad den entsprechenden Operator im reellen R_3 kennzeichnet.

4.) Die Weltstruktur.

Es sei zunächst angenommen, daß die Struktur der äonischen Welt 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 $\phi = \sphericalangle (\bar{w}, \bar{w}')$, 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 $\hat{\underline{A}}_{+}$ 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 $w^2 = c^2 + \sigma$ mit $\sigma\,(x_k)_1^6 = \xi^2 + \eta^2$. 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 σ voneinander abhängig. Die Bedingung für β = const. lautet dann $\sigma = f/\beta^2 - c^2$. 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 $\hat{A}_{+}$, 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 $\beta^2 (\xi^2 + \eta^2) = v^2 - \beta^2 c^2$ für $v (x_k)_1^6$ und $\xi^2 + \eta^2 = \sim (x_k)_1^6$. Schließlich existiert noch die Bedingung $v^2 = \xi^2 + \eta^2$, die in den beiden hyperbolischen Weltteilen W_f und W_v ein Anwachsen von v über jede vorgebbare Schranke ermöglicht. Unter der Voraussetzung $v^2 = \xi^2 + \eta^2$ 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 $v^2 = \xi^2 + \eta^2$ 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 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 Koordinatenfunktionen 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 $\bar{\xi}^{\underline{i}} = \bar{e}_i \; \xi^{\underline{i}}$, die mit beliebigen Koordinaten $x^{\underline{k}}$ durch eineindeutige reguläre Transformationen $\xi^{\underline{i}} \; (x^{\underline{k}})_1^6$ 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 $\bar{e}_i$ der $\xi^{\underline{i}}$ können wegen des nicht mehr gradlinigen Verlaufes der $\xi^{\underline{i}}$ kein normiertes Orthogonalsystem mehr bilden, das heißt, es wird $(\bar{e}_i \cdot \bar{e}_k)_6 = \hat{A} \; (x^{\underline{k}})_1^6 \neq \hat{E}$ eine Koordinatenfunktion. Es bleibt stets $\bar{e}_i \; \bar{e}_k = \bar{e}_k \; \bar{e}_i$ kommutativ, also $\hat{A} = \hat{A}^{\times}$ hermitesch. Diese Hermitezität folgt aus der Eigenschaft $\bar{e}_i \cdot \bar{e}_k = \cos (\bar{\xi}_i \; , \; \bar{\xi}_k)$ der Einheitsvektoren und $\cos (\bar{\xi}_i \; , \; \bar{\xi}_k) = \cos (\bar{\xi}_k \; , \; \bar{\xi}_i)$. 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 $d\bar{s} = \sum_{i=1}^{6} \bar{e}_i \; d \; \xi^{\underline{i}}$, der für die quadratische Form der Metrik $ds^2 = \sum_{m,n=1}^{6} \bar{e}_m \; \bar{e}_n \; d \; \xi^{\underline{m}} \; d \; \xi^{\underline{n}}$ mit $\xi^{\underline{p}} \; (x^{\underline{k}})_1^6$, also $d \; \xi^{\underline{p}} = \sum_{k=1}^{6} \frac{\partial \xi^{\underline{p}}}{\partial x^{\underline{k}}} \; d \; x^{\underline{k}}$, was eingesetzt $ds^2 = \sum_{m,n=1}^{6} \bar{e}_m \; \bar{e}_n \sum_{i,k=1}^{6} \frac{\partial \xi^{\underline{m}}}{\partial x^{\underline{i}}} \cdot \frac{\partial \xi^{\underline{n}}}{\partial x^{\underline{k}}} \; d \; x^{\underline{i}} \; d \; x^{\underline{k}} = \sum_{ik=1}^{6} g_{ik} \; dx^{\underline{i}} \; d \; x^{\underline{k}}$ oder mit der Summationsregel $ds^2 = g_{ik} \; d \; x^{\underline{i}} \; d \; x^{\underline{k}}$ ergibt. Es ist $g_{ik} = \sum_{m,n=1}^{6} \bar{e}_m \; \bar{e}_n \cdot \frac{\partial \xi^{\underline{m}}}{\partial x^{\underline{i}}} \; \frac{\partial \xi^{\underline{n}}}{\partial x^{\underline{k}}}$, was unter Berücksichtigung von $\hat{A} = \hat{A}^{\times}$ die

Aussage

$g_{ik} - g_{ki} = \sum_{m,n=1}^{6} \bar{e}_m \bar{e}_n \left(\frac{\partial \xi^m}{\partial x^i} \cdot \frac{\partial \xi^n}{\partial x^k} - \frac{\partial \xi^m}{\partial x^k} \cdot \frac{\partial \xi^n}{\partial x^i} \right) = o$, 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 $\beta =$ = const aus $\hat{C}$ trotz $w^2 = c^2 + \mathcal{S}\,(x_k)_1^6$ möglich, wenn $v^2 = f = \beta^2\,(c^2 + \mathcal{S})$ mit β = const und $f\,(x_k)_1^6$ erfüllt wird. Zwar liefert β = 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 $\mathcal{S}$ = const wird die R_4 - Projektion mit v = 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 $\hat{\{\}} = \left(\left\{ {i \atop k\,l} \right\} \right)_6 = \hat{\{\}}^{\times}$ 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 ($\varepsilon = 1, \varepsilon = 2, \varepsilon = 3$) $\equiv +$ miteinander identisch. Desgleichen die Typen ($\varepsilon = 4$, $\varepsilon = 5$, $\varepsilon = 6$) $\equiv -$, 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 $\Gamma_l = \partial/\partial x^{\underline{l}} + \begin{Bmatrix} s \\ l,s \end{Bmatrix}_+ = \partial/\partial x^{\underline{l}} + \partial\varphi/\partial x^{\underline{l}} =$ $= \partial/\partial x^{\underline{l}}\ (\ () + \varphi)$. Auch das Theorem $\partial/\partial x^{\underline{m}}\ (1/p\ \Gamma_l\ ;\ p) -$ $- \partial/\partial x^{\underline{l}}\ (1/p\ \Gamma_m\ ;\ p) = \partial/\partial x^{\underline{l}} \begin{Bmatrix} s \\ m\,s \end{Bmatrix}_+ -$ $- \partial/\partial x^{\underline{m}} \begin{Bmatrix} s \\ l\,s \end{Bmatrix}_+$ 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 $\partial/\partial x^{\underline{l}}\ (1/p\ \Gamma_m\ ;\ p) = \partial/\partial x^{\underline{m}}\ (1/p\ \Gamma_l\ ;\ p)$ tritt. Schließlich kann auch das Theorem $g_{ik}\ \Gamma^{(1,2)}_{(+)1}\ ;\ g^{\underline{i},\underline{k}} =$ $= (n-2) \cdot \Gamma_l\ ;\ w$ 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 $g_{i,k} \cdot \Gamma^{(+,+)}_{(+)1}\ ;\ g^{\underline{i},\underline{k}}\ e^{\varphi} = 4\ \Gamma_l\ ;\ e^{\varphi}$. 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 $\Gamma^{(+,+)}_{(+)1} ; \underline{g}^{\underline{i},\underline{k}} = \partial/\partial x^{\underline{l}} \underline{g}^{\underline{i},\underline{k}} + \underline{g}^{\underline{s},\underline{k}} \left\{ {i \atop s,l} \right\} +$

$+ \underline{g}^{\underline{i},\underline{s}} \left\{ {k \atop s,l} \right\} = g^{\underline{i},\underline{k}} e^{\varphi} \partial\varphi/\partial x^{\underline{l}} + e^{\varphi} \left(\left\{ {i,k \atop l} \right\} + \right.$

$\left. + \left\{ {k,i \atop l} \right\} \right) = e^{\varphi} \left(g^{\underline{i},\underline{k}} \partial\varphi/\partial x^{\underline{l}} + 2 \left\{ {i,k \atop l} \right\} \right)$, 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

$$\Gamma_1 = \partial/\partial x^{\underline{l}} + \partial\varphi/\partial x^{\underline{l}} , \quad \partial\varphi/\partial x^{\underline{l}} = \left\{ {s \atop s,l} \right\} ,$$

$$\varphi = \ln \sqrt{|g|} , \quad g = |g_{i,k}|_6 , \quad \partial/\partial x^{\underline{l}} (1/p \Gamma_m ; p) =$$

$$= \partial/\partial x^{\underline{m}} (1/p \Gamma_1 ; p) , \quad (\varepsilon = 1 , \varepsilon = 2 , \varepsilon = 3) \doteq + ,$$

$$(\varepsilon = 4, \varepsilon = 5 , \varepsilon = 6) \doteq - \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 88a.$$

Alle geometrischen Eigenschaften des durch ein hermitesches Strukturfeld geprägten R_6 werden durch ${}^4\overline{R}$ beschrieben, das heißt, durch Infinitesimaltranslationen eines Vektorfeldes, dessen Änderungen durch die Transmissionsfeldkomponenten bestimmt werden. Für die Gemischtvarianten von ${}^4\overline{R}$ 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 $(s\, p_{i=k}\ {}^4\overline{R})_{l,m} = R_{l,m} =$

$= \partial/\partial x^{\underline{l}} \left\{ {k \atop k,m} \right\} - \partial/\partial x^{\underline{m}} \left\{ {k \atop k,l} \right\} + \left\{ {k \atop s,l} \right\} \left\{ {s \atop k,m} \right\} -$

$- \left\{ {k \atop s,m} \right\} \left\{ {s \atop k,l} \right\} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^{\underline{l}} \partial x^{\underline{m}}} - \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^{\underline{m}} \partial x^{\underline{l}}} +$

$+ \left\{ {k \atop s,l} \right\} \left\{ {s \atop k,m} \right\} - \left\{ {k \atop s,m} \right\} \left\{ {s \atop k,l} \right\} = 0$. 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 $sp_{i=k}\ {}^4\overline{R} = {}^2\overline{0}$

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 $R = sp\ {}^2\overline{R} = g^{\underline{kl}} \cdot R_{kl} = R^{k}_{\underline{k}}$ 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 ${}^2\overline{g}_{\underline{\ }} \neq {}^2\overline{0}$, 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 $(sp_{i=k}\ {}^4\bar{R})_{l,m} = C_m\ ;\ \left\{{}^{k}_{k,\,l}\right\} = C\ ;\ sp\ \hat{\{\}}_{l,m}$. Da $\hat{\{\}} = \hat{\{\}}^{\times}$ und ${}^2\bar{g} = {}^2\bar{g}^{\times}$ gilt, ist aber das Theorem $\left\{{}^{k}_{k,l}\right\} = \partial\varphi/\partial x^{\underline{l}}$, also $sp\ \hat{\{\}} = \sum_{k=1}^{6} \bar{e}_l\ \partial\varphi/\partial x^{\underline{l}} = grad_6\ \varphi$ anwendbar. Außerdem ist $sp_{i=k}\ {}^4\bar{R} = {}^2\bar{o}$, was eingesetzt $C\ ;\ grad_6\ \varphi = {}^2\bar{o}$ liefert. Entsprechend folgt $(sp_{i=m}\ {}^4\bar{R})_{k,l} = R_{k,l} = C_m\ ;\ \left\{{}^{m}_{k,l}\right\} = (sp\ C\ ;\ \hat{\{\}})_{k,l}$, also ${}^2\bar{R} = sp\ C\ ;\ \hat{\{\}}$. Weiter gilt $(sp_{i=l}\ {}^4\bar{R})_{k,m} = -\left(\Gamma^{(+,-)}_{(-)m}\ ;\ \delta(\underline{m},l) - \Gamma^{(+,-)}_{(-)l}\right);\ ;\ \left\{{}^{l}_{k,m}\right\}$, was schließlich wieder zu ${}^2\bar{R} = sp\ C\ ;\ \hat{\{\}}$ führt. Für die skalare Strukturgröße R folgt dann unmittelbar $R = sp\,(sp\ C\ ;\ \hat{\{\}})$, weil $R = sp\ {}^2\bar{R}$ ist. Mithin folgen also für die invarianten Strukturgrößen des hermiteschen R_6 die Darstellungen

$$
\begin{aligned}
&{}^4\bar{R} = C\ ;\ \hat{\{\}}\ ,\quad {}^2\bar{R} = sp\ C\ ;\ \hat{\{\}} = {}^2\bar{R}^{\times}\ ,\\
&R = sp\,(sp\ C\ ;\ \hat{\{\}})\ ,\quad C\ ;\ grad_6\ \varphi = {}^2\bar{o}\ ,\\
&grad_6\ \varphi = sp\ \hat{\{\}} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 89,
\end{aligned}
$$

in denen

$$
\begin{aligned}
&C = \sum_{m=1}^{6} \bar{e}_m\ C_m\ ,\quad C_m = \Gamma^{(+,-)}_{(-)\ell}\ ;\\
&;\ \delta(\underline{l}\ ,\ m) - \Gamma^{(+,-)}_{(-)m} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 89a
\end{aligned}
$$

in Analogie zum Formalismus der Strukturen des nichthermiteschen R_4 ist. Diese Analogie kann noch weiter getrieben werden; denn ist ${}^2\bar{W}$ nur von den g_{ik} und deren ersten und zweiten partiellen Ableitungen abhängig und wird zugleich $sp\ \Gamma^{(-,-)}_{(-)}\ ;\ {}^2\bar{W} = \bar{o}$ gefordert, dann ist ${}^2\bar{W}$ eindeutig nur durch die Proportionalität ${}^2\bar{W} \sim {}^2\bar{R} - 1/2\ {}^2\bar{g}\ R$ möglich. $sp\ \Gamma^{(-,-)}_{(-)}$ ist dabei nach A VII

das Analogon zu $\overline{div_6}$ für ${}^2\bar{g} = {}^2\bar{E}$. Auch im hermiteschen R_6 gilt demnach die Divergenzfreiheit

$$s\,p \quad \Gamma^{(-,-)}_{(-)} \quad ; \quad ({}^2\bar{R} - 1/2\ {}^2\bar{g} \cdot R) = \bar{o} \quad \ldots\ldots\ldots\ 9o.$$

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 ξ^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^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^i (p) darstellbar ist. In diesem Fall werden die geodätischen Weltlinien, bezogen auf x^i grundsätzlich durch die Beziehung $\ddot{x}^i + \left\{ {i \atop k,l} \right\} \dot{x}^k \dot{x}^l = o$ beschrieben, was im geodätischen Fall zu $\ddot{\xi}^i = o$, also zur Linearität $\xi^i = a^i p + b^i$ 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 $x^4 = ict$ eine Sonderstellung in der Weltarchitektur zu, so daß es zweckmäßig erscheint $p = t$ als

Parameter zu verwenden. Wird das getan, dann beschreibt in $\ddot{\underline{x}}^i + \left\{ {i \atop k,l} \right\} \dot{\underline{x}}^k \dot{\underline{x}}^l = 0$ 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 $\ddot{\underline{x}}^i = 0$ 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 $\ddot{\underline{x}}^i = - \left\{ {i \atop k,l} \right\} \dot{\underline{x}}^k \dot{\underline{x}}^l$ 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 ${}^2\overline{T} + {}^2\overline{T}^x$ im R_6 der für den korrespondenz- und korrelationsfreien Fall in 79 explizit angegeben ist. Wegen $\left\{ {i \atop k,l} \right\} = g^{\underline{i},\underline{j}} \left\{ jkl \right\}$ und $\left\{ i,k,l \right\} = 1/2 \left(\partial g_{i,l} / \partial \underline{x}^k + \partial g_{k,i} / \partial \underline{x}^l - \partial g_{k,l} / \partial \underline{x}^i \right)$ 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 $\partial/\partial x^{\underline{m}}$ $\left\{ {s \atop p,q} \right\}$ in der Form ${}^2\overline{T}$ $(g_{j,n}$, $\left\{ {i \atop k,l} \right\}$, $\partial/\partial x^{\underline{m}}$ $\left\{ {s \atop p,q} \right\})_1^6$ abhängen. Wäre die R_6 gemäß ${}^2\overline{g} = {}^2\overline{E}$ euklidisch, dann würde das Energieprinzip ausgedrückt durch $\overline{\mathrm{div}_6}$ ${}^2\overline{T} = \overline{o}$. 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 $\overline{\mathrm{div}_6}$ ${}^2\overline{T} = \overline{o}$ 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 $\overline{\mathrm{div}_6}$ ${}^2\overline{T}$ auf P und U nur die Operatoren $\partial/\partial x_6$ und $\partial/\partial x_5$ so daß $\overline{\mathrm{div}_6}$ ${}^2\overline{T} = \overline{o}$ 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. $\overline{\mathrm{div}_6}$ ${}^2\overline{T} = \overline{o}$ drückt weiterhin als phänomenologische Beziehung alle Erhaltungsprinzipien aus, welche in den $R_{\pm 4}$ und R_4 gelten, doch hat $\overline{\mathrm{div}_6}$ ${}^2\overline{T} = \overline{o}$ trotzdem nur approximativen Charakter, weil $\overline{\mathrm{div}_6}$ 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 ${}^2\overline{g}$ $(\xi^{\underline{l}\underline{l}})_1^6 = \mathrm{const.} \neq {}^2\overline{E}$ und in Bezug auf diese Koordinaten wird $\Gamma_{(\pm)}^{(s_1),(s_2)} = \Gamma_{(\pm)}^{(s_1(6)),(s_2(6))}$ weil immer $\left\{ {i \atop k,l} \right\} = o$ gilt. Da ${}^2\overline{T}$ als phänomenologische Größe kovariant erscheint, gilt weiter der euklidische Übergang

$\lim\limits_{{}^2\bar{g} \to {}^2\bar{E}}$ sp $\Gamma^{(6,6)}_{(-)}$; ${}^2\bar{T} = \overline{\mathrm{div}_6}\ {}^2\bar{T}$. 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 $({}^2\bar{R} - 1/2\ {}^2\bar{g}\ R) = R\ (1 - 1/2 \cdot$ $\cdot$ 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 ${}^2\bar{R}$ = 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 $\int_{R_6} (\left\{ {i \atop k,l} \right\}^{\times} C_m\ ;\ \left\{ {m \atop k\ l} \right\} - \left\{ {i \atop k\ l} \right\} (C_m\ ;\ \left\{ {m \atop k\ l} \right\})^{\times}) \cdot$ $\cdot\ d\Omega = o$, oder tensoriell $\int_{R_6} (\hat{\{\}}^{\times}$ sp C ; $\hat{\{\}}$ $-$ $- \hat{\{\}}$ (sp C ; $\hat{\{\}}$ $)^{\times}) d\Omega = \int_{R_6} (\hat{\{\}}$ sp C ; $\hat{\{\}}$ $-$ $- \hat{\{\}}$ sp C ; $\hat{\{\}}$ $) d\Omega = \bar{o}$, also zur Hermitezität

des Operators sp C, weil $\hat{\{\}} = \hat{\{\}}^{\times}$ und sp C ; $\hat{\{\}} = -(\text{sp C} ; \hat{\{\}})^{\times}$ 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 ; $\hat{\{\}} = \varkappa ({}^{2}\bar{T}_{+} - 1/4\ {}^{2}\bar{g}\ T)$ 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 $\bar{\lambda}\ \hat{\{\}} \rightarrow \varkappa\ ({}^{2}\bar{T}_{+} - 1/4\ {}^{2}\bar{g}\ T)$ 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 $\bar{o} = \int_{R_6} (\hat{\{\}}^{\times} \text{sp C} ; \hat{\{\}} - \hat{\{\}} (\text{sp C} ; \hat{\{\}})^{\times}) d\Omega = (\bar{\lambda} - \bar{\lambda}^{\times}) \int_{R_6} \hat{\{\}} \hat{\{\}}^{\times} d\Omega$, 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 Bildungsprozeß des Matrizenspektrums rückgängig zu machen, was zu

$C_m ; \left\{ {}^{i}_{k,l} \right\} = \lambda_m \left\{ {}^{i}_{k,l} \right\}$ 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 Sonderfall, 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 $(C_m ; \left\{ {}^{i}_{k,l} \right\})^{\times} = C_m^{\times} ; \left\{ {}^{i}_{k,l} \right\}^{\times} = C_m^{\times} ; \left\{ {}^{i}_{k,l} \right\}$ folgt $\int_{R_6} (\left\{ {}^{i}_{k,l} \right\}^{\times} C_m ; \left\{ {}^{i}_{k,l} \right\} - \left\{ {}^{i}_{k,l} \right\} (C_m ; \left\{ {}^{i}_{k,l} \right\})^{\times}) d\Omega = \int_{R_6} \left\{ {}^{i}_{k,l} \right\} (C_m - C_m^{\times}) ; \left\{ {}^{i}_{k,l} \right\} d\Omega$. Andererseits gilt nach $C ; \hat{\{\}} = \bar{\lambda} \times \hat{\{\}}$ für das Integral $\int_{R_6} (\left\{ {}^{i}_{k,l} \right\}^{\times} C_m ; \left\{ {}^{i}_{k,l} \right\} - \left\{ {}^{i}_{k,l} \right\} \cdot (C_m ; \left\{ {}^{i}_{k,l} \right\})^{\times}) d\Omega = \int_{R_6} \left\{ {}^{i}_{k,l} \right\} (\lambda_m - \lambda_m^{\times}) \cdot \left\{ {}^{i}_{k,l} \right\} \cdot d\Omega = (\lambda_m - \lambda_m^{\times}) I^{i}_{k,l}$. Da immer $I^{i}_{k,l} > 0$ ist, kann die Bedingung der Hermitezität des Zustandsoperators $\int_{R_6} (\left\{ {}^{i}_{k,l} \right\}^{\times} \cdot C_m ; \left\{ {}^{i}_{k,l} \right\} - \left\{ {}^{i}_{k,l} \right\} (C_m ; \left\{ {}^{i}_{k,l} \right\})^{\times}) \cdot d\Omega = o$ nur für $\lambda_m = \lambda_m^{\times}$, also $Im\ \bar{\lambda} = \bar{o}$ erfüllt 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 Beziehungen

$$C \; ; \; () = (C \; ; \; ()\,)^{\times} \quad , \quad I = \int_{R_6} \hat{\{\}} \; \hat{\{\}}^{\times} \; d\Omega < \infty \; d\Omega =$$

$$= e^{\varphi} \prod_{k=1}^{6} d\,x^{\underline{k}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \; 91 \, ,$$

welche aussagen, daß für $\hat{\{\}}$ ein abstrakter Funktionenraum existiert, dessen Trägerraum R_6 ist. In diesem Funktionenraum stellt das Gesetz

$$C \; ; \; \hat{\{\}} = \bar{\lambda} \times \hat{\{\}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \; 92$$

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

$$\mathrm{sp}\; C \; ; \; \hat{\{\}} = \bar{\lambda} \; \hat{\{\}} \; ,$$

$$\lim_{I \to \infty} \bar{\lambda} \; \hat{\{\}} = \varkappa \; ({}^2\bar{T}_{+} - 1/4 \; {}^2\bar{g} \; T\,) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \; 92\,a,$$

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 $\hat{\{\}} = \bar{\lambda} \times$ sp $\hat{\{\}}$ möglich. Wegen ${}^2\bar{g} = {}^2\bar{g}^{\times}$ gilt aber das Theorem $\partial\varphi/\partial x^{\underline{1}} = \left\{ {m \atop 1,m} \right\}$, also sp $\hat{\{\}} = \mathrm{grad}_6\varphi$, was mit dem weiteren Theorem C ; $\mathrm{grad}_6\ \varphi = {}^2\bar{o}$ in das Spektrum eingesetzt $\bar{\lambda} \times \mathrm{grad}_6\ \varphi = {}^2\bar{o}$ 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. $\bar{\lambda} \times \mathrm{grad}_6\ \varphi = {}^2\bar{o}$ könnte noch durch $\mathrm{grad}_6\ \varphi = \bar{o}$ realisiert werden, doch würde dies eine Einschränkung der Allgemeinheit bedeuten, weil $\mathrm{grad}_6\ \varphi = \bar{o}$ nur für φ = const., also g = const. möglich ist, wobei g = const. im Fall ${}^2\bar{g}\ (x^{\underline{1}})^6_1$ nur für eine ganz spezielle Klasse von Fundamentaltensoren oder im Fall ${}^2\bar{g}$ = const nur in Bezug auf geodätische Koordinaten erreicht werden kann. Im allgemeinen Fall ist immer $\mathrm{grad}_6\ \varphi \neq \bar{o}$ und dies bedeutet für $\bar{\lambda} \times \mathrm{grad}_6\ \varphi = {}^2\bar{o}$, daß $\bar{\lambda} \parallel \mathrm{grad}_6\ \varphi$ sein muß, wenn $g\ (x^{\underline{1}})^6_1$ ist. Aus dieser Bedingung des Matrizenspektrums der Gleichung 92 folgt demnach die zusätzliche Aussage

$$\bar{\lambda} \parallel \mathrm{grad}_6\ \varphi \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 92\ b,$$

das heißt, die vektoriell orientierten metrischen Quantenstufen laufen stets dem Gradienten des natürlichen Logarithmus der metrischen Determinante parallel.

Die Untersuchung in der Raumzeit ergab, daß es zwei qualitativ voneinander verschiedene Raumzeitstrukturen $R_{\pm 4}$ gab, in denen verschiedene Relativitätsprinzipien gelten und welche durch den mesobarischen Korrelationsbereich R_4 in einen korrelativen Zusammenhang stehen, wodurch die Wechselbeziehungen zwischen gravitativen und materiellen Strukturen beschrieben wurden. In der raumzeitlichen Somawelt existieren also drei korrelierende Strukturen, welche sich in dem R_6 fortsetzen müssen; denn jeder Struktur entspricht eine entelechale und eine äonische Bewertung, weil alle Strukturen

infolge ihrer Korrespondenz miteinander die Weltliniensysteme deformieren können. Aus diesem Grunde besteht zumindest heuristisch die Möglichkeit, daß ${}^2\bar{g} = {}^2\bar{g}^{\chi}$ 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 $I \to \infty$ die Übergänge sp C ; $\hat{\{\}} \to {}^2\bar{R}$, sowie $\bar{\lambda}\ \hat{\{\}} \to \varkappa\ ({}^2\bar{T}_+ - 1/4\ {}^2\bar{g} \cdot T)$, also ${}^2\bar{R} = \varkappa({}^2\bar{T}_+ - 1/4\ {}^2\bar{g} \cdot T)$ oder ${}^2\bar{R} - 1/2\ {}^2\bar{g} \cdot R = \varkappa\ {}^2\bar{T}_+$ im makromaren Feldkontinuum. Wegen ${}^2\bar{g} = {}^2\bar{g}^{\chi}$ ist auch ${}^2\bar{R} = {}^2\bar{R}^{\chi}$, sowie $R = R^{\chi}$ und ${}^2\bar{R} - 1/2\ {}^2\bar{g} \cdot R = ({}^2\bar{R} - 1/2\ {}^2\bar{g} \cdot R)^{\chi}$, so daß die hermitesche Weltstruktur bedingt, daß von dem phänomenologischen Schema 79 nur ${}^2\bar{T}_+ = {}^2\bar{T}_+^{\chi}$ für 92 relevant ist. Für die relevanten hermiteschen Komponenten folgt aus $2 \cdot {}^2\bar{T}_+ = {}^2\bar{T} + {}^2\bar{T}^{\chi}$ mit 79 und den (min) $\neq$ o das explizite System :

$$T_{+11} = 2\ p^2/\eta\ (q_{+1}^2 + q_{-1}^2 - q_+^2) - p^2 ,$$

$$T_{+22} = q_{+2}^2 + q_{-2}^2 - 1/2\ (q_+^2 + q_-^2) ,$$

$$T_{+33} = q_{+3}^2 + q_{-3}^2 - 1/2\ (q_+^2 + q_-^2) ,$$

$$T_{+44} = 1/2\ (q_+^2 + q_-^2) , \quad T_{+55} = \bar{p}\ \bar{D} , \quad T_{+66} = \bar{p}\ \bar{C} ,$$

$$T_{+12} = 2\ p^2\ (q_{+1}\ q_{+2} + q_{-1}\ q_{-2} + \alpha_-\ (p\ ,\ D)_{1,2}) \cdot (\eta - 2\ \alpha_+\ \bar{p}\ \bar{D})^{-1} ,$$

$$T_{+13} = 2\ p^2\ (q_{+1}\ q_{+3} + q_{-1}\ q_{-3} + \alpha_+\ (p\ ,\ C)_{1,3}) \cdot (\eta - 2\ \alpha_-\ \bar{p}\ \bar{C})^{-1} ,$$

$$T_{+14} = 2\ (\bar{D} \times \bar{C})_1 \cdot \bar{p}\ (\alpha_-\ \bar{D} - \alpha_+\ \bar{C})\ (\eta - 2\ \bar{p})^{-1} ,$$

$$T_{+15} = \alpha_-\ (p_1\ D_1 + p_3\ D_3) + \alpha_+\ \bar{p}\ \bar{D}\ ((q_{+1}^2 + q_{-1}^2 - q_+^2) \cdot \eta^{-1} - \varkappa_+\ (p_3 C_3/\overline{pC} + \alpha_-/2)) ,$$

$$T_{+16} = \alpha_+\ (p_1\ C_1 + p_2\ C_2) + \alpha_-\ \bar{p}\ \bar{C}\ ((q_{+1}^2 + q_{-1}^2 - q_+^2)\eta^{-1} +$$

$$+ \quad \mathcal{R}_+ \ (p_2 D_2/\bar{p}\,\bar{D} \ + \ \alpha_+/2) \ ) \ , \ T_{+23} \ = \ q_{+2}\ q_{+3} + q_{-2}\ q_{-3} \ +$$

$$+ \ \eta/2 \ \cdot \ (p, Q^{\times})_{23} \ (\bar{p} \cdot \bar{Q})^{-1} \ , \ T_{+24} \ = \ - \ 2 \ i \ (\bar{D} \times \bar{C})_2 \ -$$

$$- \ \alpha_- \ (\bar{p} \times \bar{D})_2 \cdot (\alpha_+ \ \bar{p} \ \bar{D} \ + \ p^2)^{-1} \ \cdot \ \eta/4 \ , \ T_{+25} \ = \ -$$

$$= \ - \ p^2 \ (p_2 \ (\alpha_- \ D_3 \ + \ \alpha_+ \ C_3) \cdot (\alpha_- \ \bar{p} \ \bar{D} \ + \ \alpha_+ \ \bar{p} \ \bar{C})^{-1} \ +$$

$$+ \ i/2 \ \cdot \ (1 \ - \ \alpha_+ \ \cdot \ p_2 D_2/\bar{p}\,\bar{D}) \ ) \ , \ T_{+26} \ = \ \alpha_+ \ (p, C)_{12} \ +$$

$$+ \ 2 \ \alpha_- \ \bar{p} \ \bar{C} \cdot (q_{+1}\ q_{+2} \ + \ q_{-1}\ q_{-2} \ + \ \alpha_- \ (p, D)_{12}) \ \cdot$$

$$\cdot \ (\eta \ - \ 2 \ \alpha_- \ \bar{p} \ \bar{D})^{-1} \ , \ T_{+34} \ = \ - \ 2 \ i \ (\bar{D} \times \bar{C})_3 \ - \ \alpha_+ (\bar{p} \times \bar{C})_3 \ \cdot$$

$$\cdot \ (\alpha_- \ \bar{p} \ \bar{C} \ + \ p^2)^{-1} \ \eta/4 \ , \ T_{+35} \ = \ \alpha_- \ (p \ D)_{13} \ +$$

$$+ \ 2 \ \alpha_+ \ \bar{p} \ \bar{D} \ (q_{+1}\ q_{+3} \ + \ q_{-1}\ q_{-3} \ + \ \alpha_+ \ (p, C)_{13} \ ) \ \cdot$$

$$\cdot \ (\eta \ - \ 2 \ \alpha_- \ \bar{p} \ \bar{C})^{-1} \ , \ T_{+36} \ = \ - \ p^2 \ (p_3 \ (\alpha_- \ D_2 \ + \ \alpha_+ \ C_2) \cdot$$

$$\cdot \ (\alpha_+ \ \bar{p} \ \bar{D} \ + \ \alpha_- \ \bar{p} \ \bar{C})^{-1} \ - \ i/2 \ (1 + \ \alpha_- \ p_3 C_3/\bar{p} \ \bar{C} \ ) \ ) \ ,$$

$$T_{+45} \ = \ - \ \alpha_- \ (\ (\bar{p} \times \bar{D})_1 \ + \ (\bar{p} \times \bar{D})_3 \ - \ \bar{p} \ \bar{D} \cdot (\ \mathcal{R}_+ \ \alpha_+ \ (\bar{p} \times \bar{C})_3 \cdot$$

$$\cdot \ (\alpha_- \ \bar{p} \ \bar{C} \ + \ p^2)^{-1} \ + \ 2 \ (\bar{D} \times \bar{C})_1 \cdot (\eta \ - \ 2 \ p^2)^{-1}) \ ) \ ,$$

$$T_{+46} \ = \ - \ \alpha_+ \ (\ (\ \bar{p} \times \bar{C})_1 \ + \ (\bar{p} \times \bar{C})_2 \ + \ 2 \ \bar{p} \ \bar{C} \ (\ (\ \bar{D} \times \bar{C})_1 \cdot$$

$$\cdot \ (\eta \ - \ 2 \ p^2)^{-1} \ - \ (\bar{p} \times \bar{D})_2 \cdot (\alpha_+ \ \bar{p} \ \bar{D} \ + \ p^2)^{-1} \cdot \mathcal{R}_-/\alpha_+)) \ ,$$

$T_{+56} = Q$, 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 ${}^2\bar{T}_+ = \text{sp}\ {}^2\bar{M} \times {}^2\bar{M}$ 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 „Feldtensor" gerechtfertigt. Das fundamentale phänomenologische Problem besteht offensichtlich in der expliziten Beschreibung dieses entelechischen Feldtensors. Zunächst folgt aus ${}^2\bar{T}_+ = \text{sp}\ {}^2\bar{M} \times {}^2\bar{M}$, 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 $^2\overline{M}$ ergeben. Da aber diese vier Tensoren alle antihermitesch sind, bleibt für $^2\overline{M}$ nur $^2\overline{M} = -\,{}^2\overline{M}^{\times}$, wenn sich die Feldtensoren der $R_{\pm 4}$ approximativ als Raumzeitabschnitte ergeben sollen. Mithin ist die Problemstellung eindeutig geworden.

Aus $^2\overline{T}_+ = sp\ {}^2\overline{M} \times {}^2\overline{M}$ in der Komponentenform $T_{+ik} = \sum_{\gamma=1}^{6} M_{i\gamma} \cdot M_{\gamma k}$ folgt, daß zur Kürzung $^2\overline{T}_+ = \hat{T} = \hat{T}^{\times}$ als hermitesche und $^2\overline{M} = \hat{M} = -\,\hat{M}^{\times}$ als antihermitesche quadratische Matrix vom Typ 6 aufgefaßt werden dürfen. Da auch $sp\ {}^2\overline{M} \times {}^2\overline{M} = \hat{M}^2$ 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 $\hat{S}\,\hat{T}\,\hat{S}^{\times} = \hat{\Lambda} = (\Lambda_i \cdot \delta_{ik})_6 \equiv {}^2\overline{\Lambda}$ 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 $sp\ \hat{T} \equiv sp\ {}^2\overline{T}_+ \geq o$ gilt. Einsetzen der Diagonalkomponenten von $^2\overline{T}_+$ in das Matrizenspektrum liefert $sp\ \hat{T} = \sum_{\gamma=1}^{6} T_{+\gamma\gamma} = (2\,\overline{p}/\eta - 1)\cdot(q_{+1}^2 + q_{-1}^2) - p^2\,(2\,q_+^2/\eta + 1) + 1/2\,(q_+^2 + q_-^2) + \overline{p}\,(\overline{D} + \overline{C})$. Wenn $\overline{p}$ von $\overline{D}$ und $\overline{C}$ 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 $\overline{p} \ll (\overline{D},\overline{C})$ und $p^2 \ll \eta$, so daß für $\overline{p} \approx \overline{o}$ 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 $\hat{T} = {}^2\overline{T}_+$ 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 $\hat{T} = {}^2\overline{T}_+$ 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 $\cos(\overline{p}, (\overline{D}, \overline{C})) \neq o$ 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 def $\hat{T} = o$, 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 $\varepsilon(z - z_o) = \sum_{\lambda=o}^{\infty} A_{k+\lambda} (z - z_o)^\lambda$ 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 $\sqrt[n]{x} = \chi + \psi\, \varrho$, 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

$$ {}^2\bar{T}_+ = sp\ {}^2\bar{M} \times {}^2\bar{M}\ ,\quad {}^2\bar{M} = \hat{S}^{\times}\ {}^2\bar{\lambda}\cdot\hat{S} = -\,{}^2\bar{M}^{\times}, $$

$$ \hat{S}\cdot\hat{S}^{\times} = \hat{E}\ ,\quad {}^2\bar{\lambda} = \left[\pm\sqrt{\Lambda_i}\cdot\delta_{ik}\right]_6 \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 93, $$

wenn die Kürzungen $\hat{T} = {}^2T_+$, $\hat{M} = {}^2\bar{M}$, $\hat{\lambda} = {}^2\bar{\lambda}$ und $\hat{\Lambda} = {}^2\bar{\Lambda}$ rückgängig gemacht werden. Für $\hat{S}$ und ${}^2\bar{\Lambda}$ gelten dabei zur expliziten Ermittlung die Bestimmungsgleichungen

$$ \hat{S}\ {}^2\bar{T}_+ - {}^2\bar{\Lambda}\cdot\hat{S} = {}^2\bar{o}\ ,\quad {}^2\bar{\Lambda} = \left[\Lambda_i\cdot\delta_{ik}\right]_6\ , $$

$$ \left|\, T_{+ik} - \Lambda\cdot\delta_{ik}\,\right|_6 = o \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 93\,a, $$

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 $\overline{div_6}\ sp\ {}^2\bar{M}\cdot\times\ {}^2\bar{M} = \bar{o}$, oder in Komponentenform $o = \sum_{k,\gamma=1}^{6} \partial/\partial x_k\ M_{i\gamma}\cdot M_{\gamma k} =$

$$ = \sum_{\gamma,k=1}^{6} M_{\gamma k}\cdot \partial/\partial x_k\ M_{i\gamma} + \sum_{\gamma,k=1}^{6} M_{i\gamma}\ \partial/\partial x_k\ M_{\gamma k} = $$

$$ = (sp\,({}^2\bar{M}\ \overline{\hat{div}_6}\ )\,;\,{}^2\bar{M})_i + ({}^2\bar{M}\ \overline{\hat{div}_6}\cdot {}^2\bar{M})_i\ , \text{ also} $$

$sp\,({}^2\bar{M}\ \overline{\hat{div}_6})\,;\,{}^2\bar{M} + {}^2\bar{M}\cdot\overline{div_6}\ {}^2\bar{M} = \bar{o}$. 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 $\overline{div_6}\ {}^2\bar{T} = \bar{o}$ alle Feldgrößen quadratisch enthält. Für eine phänomenologische Empirie des Photonenfeldes ist also $\overline{div_6}\ {}^2\bar{M} = \bar{o}$ 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 $\overline{div_6}\ {}^2\bar{M} = \bar{o}$ 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 $\overline{div_6}\ {}^2\bar{T} = \bar{o}$ oder $\overline{div_6}\ {}^2\bar{T}_+ = \bar{o}$, was wegen ${}^2\bar{T}_+ = {}^2\bar{T}_+^{\times}$ auch die Verallgemeinerung des entelechischen Feldtensors 93 auf beliebige makromare phänomenologische Felder zuläßt. Die Beziehungen

$$\overline{div_6}\ {}^2\bar{T} = \bar{o}\ ,\quad \overline{div_6}\ {}^2\bar{M} = \bar{o} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 94$$

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 $Q(\bar{r}, \bar{\mu})$ 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 $1 \leq \gamma \leq 3$ 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 ${}^2\bar{g}$ $({}^2\bar{g}_{(\gamma)})_1^3$ 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 ${}^2\bar{g} = {}^2\bar{g}^x$ sein, doch gelten für die Partialstrukturen keine Einschränkungsbedingungen, so daß ${}^2\bar{g}_{(\gamma)} \neq {}^2\bar{g}^x_{(\gamma)}$, 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 $\left\{ {k\ l}^{i} \right\}_{(\mu\mu)}$ in Analogie zu $\left\{ {k\ l}^{i} \right\}$ abgeleitet werden, doch sind auch die binären Transmissionsfelder

$$\left\{ {k\ l}^{i} \right\}_{(\mu\gamma)} = \left\{ {k\ l}^{i} \right\}^{(\mu)}_{(\gamma)} + Q^{i}_{(\mu\gamma)m} \left\{ {k\ l}^{m} \right\}^{(\mu)}_{(\gamma)}$$

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 $\left\{ {k\ l}^{i} \right\} = \sum_{\mu,\gamma=1}^{\omega} \left\{ {k\ l}^{i} \right\}_{(\mu\gamma)}$ als Kurzform von 53 A VII. Hierin ist im Fall der R_6 - Strukturen $\omega = 3$ und $\left\{ {k\ l}^{i} \right\} = \left\{ {k\ l}^{i} \right\}^{x}$, aber für die Partialkompositionen $\left\{ {k\ l}^{i} \right\}^{x}_{(\mu\gamma)} \neq \left\{ {k\ l}^{i} \right\}_{(\mu\gamma)} = \left\{ {k\ l}^{i} \right\}_{(\mu\gamma)+} + \left\{ {k\ l}^{i} \right\}_{(\mu\gamma)-}$. Da außerdem für das Transmissionsfeld immer die Differentialgleichung $\left\{ {k\ l}^{i} \right\} = \sum_{\mu\gamma=1}^{3} \left\{ {k\ l}^{i} \right\}_{(\mu\gamma)}$ gilt, folgt $o = \left\{ {k\ l}^{i} \right\} - \left\{ {k\ l}^{i} \right\}^{x} = \sum_{\mu\gamma=1}^{3} \left(\left\{ {k\ l}^{i} \right\}_{(\mu\gamma)} - \left\{ {k\ l}^{i} \right\}^{x}_{(\mu,\gamma)} \right) = 2 \sum_{\mu\gamma=1}^{3} \left\{ {k,l}^{i} \right\}_{(\mu\beta)-}$ und $\left\{ {k,l}^{i} \right\} = \sum_{\mu\gamma=1}^{3} \left\{ {k,l}^{i} \right\}_{(\mu\gamma)+}$. Also

$${}^2\bar{g}_{(\gamma)} = {}^2\bar{g}_{(\gamma)+} + {}^2\bar{g}_{(\gamma)-}, \quad \left\{ {k,l}^{i} \right\} = \left\{ {k,l}^{i} \right\}^{x},$$

$$\left\{ {k,l}^{i} \right\} = \sum_{\mu\gamma=1}^{3} \left\{ {k,l}^{i} \right\}_{(\mu\gamma)+} \cdot \sum_{\mu\gamma=1}^{3} \left\{ {k,l}^{i} \right\}_{(\mu\gamma)-} = o,$$

$$\left\{ {k,l}^{i} \right\}_{(\mu\gamma)} = \left\{ {k,l}^{i} \right\}^{(\mu)}_{(\gamma)} + Q^{i}_{(\mu\gamma)m} \cdot \left\{ {k,l}^{m} \right\}^{(\mu)}_{(\gamma)} \quad \ldots\ldots\ldots 95.$$

Dieses allgemeine Gesetz schließt, trotz der Hermitezität ${}^2\bar{g}_{(\gamma)} \neq {}^2\bar{g}^{\varkappa}_{(\gamma)}$ 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 $\left\{ {i \atop k\ l} \right\}_{(\mu\gamma)} \neq \left\{ {i \atop k,l} \right\}^{\varkappa}_{(\mu\gamma)}$, 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 sol

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 $C \; ; \; \hat{\{\}} \to {}^4\overline{R}$. Andererseits kann nach AVII stets ${}^4\overline{R} = \sum_{\mu,\gamma=1}^{3} ({}^4R_{(\mu\gamma)} + {}^4C_{(\mu\gamma)})$ 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 $\left\{ {i \atop k,l} \right\} = \left\{ {i \atop k,l} \right\}^{\times}$ muß ${}^4\overline{R}$ hermitesch sein, während ${}^4R_{(\mu\gamma)}$ und ${}^4C_{(\mu\gamma)}$ 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.

${}^4\overline{R} = \sum_{\mu,\gamma=1}^{3} ({}^4R_{(\mu\gamma)} + {}^4C_{(\mu,\gamma)})$, $R^{\underline{i}}_{,k,l,m} = \partial/\partial x^{\underline{l}} \left\{ {i \atop k,m} \right\} -$

$- \partial/\partial x^{\underline{m}} \left\{ {i \atop k,l} \right\} + \left\{ {i \atop s,l} \right\} \left\{ {s \atop k\,m} \right\} - \left\{ {i \atop s\,m} \right\} \left\{ {s \atop k,l} \right\}$,

$R^{\underline{i}}_{(\mu\gamma),k,l,m} = \partial/\partial x^{\underline{l}} \left\{ {i \atop k,m} \right\}_{(\mu\gamma)} - \partial/\partial x^{\underline{m}} \left\{ {i \atop k,l} \right\}_{(\mu,\gamma)} +$

$+ \left\{ {i \atop s,l} \right\}_{(\mu\gamma)} \left\{ {s \atop k,m} \right\}_{(\mu,\gamma)} - \left\{ {i \atop s,m} \right\}_{(\mu\gamma)} \left\{ {s \atop k,l} \right\}_{(\mu\gamma)}$,

$$C^{\underline{i}}_{(\mu\gamma),k,l,m} = \sum_{\varkappa\lambda=1}^{3} \left(\left\{ {i \atop s,l} \right\}_{(\mu,\gamma)} \left\{ {s \atop k,m} \right\}_{(\varkappa\lambda)} - \right.$$

$$\left. - \left\{ {i \atop s,m} \right\}_{(\mu,\gamma)} \left\{ {s \atop k\ l} \right\}_{(\varkappa\lambda)} \right) \left(1 - \delta_{\mu\varkappa}\, \delta_{\gamma\lambda} \right) \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 96,$$

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

$$R_{(\mu\gamma)k,l} = \partial/\partial x^{\underline{l}} \left\{ {m \atop k,m} \right\}_{(\mu\gamma)} - \partial/\partial x^{\underline{m}} \left\{ {m \atop k,l} \right\}_{(\mu,\gamma)} +$$

$$+ \left\{ {m \atop s\ l} \right\}_{(\mu\gamma)} \left\{ {s \atop k,m} \right\}_{(\mu\gamma)} - \left\{ {m \atop s,m} \right\}_{(\mu\gamma)} \left\{ {s \atop k,l} \right\}_{(\mu\gamma)}\ ,$$

$$A_{(\mu\gamma)l,m} = \partial/\partial x^{\underline{l}} \left\{ {k \atop k,m} \right\}_{(\mu\gamma)} - \partial/\partial x^{\underline{km}} \left\{ {k \atop k,l} \right\}_{(\mu\gamma)} +$$

$$+ \left\{ {k \atop s\ l} \right\}_{(\mu\gamma)} \left\{ {s \atop k,m} \right\}_{(\mu\gamma)} - \left\{ {k \atop s,m} \right\}_{(\mu\gamma)} \left\{ {s \atop k,l} \right\}_{(\mu\gamma)}\ ,$$

$$C_{(\mu\gamma)k,l} = \sum_{\varkappa\lambda=1}^{3} \left(\left\{ {m \atop s,l} \right\}_{(\mu\gamma)} \left\{ {s \atop k,m} \right\}_{(\varkappa\lambda)} - \right.$$

$$\left. - \left\{ {m \atop s,m} \right\}_{(\mu\gamma)} \left\{ {s \atop k,l} \right\}_{(\varkappa\lambda)} \right) \left(1 - \delta_{\mu\varkappa}\, \delta_{\gamma\lambda} \right),$$

$$D_{(\mu\gamma)l,m} = \sum_{\varkappa\lambda=1}^{3} \left(\left\{ {k \atop s,l} \right\}_{(\mu\gamma)} \left\{ {s \atop k,m} \right\}_{(\varkappa\lambda)} - \right.$$

$$\left. - \left\{ {k \atop s\ m} \right\}_{(\mu\gamma)} \left\{ {s \atop k,l} \right\}_{(\varkappa\lambda)} \right) \left(1 - \delta_{\mu\varkappa}\, \delta_{\gamma\lambda} \right) \ldots\ldots\ldots$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 96\ b$$

ergibt. Wegen ${}^2\bar{A}_{(\mu\gamma)} = - {}^2\bar{A}^{\times}_{(\mu\gamma)}$ und ${}^2\bar{D}_{(\mu\gamma)} = - {}^2\bar{D}^{\times}_{(\mu\gamma)}$ ist stets $s\,p\ {}^2\bar{A}_{(\mu\gamma)} = s\,p\ {}^2\bar{D}_{(\mu\gamma)} = o$ und desgleichen $sp\ {}^2\bar{R}_{(\mu\gamma)-} = s\,p\ {}^2\bar{C}_{(\mu\gamma)-} = o$, doch können $s\,p\ {}^2\bar{R}$ sowie $s\,p\ {}^2\bar{R}_{(\mu\gamma)} = s\,p\ {}^2\bar{R}_{(\mu\gamma)+}$ und $s\,p\ {}^2\bar{C}_{(\mu\gamma)} = s\,p\ {}^2\bar{C}_{(\mu\gamma)+}$ gebildet werden. Für $s\,p\ {}^2\bar{R} = R$ gilt $R = g^{\underline{k,l}}\ R_{k,l} = R^{k}_{\underline{k}}$ und diese Skalargröße liegt eindeutig fest, was aber nicht für die beiden übrigen Matrizenspektren gilt. Zwar kann $\left\{ {}^{l}_{j\ i} \right\}$ eindeutig gemäß $g^{\underline{kj}} \left\{ {}^{l}_{j\ i} \right\} = \left\{ {}^{k,l}_{i} \right\}$ 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 ${}^2\bar{g}^{-1}_{(\varepsilon)}$ komponieren; denn , wenn es die $\left\{ {}^{i}_{k,l} \right\}_{(\mu\gamma)}$ gibt, dann muß es auch weitere nichthermitesch kontravariante Formen $g^{\underline{k,j}}_{(\varepsilon)} \left\{ {}^{l}_{j\ i} \right\}_{(\mu\gamma)} = \left\{ {}^{k,l}_{i} \right\}_{(\varepsilon,\mu,\gamma)}$ als ternäre Formen geben , wobei $\varepsilon \neq \mu$ und $\varepsilon \neq \gamma$ sein kann. Mit diesen Ternärfeldkomponenten wird dann $s\,p\ {}^2\bar{R}_{(\mu\gamma)} = g^{\underline{k,l}}_{(\varepsilon)}\ R_{(\mu\gamma)+kl} = R_{(\varepsilon,\mu,\gamma)}$ und $s\,p\ {}^2\bar{C}_{(\mu,\gamma)} = g^{\underline{k,l}}_{(\varepsilon)}\ C_{(\mu\gamma)+kl} = C_{(\varepsilon,\mu,\gamma)}$, das heißt, für die Bildung der Skalargrößen gilt

$$R_{(\varepsilon,\mu,\gamma)} = s\,p\ {}^2\bar{R}_{(\mu\gamma)+}\ ,\quad C_{(\varepsilon,\mu,\gamma)} = s\,p\ {}^2\bar{C}_{(\mu\gamma)+}\ ,$$

$$g^{\underline{k,j}} \left\{ {}^{l}_{j,i} \right\} = \left\{ {}^{k,l}_{i} \right\}\ ,\quad g^{\underline{k,j}}_{(\varepsilon)} \left\{ {}^{l}_{j,i} \right\}_{(\mu\gamma)} = \left\{ {}^{k,l}_{i} \right\}_{(\varepsilon,\mu,\gamma)}$$

σ..... 96 c,

wodurch die geometrischen Strukturaussagen über den R_6 ergänzt werden. Die Tensoren ${}^4\bar{R}_{(\mu\gamma)}$ können auch durch die Γ - Operatoren dargestellt werden.

Da ${}^2\bar{g}_{(\gamma)} \neq {}^2\bar{g}^{\times}_{(\gamma)}$ ist, sind für die Γ - Operatoren alle Typensignaturen nichthermitescher Strukturen aus A VII 4 möglich. Es gilt $R^{\underline{i}}_{(\mu\gamma)klm} = \partial/\partial\, x^{\underline{l}} \left\{ {}^{i}_{k,m} \right\}_{(\mu\gamma)} - \partial/\partial\, x^{\underline{m}} \left\{ {}^{i}_{k,l} \right\}_{(\mu\gamma)} +$

$$+ \left\{ {}^{i}_{k,l} \right\}_{(\mu\gamma)} \left\{ {}^{s}_{k,m} \right\}_{(\mu\gamma)} - \left\{ {}^{i}_{s,m} \right\}_{(\mu\gamma)} \left\{ {}^{s}_{k,l} \right\}_{(\mu\gamma)} =$$

$$= \Gamma^{(1,6)}_{(-)l} (\mu\gamma) ; \delta (\underline{l} , m) ; \left\{ {}^{i}_{k,l} \right\}_{(\mu\gamma)} - \Gamma^{(1,6)}_{(-)m} (\mu,\gamma) ;$$

$$; \left\{ {}^{i}_{k,l} \right\}_{(\mu\gamma)} = (\Gamma^{(1,6)}_{(-)l} (\mu\gamma) ; \delta (\underline{l} , m) - \Gamma^{(1,6)}_{(-)m} (\mu,\gamma)) ;$$

$$; \left\{ {}^{i}_{k,l} \right\}_{(\mu\gamma)} = C_m (\mu,\gamma) ; \left\{ {}^{i}_{k,l} \right\}_{(\mu\gamma)} \text{ oder mit } (\left\{ {}^{i}_{k,l} \right\}_{(\mu\gamma)})_6$$

$$= \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} + \overset{\wedge}{\{\}}^{\times}_{(\mu\gamma)} \text{ als Tensorschema } {}^{4}\overline{R}_{(\mu\gamma)} = C(\mu\gamma) ;$$

$$; \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} . \text{ Der gemischtvariante Koppelungstensor } {}^{4}\overline{C}_{(\mu\gamma)} \text{ der}$$

Partialkompositionen ${}^{4}\overline{R}_{(\mu\gamma)}$ zu ${}^{4}\overline{R}$ kann dagegen nicht durch entsprechende Γ - Operatoren dargestellt werden. Für die Operatordarstellungen gilt zusammengefaßt

$$ {}^{4}\overline{R}_{(\mu\gamma)} = C (\mu\gamma) ; \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} , \hat{\{\}}_{()} = (\left\{ {}^{i}_{k,l} \right\}_{()})_6 ,$$

$$C_m (\mu\gamma) = \Gamma^{(1,6)}_{(-)l} (\mu\gamma) ; \delta (\underline{l} , m) - \Gamma^{(1,6)}_{(-)m} (\mu\gamma) ,$$

$$\delta (\underline{l},m) ; \left\{ {}^{i}_{k,l} \right\} = \left\{ {}^{i}_{k,m} \right\} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 97.$$

Für ${}^{4}\overline{R}_{(\mu\gamma)}$ ist die Bildung des Matrizenspektrums wegen der nichthermiteschen Eigenschaften zweideutig. Es gilt $(s p_{i=k} {}^{4}\overline{R}_{(\mu\gamma)})_{l,m} =$

$$= A_{(\mu\gamma)lm} = C_m (\mu\gamma) ; \left\{ {}^{k}_{k,l} \right\}_{(\mu\gamma)} = (C (\mu\gamma) ; sp \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)})_{lm}$$

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 $R_{(\mu\gamma)kl} = C_m (\mu\gamma) ; \left\{ {}^{m}_{k,l} \right\}_{(\mu\gamma)} = (sp C (\mu\gamma) ;$

$; \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)})_{kl}$ oder ${}^{2}\overline{R}_{(\mu\gamma)} = s p C (\mu\gamma) ; \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)}$.

Alle diese Matrizenspektren werden demnach in

$$ {}^{2}\overline{R}_{(\mu\gamma)} = s p C (\mu\gamma) ; \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} ,$$

$$sp C (\mu\gamma) ; s p \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} = o \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 97 a$$

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 $\overline{\lambda} \times \hat{\{\}} = \sum_{\mu\gamma=1}^{3} (C(\mu\gamma) ; \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} + {}^4\overline{C}_{(\mu\gamma)})$. 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 $C^{i}_{(\mu\gamma)klm} = \sum_{\varkappa\lambda=1}^{3} (1 - \delta_{\mu\varkappa}\,\delta_{\gamma\lambda} \cdot (\{^{i}_{s,l}\}_{(\mu\gamma)}\,\{^{s}_{k,m}\}_{(\varkappa\lambda)} - \{^{i}_{s,m}\}_{(\mu\gamma)}\,\{^{s}_{k,l}\}_{(\varkappa\lambda)}) =$

$= \sum_{\varkappa\lambda=1}^{3} (1 - \delta_{\mu\varkappa}\,\delta_{\gamma\lambda})\,\{^{s}_{k,m}\}_{(\varkappa\lambda)}\,\delta(\underline{k},s) ; \{^{i}_{k,l}\}_{(\mu\gamma)} - \{^{s}_{k,l}\}_{(\varkappa\lambda)}\,\delta(\underline{k},\underline{s}) ; \{^{i}_{k,m}\}_{(\mu\gamma)}) = \sum_{\varkappa\lambda=1}^{3} (1 - \delta_{\mu\varkappa}\,\delta_{\gamma\lambda}) \cdot (\{^{s}_{k,m}\}_{(\varkappa\lambda)} - \{^{s}_{k,l}\}_{(\varkappa\lambda)}\,\delta(\underline{l}\,m)) ; \delta(\underline{k},s) ; \{^{i}_{k,l}\}_{(\mu\gamma)}$

weil $(\delta(\underline{l},m) \times \delta(\underline{k},s))_{-} = o$ ist. Mit dem Operator $\sum_{\varkappa\lambda=1}^{3} (1 - \delta_{\mu\varkappa}\,\delta_{\gamma\lambda}) \cdot (\{^{s}_{k,m}\}_{(\varkappa\lambda)} - \{^{s}_{k,l}\}_{(\varkappa\lambda)}\,\delta(\underline{l},m)) ; \delta(\underline{k},s) = D_m(\mu\gamma)$ wird also $C^{i}_{(\mu\gamma)k,l,m} = D_m(\mu\gamma) ; \{^{i}_{k,l}\}_{(\mu\gamma)}$ beziehungsweise ${}^4\overline{C}_{(\mu\gamma)} = D(\mu,\gamma) ; \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)}$.

Dies wird zusammengefaßt in

$$ {}^{4}\bar{C}_{(\mu\gamma)} = D\ (\mu\ \gamma)\ ;\quad \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)}\ ,\ D_m\ (\mu\gamma) = $$

$$ = \sum_{\varkappa\lambda=1}^{3} (1 - \delta_{\mu\gamma}\ \delta_{\gamma\lambda})\ \left(\left\{ k\ {}^{s}_{m} \right\}_{(\varkappa\lambda)} - \right. $$

$$ \left. - \left\{ k\ {}^{s}_{l} \right\}_{(\varkappa\lambda)}\ \delta\ (\underline{l}\ ,\ m)\ \right)\ ;\ \delta\ (\underline{k}\ ,\ s) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ 97\ b $$

und damit wird $\bar{\lambda} \times \hat{\{\}} = \sum_{\mu\gamma=1}^{3} (C(\mu,\gamma) + D(\mu,\gamma))$;

$$;\quad \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} = \sum_{\mu\gamma=1}^{3} \wedge\ (\mu,\gamma)\ ;\quad \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)}\ , \text{ wenn der} $$

Operator

$$ \wedge\ (\mu\ \gamma) = C\ (\mu\ \gamma) + D\ (\mu\ \gamma) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ 97\ c $$

zur Kürzung eingeführt wird. Für $\left\{ k\ {}^{i}_{l} \right\}$ gilt das Kompositionsgesetz

$\left\{ k\ {}^{i}_{l} \right\} = \sum_{\mu\gamma=1}^{3} \left\{ k\ {}^{i}_{l} \right\}_{(\mu\gamma)+}$ 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

$\bar{\lambda} \times \hat{\{\}} = \sum_{\mu\gamma=1}^{3} \wedge\ (\mu\gamma)\ ;\quad \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)}$ nach Bildung des Matri-

zenspektrums die Form an ${}^{s}\bar{o} = \sum_{\mu\gamma=1}^{3} s\ p \wedge\ (\mu\gamma)\ ;\ \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)}$-

$- \bar{\lambda}\ \hat{\{\}} = \sum_{\mu\gamma=1}^{3} (s\ p \wedge\ (\mu\ \gamma)\ ;\quad \hat{\{\}}_{(\mu\ \gamma)}$ -

$- \bar{\lambda}\ (\mu\ \gamma)\ \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)}$) , 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 $\hat{\{\}} = \sum_{\mu\gamma=1}^{3} \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)+}$, daß auch $I_{+(\mu\gamma)} = \int_{R_6} \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)+} \cdot \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)+} d\Omega < \infty$ und $I_{(\mu\gamma)} = \int_{R_6} \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} \cdot d\Omega < \infty$ konvergieren müssen, weil zugleich $\sum_{\mu\gamma=1}^{3} \left\{ k^{i}\, l \right\}_{(\mu\gamma)-} = o$ gefordert wird. Mit dieser Konsequenz und $Im\ \bar{\lambda}_{(\mu\gamma)} = \bar{o}$ folgt $\int_{R_6} (\hat{\{\}}^{x}_{(\mu\gamma)} sp \bigwedge_{(\mu\gamma)} ; \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} - \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} \cdot (sp \bigwedge_{(\mu\gamma)} ; \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)})^{x}) d\Omega = (\bar{\lambda}_{(\mu\gamma)} - \bar{\lambda}^{x}_{(\mu\gamma)}) \int_{R_6} \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} \cdot \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} d\Omega = (\bar{\lambda}_{(\mu\gamma)} - \bar{\lambda}^{x}_{(\mu\gamma)}) I_{(\mu\gamma)}$, 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 $\bigwedge_{(\mu\gamma)} ; \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} = \bar{\lambda}_{(\mu\gamma)} \times \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)}$ darstellen läßt. Da die Konvergenz von $\hat{\{\}}_{(\mu\gamma)}$ und

I m $\bar{\lambda}(\mu\gamma) = \bar{o}$ bereits evident sind, folgt $\int_{R_6}$ ($\hat{\{\}}^{\times}_{(\mu\gamma)} \wedge \cdot$ $\cdot (\mu\gamma) ; \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} - \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} (\wedge(\mu\gamma) ; \hat{\{\}}^{x}_{(\mu\gamma)}) d\Omega =$ $= \int_{R_6}$ ($\hat{\{\}}^{\times}_{(\mu\gamma)} \bar{\lambda}(\mu\gamma) \times \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} - \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} (\bar{\lambda}(\mu\gamma) \times$ $\times \hat{\{\}}^{x}_{(\mu\gamma)}) \cdot d\Omega$ mit $\hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} = \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)+} + \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)-}$ und $(\bar{\lambda}(\mu\gamma) \times \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)})^{x} = \bar{\lambda}(\mu\gamma) \times \hat{\{\}}^{\times}_{(\mu\gamma)}$. Wegen I m $\bar{\lambda}(\mu\gamma) = \bar{o}$ wird aus dem Integranden $\hat{\{\}}^{\times}_{(\mu\gamma)} \cdot \bar{\lambda}(\mu\gamma) \times$ $\times \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} - \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} \cdot \bar{\lambda}^{x}(\mu\gamma) \times \hat{\{\}}^{x}_{(\mu\gamma)} = \bar{\lambda}(\mu\gamma) \times$ $\times \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} \cdot \hat{\{\}}^{\times}_{(\mu\gamma)} - \bar{\lambda}(\mu\gamma) \times \hat{\{\}}^{\times}_{(\mu\gamma)} \cdot \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)}$, also $\int_{R_6}$ ($\hat{\{\}}^{\times}_{(\mu\gamma)} \cdot \wedge(\mu\gamma) ; \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} - \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} \cdot (\wedge(\mu\gamma) ;$ $; \hat{\{\}}^{x}_{(\mu\gamma)}) d\Omega = \bar{o}$, weil $\bar{a} \times \int_{R_6} \hat{\{\}}^{\times}_{(\mu\gamma)} \cdot \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} \cdot$ $\cdot d\Omega = \bar{a} \times \int_{R_6} \cdot \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} \cdot \hat{\{\}}^{\times}_{(\mu\gamma)} \cdot d\Omega$ 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

$$\wedge(\mu\gamma) ; \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} = \bar{\lambda}(\mu\gamma) \times \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} ,$$

$$\bar{\lambda}(\mu\gamma) = \bar{\lambda}^{x}(\mu\gamma) , \quad I(\mu\gamma) =$$

$$= \int_{R_6} \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} \cdot \hat{\{\}}^{x}_{(\mu\gamma)} \cdot d\Omega < \infty \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 98$$

beschrieben werden.

Alle diese metrischen Quantenstufen des Binärfeldes superponieren zum Spektrum $\bar{\lambda}$, was die Synthese $\sum_{\mu\gamma=1}^{3}$ s p $\wedge$ $(\mu\gamma)$;

; $\hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} = \sum_{\mu\gamma=1}^{3} \bar{\lambda}\ (\mu\gamma) \cdot \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} =$

$= \bar{\lambda} \sum_{\mu\gamma=1}^{3} \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} = \bar{\lambda}\ \hat{\{\}}$ wegen $\sum_{\mu\gamma=1}^{3} \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)-} = \hat{o}$

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 $\hat{\{\}} = \bar{\lambda} \times \text{grad}_6\ \varphi = {}^2\bar{o}$

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 verschwinden, 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 $\hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} =$

$= - {}^2\bar{A}_{(\mu\gamma)} = {}^2\bar{A}^{x}_{(\mu\gamma)}$ 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 Partialkompositionen in ${}^4\bar{R} = \sum_{\mu\gamma=1}^{3} ({}^4\bar{R}_{(\mu\gamma)} + {}^4\bar{C}_{(\mu\gamma)})$ vorhanden wäre, 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 ${}^2\bar{A}_{(\mu\gamma)} = - {}^2\bar{A}^{x}_{(\mu\gamma)}$ 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

$$s\ p\ D\ (\mu\gamma)\ ;\ sp\ \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} = o\ ,$$

$$\bar{\lambda}\ (\mu\gamma)\ //\ s\ p\ \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 98\ a$$

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 $1 \leq \mu \leq 3$ 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 wegeh 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.

K a p i t e l VI

D A S W E L T M E T R O N

1) R a u m p r o j e k t i o n g r a v i t a t i v e r F e l d s t r u k t u r e n

Das statisch stabile Materiefeldquant wird im R_6 beschrieben durch C ; $\hat{\{\}} = \bar{\lambda}\, \chi\, \hat{\{\}}$ nach 92, also allein durch die stationären Mesofeldzustände $\bar{\chi}$ (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 $\bar{\Gamma} = \text{grad}\ \varphi$ 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 $\psi = (\lambda/r \cdot r-\lambda/r+\lambda)^n$, 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 $\bar{q} = \bar{p}/\sqrt{\alpha} = \bar{\Gamma} + 2 R_+ \bar{\mu}$ 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, $\bar{q} = \text{grad}\ \phi$ 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 $\underline{\phi} < o$ stehen würde; denn die wahre Feldfunktion muß, aufgrund dieser Realitätsforderung $\underline{\phi} \geq o$ für alle r gelten. Diese Forderung reeller Geschwindigkeit zeigt, daß $\underline{\phi} = \varkappa M/r \cdot (1 - b\,r)$ wiederum nur als Glied einer Niveaudifferenz aufzufassen ist, in welcher $(1 - b\,r)$ als Korrekturfaktor des Verlaufes $\varkappa M/r$, beziehungsweise $\varkappa M/\varrho = \varkappa\, M\, b$ erscheint. Es existiert demnach eine weitere Niveaugrenze $\phi_b = \varkappa M/\varrho \cdot (1 - b\,r)$, so daß für die gesamte Niveaudifferenz $\phi = \underline{\phi} - \phi_b = \varkappa M/r\,(1 - b\,r) - \varkappa M/\varrho\,(1 - b\,r) = (\varkappa M/r - \varkappa M/\varrho) \cdot (1 - b\,r) = \varkappa M/r\,(1 - b\,r)^2$ ergibt, weil $b\,\varrho = 1$ ist. Die Notwendigkeit von ϕ_b geht dabei auf die Verwendung von $M(r)$ in ϕ' zurück. Damit kann $\bar{q} = \operatorname{grad} \phi$ 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

$$\bar{q} = \bar{p}/\sqrt{\alpha} = \operatorname{grad} \phi\,,\quad \phi = \varkappa m/r\; e^{\psi}\,(1 - b\,r)^2\,,$$
$$m = m(r)\,,\quad M = m\,e^{\psi}\,,\quad \psi = \left(\frac{\lambda/r \quad r - \lambda}{r + \lambda}\right)^n\,,$$
$$n = \text{const.} > o\,,\quad \lambda = \frac{h}{2 m_o\, c} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 99,$$

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 $\partial/\partial t\,(\alpha\,\bar{\Gamma}^2 - \beta\,\bar{\mu}^2) = -\,2\,\operatorname{div} \bar{\Gamma} \times \bar{\mu}$ gilt. Wenn es nun zu keiner Gravitationswellenemission kommt, dann ist $\operatorname{div} \bar{\Gamma} \times \bar{\mu} = o$, 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 $E_m = -\beta/2 \int \mu^2 \, dV$ 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 $M c^2 + \alpha/2 \int \bar{q}^2 \, dV = \text{const.}$ tatsächlich zu ergänzen durch $E_m = -\beta/2 \int \bar{\mu}^2 \, dV$, so daß in exakter Form für das Energieprinzip eines Materiefeldquants $E_o + E_m + E_g = \text{const.}$ 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 $\varrho = \lambda^2/2$ aus der Raumprojektion von C ; $\hat{\{\}} = \bar{\lambda} \times \hat{\{\}}$ folgt aber, daß es eine Fläche $F_\varrho = 4\pi \cdot \varrho^2$ 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 $\operatorname{div} \bar{\mu} = \omega(\sigma - \sigma_o)$ oder $\omega \int \cdot (\sigma - \sigma_o) \, dV = \int \operatorname{div} \bar{\mu} \, dV = \oint \bar{\mu} \, d\bar{F}$ gilt, muß $F_\varrho \cdot \eta_m \sim - dM/dr$ sein. Nach dem allgemeinen Äquivalent $E = m c^2$ kann aber der Proportionalitätsfaktor nur c^2 sein, so daß $\eta_m = - c^2/F_\varrho \cdot dM/dr$, oder integriert $E_m = - c^2/F_\varrho \int dM/dr \, dV$ explizit folgt. Wird dieser Ausdruck zusammen mit $E_g = \alpha/2 \int \bar{q}^2 \, dV$ und $E_o = M c^2$ in $E_o + E_m + E_g = \text{const}$ eingesetzt, dann nimmt dieses Energieprinzip die Form an $M c^2 + \alpha/2 \int \bar{q}^2 \, dV - c^2/F_\varrho \int dM/dr \, dV = \text{const.}$ 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 $dV = 4\pi r^2 \, dr$ und $\bar{q} = \operatorname{grad} \phi = \bar{r}_o \, d\phi/dr$. Nach dieser Transformation kann das Energieprinzip nach r differenziert werden, was nach einer Division durch c^2 mit $F_\varrho = 4\pi \varrho^2$ 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 $\gamma\!\!\!/\ dM/dr = r\,p\ d\phi/dr + (p + r\ dp/dr)\,\phi$. Da außerdem $2\pi\alpha\ \gamma\!\!\!//c^2 = 3/32c^2$ folgt $r^2\,(d\phi/dr)^2$ + + $32/3\ c^2\ (1-x^2) \cdot p\ (= \tau\ d\phi/dr + (1 + r/p\ \ dp/dr)\ \phi) = o$. Es ist $dp/dr = 2\ b\ (1-x)^{-3}$, also $1 + r/p\ \ dp/dr = 1 +$ + $2\,x\ (1 - x)^{-1} = 1+x/1-x$, doch ergibt sich die gleiche Funktion 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 $d\ln \underline{q}\ e^{-\underline{q}} = - F\ dx/x = - 1+x/1-x\ dx/x = dx/x^2-x + dx/x-1 = d\ln (x-1) + dx/x^2-x = d\ln (x-1) - 2\,d\ ARTG\ (2x-1) = d\,(\ln (x-1) + \ln (1-x) - \ln x) = d\ln - 1/x\,(1-x)^2$. 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 Abstand $r = \varrho = 1/b$ wird, weil $\varrho = \lambda'/2 \neq o$ bleibt, $\underline{q}\ e^{-\underline{q}} = o$, was nur durch $\underline{q} \to \infty$ oder $\underline{q} = o$ erreichbar ist. $\underline{q} \to \infty$ bedingt aber $\phi\ (\varrho) \to \infty$ 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

$$r\, q\, e^{-q} = A\,(1 - \tfrac{r}{\rho})^2\,, \quad A = \text{const} > o\,,$$

$$q = 1 - \sqrt{1 - \tfrac{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

$$A \approx \frac{3 \varkappa L m_o}{16 c^2} \quad , \quad g = - \frac{\varkappa L m_o}{r^2} \left(1 - r^2/\rho^2\right) \ldots\ldots\ldots\ldots$$

$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$ 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 = $ 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 $\phi\,(r)$ nicht mehr für alle r definiert sein kann; denn $\mathrm{Im}\ q\ e^{-q} = o$ oder $\mathrm{Im}\ q = o$ 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 $M/R\,(1-R/\varrho)^2 = 2\,\omega\,c/\varrho$ oder mit $x = R/\varrho$ auch $1/x\,(1-x)^2 = \dfrac{2\omega c\varrho}{\gamma M} = 2\,\alpha$. Für die Lösungen dieser quadratischen Gleichungen folgt dann $\underline{x} = (1+\alpha)\,(1 \pm \sqrt{1-(1+\alpha)^{-2}})$ mit $\alpha = \dfrac{\omega c \varrho}{\gamma M}$. 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 $r \geq \lambda/2 = h/2m_0c$ gilt. Für $r = \lambda/2$ folgt eine weitere Näherung für A, wenn $L=1$ ist, Es ist $A \approx 3\varrho/16c^2 \cdot m_0\,(1 - 3\varrho/16c^2 \quad 2m_0/\lambda \cdot (1 - \lambda/2\varrho)^2)$ oder

$3\ \omega^2 A \approx \gamma m_0 \left(1 - \frac{2\gamma m_0}{3\omega^2\lambda}\left(1 - \lambda/2\varrho\right)^2\right)$ 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 $\mu_g = \lim\limits_{r\to\varrho} (M-m_0)$ gegeben. Aus dem negativen Zweig folgt nach einer Reihenentwicklung für diesen Limes $\mu_g = \frac{3\omega^2}{\gamma} A - m_0 = -\frac{\gamma m_0^2}{2\omega c\lambda}(1 - \lambda/2\varrho)^2 < 0$. Diese negative Feldmasse muß ihr positives Gegenstück in der positiven Mesofeldmasse $\mu_m = -\mu_g > 0$ haben, so daß auch im Fall der Gleichung 100 die Feldkomplementarität $\mu_g + \mu_m = 0$ gilt. Die Gravitationsfeldmasse μ_g muß nun noch durch $\lambda' = 2\varrho$ ausgedrückt werden. An der räumlichen Interpretation von $\bar{\mu}$ durch die Quellendarstellung $\mathrm{div}\ \bar{\mu} \sim \sigma_0 - \sigma$ und $\mu_m \ll m_0$ 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 $-\dot{\bar{S}}/\omega^2 + \overline{\mathrm{div}}\ {}^2\bar{p} = \bar{\xi}_{(3)}$ im R_3 mit $\bar{S} = \bar{r} \times \bar{\mu}$ und $\bar{\xi}_{(3)} = \partial\bar{g}/\partial t$, 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 $\dot{\bar{S}} + \overline{\mathrm{div}}\ {}^2\bar{\eta} = \bar{0}$ gelten muß. Gibt es keine äußeren Kräfte, ist also immer $\bar{\xi}_{(3)} = \bar{0}$, so gilt die Divergenzfreiheit $\overline{\mathrm{div}}\ ({}^2\bar{\eta}/\omega^2 + {}^2\bar{p}) = \bar{0}$, worin $\bar{p}$ wegen $\bar{\xi}_{(3)} = d\bar{g}/dt$ als Impulsströmung dargestellt werden kann. Aus ${}^2\bar{\eta} + {}^2\bar{p}\cdot\omega^2 = {}^2\bar{0}$ 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 $\eta + \sigma_g\cdot\omega^2 = 0$ 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

$$E_g = -\mu_g \omega^2 \;,\; E_g = h\,\omega/\lambda' \;,\; \omega = 4/3\; c \;\ldots\ldots$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \text{ 100 b,}$$

die auf $\mu_g = -\frac{\gamma m_o^2}{2\omega c\lambda}(1-\lambda/2\varrho)^2$ angewendet werden kann. Da $\lambda = h/m_o c$ ist, folgt $E_g = \frac{\gamma\omega m_o^2}{2c}(1-\lambda/2\varrho)^2 =$

$$= \left|\frac{\gamma\omega m_o^3}{2h}\right.\left(1-\frac{h}{2m_o c\varrho}\right)^2 = h\;\omega/\lambda' = h\,\omega/2\varrho$$

oder $\varrho\left(1-\frac{h}{2m_o c\varrho}\right)^2 = \frac{h^2}{\gamma m_o^3}$. Die gravitative Feldmasse und die Gravitationsgrenze wird also beschrieben durch

$$\mu_g + \mu_m = o\;,\; \mu_g = -\frac{\gamma m_o^3}{2\omega h}\left(1-\frac{h}{2m_o c\varrho}\right)^2 \;,$$

$$3\,\omega^2 A_{L=1} = \gamma(m_o + \mu_g)\;,$$

$$\varrho\cdot\left(1-\frac{h}{2m_o c\varrho}\right)^2 = \frac{h^2}{\gamma m_o^3} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 101.$$

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 $\varrho = \frac{h^2}{\gamma m_o^3}$ gesetzt werden kann. Wird hierin $m_o = N m_p$ auf die Protonenmasse bezogen, dann folgt $N^3\cdot\varrho = \frac{h^2}{\gamma m_p^3} \approx 46$ [M P C]. Mit dieser stark approximierten Formel

$$m_o = N\,m_p \;,\; N^3\varrho \approx 46 \quad [\text{M P C}] \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 101\,a$$

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 $\beta = \varrho/2eA$ in Analogie zu α. In dieser Beziehung

$$(R, s) = \varrho (1+\beta)(1 \pm \sqrt{1-(1+\beta)^{-2}}), \quad 2eA\beta = \varrho \quad \ldots\ldots\ldots \quad 102$$

erscheint nicht mehr $M(\underline{x})$, sondern nur noch der aus 101 a bekannte Wert ϱ und A. Da stets $A \ll \varrho$ bleibt, ist immer $\beta \gg 1$, so daß sich für die beiden Distanzextrema R und s Abschätzungen ergeben. Es ist in sehr guter Näherung $R \approx 2\beta\varrho = \varrho^2/eA$ und $s \approx \varrho/2\beta = eA$, 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 $1/\varrho \cdot (R\,s) = (1 \pm \sqrt{1-(1+\beta)^{-2}}$ exakt in das Produkt eingesetzt, dann folgt $1/\varrho^2\, R\,s =$
$= (1+\beta)^2 (1+\sqrt{1-(1+\beta)^{-2}})(1-\sqrt{1-(1+\beta)^{-2}}) = (1+\beta)^2 (1+\beta)^{-2} = 1$
also $R \cdot s = \varrho^2$ exakt. In Analogie zu Gleichung 101 ergibt sich demnach

$$R\,s = \varrho^2, \quad s \approx eA \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 102a$$

mit deren Hilfe der Verlauf der Feldmasse in $r \geqq \varrho$, sowie $M(s)$ ermittelt werden kann. Aus $\phi(\underline{x}) = 2\omega c$ folgt unmittelbar

$$M(R) = \frac{2\omega c}{\gamma} \cdot R\,(R/\varrho - 1)^{-2} \approx \frac{2\omega c}{\gamma} \cdot \varrho^2/R \approx$$
$$\approx \frac{2\omega c}{\gamma} \cdot eA = e/2\,(m_o + \mu_g) \text{ und } M(s) = \frac{2\omega c}{\gamma}\, s \cdot$$
$$\cdot (1 - s/\varrho)^{-2} \approx \frac{2\omega c}{\gamma} \cdot eA = M(R) \text{ wegen } s \ll \varrho.$$

Hieraus folgt also, daß die in $r \leqq s$ maximal mögliche Masse ungefähr ebenso groß ist, wie die gesamte Masse in $r \leqq R$, so daß durch $r = s$ zugleich eine obere Grenze der Massendichte gesetzt worden ist. Für die zu R und s gehörenden Feldmassen gilt also

$$M(R) \approx M(s) \approx e/2\,(m_o + \mu_g) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 102b.$$

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 $(e/2 - 1)\, m_o \geqq$
$\geqq \mu_m\, e/2$ immer $M(R) - m_o = o$ bleibt. Da aber $M(\varrho) -$
$- m_o < o$ ist, kann für $(e/2 - 1)\, m_o \geqq \mu_m\, e/2$ die Beziehung $M(R) - m_o \geqq o$ nur erfüllt werden, wenn $M(R) - M(\varrho) > o$ ist. Im Bereich $r_o = \lambda/2 \leqq r \leqq \varrho$ ist also der Verlauf der Feldmasse negativ, aber im Bereich gravitativer Abstoßung $\varrho < r \leqq R$

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 $2\,\omega\,c^2\,\lambda_k\,s = n\,\varkappa\,h\,(1 - s/\varrho)^2$ gilt. Hier wurde allgemein angenommen, daß sich m_k aus n Quanten der Wellenlänge λ_k zusammengetzt. Nach 1o1 und 1ß2 a gelten offensichtlich die Limesrelationen $\lim\limits_{\lambda_k \to \infty} s = o$ (in erster Ordnung)

und $\lim\limits_{\lambda_k \to \infty} 1/\varrho = o$ (in 3. Ordnung), so daß auch $\lim\limits_{\lambda_k \to \infty} s/\varrho = o$

oder $\lim\limits_{\lambda_k \to \infty} (1 - s/\varrho)^2 = 1$ richtig ist. Wegen $s \to o$ für

$\lambda_k \to \infty$ liefert aber $\lim\limits_{\lambda_k \to \infty} \lambda_k \cdot s = F_n$ 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 $2\,\omega\,c^2\,\lambda_k \cdot s = n\,\varkappa\,h \cdot (1-s/\varrho)^2$ der Grenzübergang zum Leerraum ($\lambda_k \to \infty$) durchgeführt werden. Man erhält $2\,\omega\,c^2\,F_n = 2\,\omega\,c^2 \lim\limits_{\lambda_k \to \infty} \lambda_k \cdot s = n\,\varkappa\,h \cdot$

$\cdot \lim\limits_{\lambda_k \to \infty} (1-s/\varrho)^2 = n\,\varkappa\,h$. Aus dieser Relation $2\,\omega c^2\,F_n = n\,\varkappa\,h$ 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 $2\,\omega\,c^2\,F_4 = n\,\varkappa\,h$ 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 $2\,\omega\,c^2\,\tau = \varkappa\,h$ 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 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 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 $\ddot{\underline{x}}^i + \left\{ \begin{matrix} i \\ k\,l \end{matrix} \right\} \dot{\underline{x}}^k \dot{\underline{x}}^l = o$ Beschleunigungskomponenten $\ddot{\underline{x}}^i$ 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 $\ddot{\bar{s}}\,(x_1)_1^3$ im R_3 interpretiert werden, unabhängig von ihrer physikalischen Herkunft und in dem Energieprinzip $M c^2 + \alpha/2 \int \bar{q}^2 \, d V - \beta/2 \int \bar{\mu}^2 \cdot \cdot d V = \text{const.}$ 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 Quadrat 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 $\alpha/2 \cdot \int \bar{q}^2 \cdot d V - \beta/2 \cdot \int \bar{\mu}^2 \, d V = \alpha/2 \cdot \cdot \int (\bar{q}^2 - R_+^2 \cdot \bar{\mu}^2) \cdot d V$ 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 $\Delta M (\omega^2, c^2) = \mp h/\lambda_\pm \; (\omega, c) = \mp h/\omega c^2 \cdot \cdot \left(\frac{\omega^2 c^2}{\lambda_+}, \frac{\omega c^3}{\lambda_-} \right) = 1/3 \, \frac{h a_\pm}{\omega c^2} \, 1/\lambda_\pm$ mit $a_+ = - 3 \omega^2 c^2$ und $a_- = + 3 \omega c^3$. Andererseits ist $\alpha = \frac{3}{64 \pi \varkappa}$, das heißt, $\alpha \varkappa$ ist eine reelle Zahl. Einsetzen dieser Größen in die Differenz liefert $1/3 \, h/\omega c^3 + \alpha/2 a_\pm \cdot \cdot \ddot{\bar{s}} \, \lambda_\pm \, \Delta V = o$, wobei auch die Wellenlängen $\lambda_\pm$ koordinatenabhängig sein können. Wegen $\alpha \varkappa = \frac{3}{64 \pi}$ und $2 \chi = \frac{\varkappa h}{\omega c^2}$ wird also, wenn $\varkappa \alpha/2 a_\pm \, \ddot{\bar{s}}^2 \cdot \lambda_\pm = - w$ 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 $\Delta V = \prod_{k=1}^{3} \Delta x_k$. 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

$\frac{\partial (x_1, x_2, x_3)}{\partial (\xi_1, \xi_2, x)} = G$ wird $d x_1 \, dx_2 \cdot dx_3 = G \cdot d \xi_1 \cdot d \xi_2 \cdot d x$ oder nach dem Übergang zur Volumendifferenz

$\prod_{k=1}^{3} \Delta x_k = G \Delta \xi_1 \Delta \xi_2 \Delta x$, 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 einerFläche sein. Andererseits ist $\Delta F_\gamma \sim \ddot{\bar{s}}^2 \lambda_{\pm}$, das heißt, die Flächendifferenzen werden durch die Quellen des ponderomotorischer

Beschleunigungsfeldes und seine Feldverteilung bestimmt, doch geht diese nach $\ddot{x}^i + \left\{ {i \atop k\,l} \right\} \dot{x}^k \dot{x}^l = o$ immer auf $\hat{\{\}}$ und die Feldquellen auf C ; $\{\} = \bar{\lambda} \times \hat{\{\}}$ 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 ${}^4\bar{R} = \bar{\lambda} \times \hat{\{\}}$ 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

$$2 \omega c^2 \tau = \gamma^2 h \,, \quad F = n \tau \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 103$$

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 $F = \int_a^b y \, dx = \int_a^b f dx$ beschrieben, wenn $\tau = o$ ist. Dieses Integral ist aber gemäß

$$\int_a^b y \, dx = \lim_{n \to \infty} \sum_{\gamma=1}^{n} \left[y_{\gamma-1} (x_\gamma - x_{\gamma-1}) + 1/2 (y_\gamma - y_{\gamma-1}) \cdot (x_\gamma - x_{\gamma-1}) \right] = 1/2 \lim_{n \to \infty} \sum_{\gamma=1}^{n} (y_\gamma + y_{\gamma-1}) \Delta x_\gamma =$$

$$= \lim_{n \to \infty} \sum_{\gamma=1}^{n} \Delta F_\gamma \, .$$

Hierin ist aber $n \to \infty$ aequivalent mit $\Delta F_\gamma \to o$, 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

$$\int_a^b f \, dx = \lim_{\Delta F_\gamma \to \tau} \sum_{\gamma=1}^{n} \tilde{y}_\gamma \Delta x_\gamma = n \tau$$

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 $\Delta F_\gamma = \widetilde{y}_\gamma \Delta x_\gamma = \int_{x_{\gamma-1}}^{x_\gamma} f\,d\,x$ der infinitesimale Integralbegriff anwendbar wird. Aus $F = \lim_{\Delta F_\gamma \to \tau} \sum_{\gamma=1}^{n} \widetilde{y}_\gamma \Delta x_\gamma = n\,\tau$ wird also $n\,\tau = \sum_{\gamma=1}^{n} \int_{x_{\gamma-1}}^{x_\gamma} f\,d\,x$. Nach dem Integralbegriff 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 $\sum_{\gamma=1}^{n} \int_{x_{\gamma-1}}^{x_\gamma} f\,d\,x = \int_{x_o}^{x_n} f\,d\,x = F_n - F_n$ mit

$F_n = F(x_n)$ und $F_o = F(x_o) = C$ und liefert in

$\lim_{\Delta F_\gamma \to \tau} \sum_{\gamma=1}^{n} \widetilde{y}_\gamma \Delta x_\gamma = n\,\tau$ 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 Lomesrelation findet demnach ihren Ausdruck in

$$y = f(x)\,,\quad \lim_{\Delta F_\gamma \to \tau} \sum_{\gamma=1}^{n} \widetilde{y}_\gamma \Delta x_\gamma = n\,\tau\,,$$

$$\Delta F_\gamma = \widetilde{y}_\gamma \Delta x_\gamma = \int_{x_{\gamma-1}}^{x_\gamma} y\,d\,x\,,\quad \sum_{\gamma=1}^{n} \int_{\gamma-1}^{\gamma} = \int_{o}^{n}\,,$$

$$\int_{x_o}^{x_n} f(x)\,d\,x = n\,\tau\,,\ x_n = x(n)\,,\ y_n = f(n)\ \ldots\ldots$$

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 104 nicht auf beliebige Integrale erweitert werden kann. Ist dagegen eine Fläche definierbar, so hat die Darstellung 104 stets wegen $\tau > 0$ 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

$$C_k = \sqrt{\tau}\ ()_k \ , \quad C_m = i\sqrt{\tau}\ ()_m \ , \quad 1 \leq k \leq 3 \ ,$$

$$4 \leq m \leq 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 $e\,R\,\tau = F\,C\,;\,n = \varepsilon F\,\sqrt{\tau}\,n$ oder

$$e\,R\,\sqrt{\tau} = \varepsilon\,n\,F\,,\ \varepsilon^2\,\sqrt{F} = s_o \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 106$$

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 ${}^2\bar{g} = {}^2\bar{g}^* = {}^2\bar{\mathfrak{g}}\,;\,n$ folgt dann für den Fundamentalselektor die einfache Beziehung

$\mathfrak{x}^{\underline{i}} \cdot \mathfrak{x}^{\underline{k}} \cdot \mathfrak{g}_{ik} = E$, wenn $E\,;\,n = 1$ den Einheitsselektor $() \cdot E = ()$ angibt. Auch folgt wegen der Hermitezität, weil nach 85 A VIII 5 stets ${}^2\bar{\mathfrak{g}} = (\bar{\mathfrak{g}} \times \bar{\mathfrak{g}})$ gilt, das Verschwinden des Komutators $(\mathfrak{g}_i \times \mathfrak{g}_k)_- = o$. 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 $\mathfrak{x}^{\underline{i}} \cdot \mathfrak{x}^{\underline{k}} = \Upsilon^{\underline{ik}}$ 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

$a_{1,1} \cdot a_{2,2} - a_{1,2} \cdot a_{2,1} = \gamma_{1,1} \cdot \gamma_{2,2}$ liefert, wenn die $\gamma^{\underline{i,k}}$ die Inversen der γ_{ik} sind. Mit ${}^2\bar{a} = {}^2\bar{a}_+ + {}^2\bar{a}_-$ und

$D = \begin{vmatrix} a_{+1,1} & \gamma_{1,1} \\ \gamma_{2,2} & a_{+2,2} \end{vmatrix}$ 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

$$q = 1\,,\ N = 2\,,\quad \left\{ {i \atop k\ l} \right\} = o\,,\quad {}^2\bar{g} = {}^2\bar{a} = {}^2\bar{a}_+ + {}^2\bar{a}_-\,,$$

$$\begin{vmatrix} a_{+1,1} & \gamma_{1,1} \\ \gamma_{2,2} & a_{+2,2} \end{vmatrix} = a^2_{+1,2} - a^2_{-1,2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 107,$$

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 $a_{+1,1} \cdot a_{+2,2} = \gamma_{1,1} \cdot \gamma_{2,2}$ 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 $\mathcal{R}^{\underline{i}}\ \mathcal{R}^{\underline{k}}$ 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 ${}^2\bar{g}\ ({}^2\bar{g}_{(\gamma)})_1^3 = {}^2\bar{g}^{\times}\ (x^k)_1^6$ 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 $\{\underline{\underline{i}}\}_{(\gamma)}$ gegeben, sondern auch dasjenige Gitterwerk geodätischer Linien von denen die metronische Hyperstruktur aufgespannt wird. Da immer in Bezug auf das geodätische Koordinatensystem $\{\underline{\underline{i}}\}_{(\gamma)} = o$ 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 ${}^{2}\bar{g}_{(\gamma)} = \text{const}$ 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 ${}^4\bar{R} = \sum_{\mu\gamma=1}^{3} ({}^4\bar{R}_{(\mu\gamma)} + {}^4\bar{C}_{(\mu\gamma)})$ 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 $\hat{\underline{C}} = \hat{C} = \hat{E}$ 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 $\prod_{k=1}^{6} \underline{\gamma}^{\underline{\underline{kk}}} = \prod_{k=1}^{6} \gamma_{(\gamma)}^{\underline{\underline{kk}}} = 1$, also $\alpha = \alpha_{(\gamma)} = 1$ und $\Delta \Lambda = \Delta \Lambda_{(\gamma)} = \tau^3$ für die metronische Elementarzelle nach A VIII 6 , also

$$\bar{\lambda} = \bar{\lambda}_{(\mu\gamma)} = \bar{o} , \quad \hat{\{\}} = \hat{\{\}}_{(\mu\gamma)} = \hat{o} , \quad {}^2\bar{g} = {}^2\bar{g}_{(\gamma)} = {}^2\bar{E},$$

$$\hat{\underline{C}} = \hat{C} = \hat{E} , \quad \Delta \Lambda = \Delta \Lambda_{(\gamma)} = \tau^3 = \Delta \quad \ldots\ldots\ldots 108\,a.$$

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 ${}^2\underline{g} = {}^2\underline{E}$ 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 ${}^2\underline{g} = {}^2\underline{E}$ 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 ${}^2\underline{\gamma}$; n = ${}^2\underline{g}$ gilt die metronenmetrische Fundamentalbeziehung $\gamma^{\underline{ik}} \gamma_{ik} = E$ oder $\gamma^{\underline{ik}} \gamma_{ik}$; n = 1. Wegen ${}^2\underline{g} = {}^2\underline{E}$, also ${}^2\underline{\gamma}$; n = ${}^2\underline{E}$ wird γ_{ik} ; n = δ_{ik} , was eingesetzt $1 = \gamma^{\underline{ik}} \gamma_{ik}$; n = $\gamma^{\underline{ik}} \delta_{ik} = \sum_{k=1}^{6} \gamma^{\underline{kk}} = \sum_{k=1}^{6} \gamma_{kk}$ 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

$$1/\tau^2 \; sp \; {}^2\bar{\tau} \times {}^2\bar{\tau} = \begin{bmatrix} 1244i2io \\ 2122io-2i \\ 42 1o-2i-4i \\ 4i2io124 \\ 2io-2i212 \\ o-2i4i421 \end{bmatrix} =$$

$$= \begin{bmatrix} 124ooo \\ 212ooo \\ 421ooo \\ oool24 \\ ooo212 \\ ooo421 \end{bmatrix} + i \begin{bmatrix} ooo42o \\ ooo2o-2 \\ oooo-2-4 \\ 42oooo \\ 2o-2ooo \\ o-2-4ooo \end{bmatrix} \quad \text{. Weitere Iterationen}$$

$sp\,(^2\bar{\tau} \times sp\ ^2\bar{\tau} \times {}^2\bar{\tau}) \sim \tau^3 = \Delta$ $\curvearrowleft$ 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

$$1/\tau^3\ sp\,(^2\bar{\tau} \times sp\ ^2\bar{\tau} \times {}^2\bar{\tau}) = \begin{bmatrix} o399i3ii \\ -o33ii3i \\ -9-3oi3i9i \\ -9i3i-io-3-9 \\ -3i-i-3i3o-3 \\ -i-3i-9i93o \end{bmatrix} =$$

$$= \begin{bmatrix} o39ooo \\ -3o3ooo \\ -9-3oooo \\ oooo-3-9 \\ ooo3o-3 \\ ooo93o \end{bmatrix} + i \begin{bmatrix} ooo93l \\ ooo3l3 \\ oool39 \\ -9-3-1ooo \\ -3-1-3ooo \\ -1-3-9ooo \end{bmatrix} .$$

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

$$^2\bar{\tau} = (ROT_6\ \bar{\Phi})\ ;\ 1\ ,\ \tau\ ^2\bar{P} = ROT_6\ \bar{\Phi}\ ,$$

$$^2\bar{\tau} = \tau \begin{bmatrix} 6lliii \\ -loliii \\ -l-loiii \\ -i-i-io-l-l \\ -i-i-ilo-l \\ -i-i-illo \end{bmatrix} , \quad sp\ ^2\bar{\tau} \times (sp\ ^2\bar{\tau} \times {}^2\bar{\tau}) =$$

$$= \Delta \cdot \begin{bmatrix} o399i3ii \\ -3o33ii3i \\ -9-3oi3i9i \\ -9i-3i-io-3-9 \\ -3i-i-3i3o-3 \\ -i-3i-9i93o \end{bmatrix} , \quad |\ ^2\bar{\tau}|_6 = \Delta^2 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 108c.$$

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

${}^{2}\overline{P} = - {}^{2}\overline{P}^{\times}$ und demnach auch der Metronentensor antihermitesch ist aber die $2L = 30$ 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 der 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 ${}^{2}\overline{\tau} = - {}^{2}\overline{\tau}^{\times}$ 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 $2L = 30$ 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

$$\Delta_{\pm} \equiv \pm \tau^{\mp} , \quad \Delta_{\pm} \equiv R_{6(\pm)} ,$$

$$R_{6(+)} + R_{6(-)} \equiv R_{6(o)} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 108d$$

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

$$R_{6(o)} = R_{6(o)} \, (x^{\mp k})_1^6 , \quad x^{\mp k} = c^{\mp k} ; \; n \; \ldots\ldots\ldots\ldots 108e,$$

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 $I \to \infty$ 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 $\tau > o$ 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 diese 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 $I = \int_{\Omega} \varphi\ \varphi^{x}\ \delta\ \Omega$ 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 $\hat{S}\ \hat{S}^{x} = \hat{E}$ geben, mit deren Hilfe $\hat{C}$ unter Voraussetzung der Hermitezität $\hat{C} = \hat{C}^{x}$ 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 $\hat{C} = \hat{C}^x$, also auch $\hat{W} = \hat{W}^x$ und dies wiederum bedeutet die Realität der Eigenwerte $\lambda = \lambda^x$, wodurch der Selektor $\Gamma = \Gamma^x$ als hermitescher Selektor gekennzeichnet wird. Wenn aber dieser Selektor hermitesch ist, dann muß auch die allgemeine Bedingung der Hermitezität $\underset{\Omega}{S} (\varphi^x \Gamma ; \varphi - \varphi (\Gamma ; \varphi)^x) \delta \Omega = o$ erfüllt sein. Einsetzen von $\Gamma ; \varphi = \lambda \varphi$ liefert dann, wegen $\lambda = const$ die Beziehung $(\lambda - \lambda^x) \underset{\Omega}{S} \varphi \varphi^x \delta \Omega = o$, die wegen $\lambda = \lambda^x$ immer erfüllt werden kann, wenn $\underset{\Omega}{S} \varphi \varphi^x \delta \Omega < \infty$ bleibt und diese Konvergenz wiederum macht die Normierung $\underset{\Omega}{S} \varphi \varphi^x \delta \Omega = 1$ 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 $\varphi_\mu^x \Gamma ; \varphi_\gamma = \lambda_\gamma \varphi_\gamma \varphi_\mu^x$ den Übergang von der einen zur anderen Stufe beschreiben, was aber $\underset{\Omega}{S} \varphi_\mu^x \Gamma ; \varphi_\gamma \delta \Omega = o$ 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\

$$\int_{\Omega} \varphi\, \varphi^{\times}\, \delta\Omega = \int_{\Omega} \Big(\sum_{\gamma} c_\gamma\, \varphi_\gamma\Big)^{\times} \Big(\sum_{\mu} c_\mu\, \varphi_\mu\Big)\, \delta\Omega =$$

$$\int_{\Omega} \sum_{\mu\gamma} c_\mu\, c_\gamma^{\times}\, \varphi_\mu\, \varphi_\gamma^{\times}\, \delta\Omega = \sum_{\mu,\gamma} c_\mu\, c_\gamma^{\times} \int_{\Omega} \varphi_\mu\, \varphi_\gamma^{\times}\, \delta\Omega =$$

$$= \sum_{\mu,\gamma} c_\mu\, c_\gamma^{\times}\, \delta_{\mu\gamma} = \sum_{\gamma} c_\gamma\, c_\gamma^{\times} \quad \text{wegen } S \sum = \sum S$$

und $\int_{\Omega} \varphi_\mu\, \varphi_\gamma^{\times}\, \delta\Omega = \delta_{\mu\gamma}$. Da auch L als Zustandsselektor vorausgesetzt wurde, muß L hermitesch und deshalb φ konvergent sein, so daß grundsätzlich die Normierung $\int_{\Omega} \varphi\, \varphi^{\times}\, \delta\Omega = 1$ 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 $\int_{\Omega} \varphi^{\times} L\,;\, \varphi\, \delta\Omega$ liefert ganz allgemein $\int_{\Omega} \varphi^{\times} L\,;\, \varphi\, \delta\Omega = \tilde{\lambda}$ 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 $\int_{\Omega} \varphi^{\times} L\,;\, \varphi\, \delta\Omega = \tilde{\lambda}$ den mittleren Zustand aller dieser Stufen. Da L als Zustandsselektor hermitesch sein muß, folgt aus dieser Hermitezität $\int_{\Omega} (\varphi^{\times} L\,;\, \varphi - \varphi\, (L\,;\, \varphi)^{\times})\, \delta\Omega = 0$ unmittelbar $\tilde{\lambda} - \tilde{\lambda}^{\times} = 0$, 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 $\Gamma\,;\, \psi = \lambda\psi$ eine Selektorgleichung von höherem als ersten Grad ist, dann besteht nicht mehr die Möglichkeit einer Linearkombination der Eigenfunktionen, so daß die sich hieraus 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 $\psi^{\underline{k}}$ aus $\xi^{\underline{k}} = \psi^{\underline{k}}$; n der Hyperstruktur gemäß $\psi^{\underline{k}} = C^{\underline{k}} = \mathbb{C}_k$ mit dem kovarianten Gitterselektor identisch. Für diesen Slektor gilt aber $C_k = \alpha_k ()_k$ oder kontravariant $C^{\underline{k}} = \alpha^{\underline{k}} ()^{\underline{k}}$. 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 $\xi_m = \psi_m$; n beschrieben, die ihrerseits auf die Hyperstruktur der leeren Welt $x^{\underline{k}} = C^{\underline{k}}$; n mit $C^{\underline{k}} = \alpha^{\underline{k}} ()^{\underline{k}}$ bezogen wird. Mit $\alpha_k = \sqrt{\tau}$, beziehungsweise $\alpha_k = i\sqrt{\tau}$ wird $d x^{\underline{i}}\ d x^{\underline{k}} \to \delta x^{\underline{i}}\ \delta x^{\underline{k}} = \alpha_i\ \alpha_k \sum_{lm=1}^{6} \delta_l\ n^{\underline{i}}\ \delta_m\ n^{\underline{k}}$, $= \alpha_i\ \alpha_k$, weil $\delta_l\ n_{k_i} = \delta_{lk}$ und daher auch $\delta_l\ n^{\underline{k}}_{\underline{i}} = \delta_{lk}$ ist. Da außerdem immer $x^{\underline{i}} \sim n^{\underline{i}}$ ist, gilt auch $\partial x^{\underline{i}} = d x^{\underline{i}}$ und damit kann die Metrik des R_6 unter der Voraussetzung ${}^{*}\bar{g} \neq {}^{*}\bar{E}$ metronisiert und auf die leere Welt $x^{\underline{i}}$ bezogen werden. Unter der Voraussetzung $\tau > o$ folgt inbezug auf $R_{6(o)}$ für $\bar{\lambda} \neq \bar{o}$ stets

$$d\bar{s} = \sum_{k=1}^{6} d\xi_k = \sum_{km=1}^{6} \bar{e}_m \frac{\partial \xi_m}{\partial x^{\underline{k}}}\ d x^{\underline{k}} \to \delta \bar{s}$$

mit $(\bar{e}_i\ \bar{e}_k)_6 \neq \hat{E}$. Für das metrische Feld gilt aber ${}^{*}\bar{g} = {}^{*}\bar{g}^{\times}$, so daß $d s^2 = \sum_{ik=1}^{6} g_{ik}\ d x^{\underline{i}}\ d x^{\underline{k}}$ mit $g_{ik} = \sum_{lm=1}^{6} \bar{e}_l\ \bar{e}_m \frac{\partial \xi_l}{\partial x^{\underline{i}}} \frac{\partial \xi_m}{\partial x^{\underline{k}}}$ gesetzt werden kann. Nun gilt $d s^2 \to \delta s^2 = \tau$ und $g_{ik}\ d x^{\underline{i}}\ d x^{\underline{k}} \to \gamma_{ik}$; ; n $\delta x^{\underline{i}}\ \delta x^{\underline{k}} = \alpha_i\ \alpha_k\ \gamma_{ik}$; n . Außerdem gilt $g_{ik} = \sum_{lm=1}^{6} \bar{e}_l\ \bar{e}_m \frac{\partial \xi_l}{\partial x^{\underline{i}}} \frac{\partial \xi_m}{\partial x^{\underline{k}}} \to \sum_{lm=1}^{6} \bar{e}_l\ \bar{e}_m\ \delta_{x^{\underline{i}}} \cdot \xi_l\ \delta_{x^{\underline{k}}}\ \xi_m =$

$$= \sum_{lm=1}^{6} \frac{\bar{e}_l \, \bar{e}_m}{\alpha_i \, \alpha_k} \, \delta_i \, \xi_l \, \delta_k \, \xi_m = \left(\frac{\delta_i \bar{\psi} \, \delta_k \bar{\psi}}{\alpha_i \, \alpha_k} \right) ; n,$$

weil $\sum_{l=1}^{6} \bar{e}_l \, \xi_l = \bar{\psi} ; n$ und $\sum \delta = \delta \sum$ ist.

Andererseits gilt $g_{ik} = \gamma_{ik} ; m$, so daß sich im Vergleich für die Komponenten des Fundamentalselektors $\alpha_i \cdot \alpha_k \cdot \gamma_{ik} = \delta_i \bar{\psi} \, \delta_k \bar{\psi}$ ergibt. Wegen ${}^2\bar{g} = {}^2\bar{g}^{\times}$ und der Darstellbarkeit $\gamma_{ik} = \bar{\gamma}_i ; \bar{\gamma}_k$ folgt $(\gamma_i \times \gamma_k)_- = o$ und $\bar{\gamma}_k = \frac{\delta_k \bar{\psi}}{\alpha_k}$, 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

$$\delta s^2 = \tau, \text{ also } \tau = \sum_{ik=1}^{6} \gamma_{ik} ; n \, \delta x^i \, \delta x^k =$$

$$= \sum_{ik=1}^{6} \alpha_i \, \alpha_k \, \gamma_{ik} ; n \text{ . Der hermitesche Fundamentaltensor}$$

einer Struktur wird demnach, wenn er auf die leere Welt bezogen wird durch die Beziehung

$$\bar{\xi} = \bar{\psi} ; n \, , \; \bar{\psi} = \sum_{k=1}^{6} \bar{e}_k \, \psi_k \, ,$$

$$(\bar{e}_i \, \bar{e}_k)_6 = \hat{A} \, (n^{\frac{1}{-}})_1^6 + \hat{E} \, , \; {}^2\bar{g} = {}^2\bar{\gamma} ; n \, ,$$

$${}^2\bar{\gamma} = {}^2\bar{\gamma}^{\times} \, , \; \gamma_{ik} = \bar{\gamma}_i ; \bar{\gamma}_k \, , \; \bar{\gamma}_k = \frac{f_k \bar{\psi}}{\alpha_k} \, ,$$

$$(\bar{\gamma}_i \times \bar{\gamma}_k)_- = o \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 110$$

beschrieben. Nach dieser Beziehung muß aber der Hyperselektor $\bar{\psi}$ 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 $\delta_k \bar{\psi} = (\delta_k \bar{\psi})^{\times}$ ein hermitescher Zustandsselektor sein, für den ein metronischer Funktionenraum existiert. Wird die Darstellung des metronischen Gitters $\bar{\psi} ; n = \bar{\xi}$ auf den $R_{6(o)}$ bezogen, dann könnte die Folge n als Zustandsfunktion aufgefaßt werden. und dann muß $\bar{\psi} ; n$, da $\bar{\psi}$ ein metrischer Zustandsselektor ist, auch in der Fassung $\bar{\psi} ; n = \bar{a} \, n$ gelten, das heißt, $\bar{\psi} ; n$ muß die Hermitezitätsbedingung eines Zustandsselektors erfüllen. Da $n = n^{\times}$ die Folge der natürlichen

reellen Zahlen ist, wird diese Hermitezitätsbedingung zu

$$\bar{o} = S \ldots S \sqrt{|g|} \cdot \left(n^{\times} \bar{\psi} ; n - n \, (\bar{\psi} ; n)^{\times} \right) \prod_{k=1}^{6} \mathfrak{G} \, n^{\underline{k}} =$$

$$= S \ldots S \sqrt{|g|} \; n \, (\bar{\psi} - \bar{\psi}^{\times}) ; n \prod_{k=1}^{6} \mathfrak{G} \, n^{\underline{k}} \quad , \text{ was nur durch}$$

$\bar{\psi} - \bar{\psi}^{\times} = \bar{o}$ erfüllbar ist. Im Limes zur leeren Welt geht immer der Gitterselektor in den Hyperselektor über, also $\underset{\lambda \to o}{\underline{l} \; i \; \underline{m}} \; \bar{\psi} = \bar{C}$ und aus diesem Grunde muß auch $\bar{C} - \bar{C}^{\times} = \bar{o}$ und damit $\bar{x} = \bar{x}^{\times}$ sein.

Die Darstellung von ${}^{2}\bar{\mathcal{J}}^{\times}$ durch $\bar{\mathcal{J}}^{\times}$, also nach llo durch den Hyperselektor $\bar{\psi}$ hat ihr Äquivalent nach A VIII in ${}^{2}\bar{\mathcal{J}}^{\times} = s\,p \; {}^{2}\bar{\mathcal{R}} \times {}^{2}\bar{\mathcal{R}}$ 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

$$\mathcal{J}_{ik} = \sum_{\gamma=1}^{6} \left(\mathcal{R}_{+i\gamma} \cdot \mathcal{R}_{+\gamma k} + \mathcal{R}_{-i\gamma} \cdot \mathcal{R}_{-\gamma k} \right) +$$

$$+ \sum_{\gamma=1}^{6} \left(\mathcal{R}_{+i\gamma} \cdot \mathcal{R}_{-\gamma k} + \mathcal{R}_{-i\gamma} \cdot \mathcal{R}_{+\gamma k} \right) \quad , \text{ was wegen}$$

${}^{2}\bar{\mathcal{J}}^{\times} = {}^{2}\bar{\mathcal{J}}^{\times}$ die Bedingung $\sum_{\gamma=1}^{6} \left(\mathcal{R}_{+i\gamma} \cdot \mathcal{R}_{-\gamma k} + \right.$

$\left. + \mathcal{R}_{-i\gamma} \cdot \mathcal{R}_{+\gamma k} \right) = o$ 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 ${}^{2}\bar{\mathcal{J}} = {}^{2}\bar{\mathcal{J}}^{\times} \neq {}^{2}\bar{o}$ 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 ${}^{2}\bar{\mathcal{J}}$ 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 $\bar{o} = \bar{\psi} - \bar{\psi}^{\times} = S \, ({}^{2}\bar{\mathcal{R}} ; () \, \mathfrak{G} \, \bar{x} - {}^{2}\bar{\mathcal{R}}^{\times} ; () \, \mathfrak{G} \, \bar{x}^{\times}) = S \, ({}^{2}\bar{\mathcal{R}} - {}^{2}\bar{\mathcal{R}}^{\times}) ; () \, \mathfrak{G} \, \bar{x}$, 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 $\underset{\lambda \to o}{\underline{l} \; i \; \underline{m}} \; \bar{\psi} = \bar{C}$ 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

$$\bar{\psi} = S \; {}^{2}\bar{\mathfrak{R}} \; ; \; () \; \mathfrak{G} \; \bar{x} \; , \; {}^{2}\bar{\mathfrak{R}} = {}^{2}\bar{\mathfrak{R}}^{\times} \; , \; {}^{2}\bar{\mathfrak{J}} = s\,p \; {}^{2}\bar{\mathfrak{R}} \times {}^{2}\bar{\mathfrak{R}} \; ,$$

$$\bar{\psi} = \bar{\psi}^{\times} \; , \; \underset{\bar{\lambda}}{l} \; i \; \underset{\bar{o}}{m} \; \bar{\psi} = \bar{C} = \sum_{k=1}^{6} \alpha_k \; \bar{e}_k \; Z \; (k) \; ,$$

$$\bar{e}_k \cdot \bar{e}_k^{\times} = +1 \; , \; k \leq 3 \; , \; \bar{e}_k \; \bar{e}_k^{\times} = -1 \; , \; k > 3 \; ...$$

..... 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 $x_{=}^{k} = C_{=}^{k}$; n immer

$$\frac{\partial}{\partial x_{=}^{k}} \rightarrow 1/\alpha_{=}^{k} \; \mathfrak{G}_k = \underline{\mathfrak{G}}_k \quad \text{für den Übergang von } \tau = o$$

nach $\tau > o$ zu setzen. Da außerdem $g_{ik} = \gamma_{ik}$; n gilt, folgt für die kovarianten Transmissionsfeldkomponenten die Metronisierung

$$\{j\,k\,l\} = 1/2 \left(\frac{\partial g_{jl}}{\partial x_{=}^{k}} + \frac{\partial g_{kj}}{\partial x_{=}^{l}} - \frac{\partial g_{kl}}{\partial x_{=}^{j}} \right) \rightarrow 1/2 \; (\underline{\mathfrak{G}}_k \; \gamma_{jl} + \underline{\mathfrak{G}}_l \; \gamma_{kj} - \underline{\mathfrak{G}}_j \; \gamma_{kl}) \; ; \; n = [j\,k\,l]_{(\mathfrak{R})} \; ; \; n \; ,$$

weil ${}^{2}\bar{\mathfrak{J}}$ eindeutig nur durch einen Gitterkern ${}^{2}\bar{\mathfrak{R}}$ bestimmt wird. Aus dieser Metronisierung folgen dann gemäß

$$\left\{ {}_{k\,l}^{i} \right\} = g_{=}^{ij} \cdot \{jkl\} \rightarrow \gamma_{=}^{ij} \; ; \; n \; [jkl]_{(\mathfrak{R})} \; ; \; n = [{}_{k\,l}^{i}]_{(\mathfrak{R})} \; ; \; n$$

die gemischtvarianten Komponenten des Fundamentalkondensors, welche zu dem Schema $([{}_{k\,l}^{i}]_{(\mathfrak{R})})_6 = \hat{[\mathfrak{R}]} = \hat{[\,]}$ 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 $\Gamma^{(s_1)(s_2)}_{(\pm)} \rightarrow (\mathcal{K})^{(s_1)(s_2)}_{(\pm)} \equiv ()^{(s_1)(s_2)}_{(\pm)}$ führt, wobei wegen $\hat{[]} = \hat{[]}^{x}$ nur zwei Typen von Singulettsinaturen $(\varepsilon \leq 3) \equiv (+)$ und $(\varepsilon > 3) \equiv (-)$ existieren. Die metronisierte Wirkungsmatrix $\hat{\Gamma} \rightarrow (\hat{\mathcal{K}}) \equiv \hat{()}$ wird durch diese Reduktion gegebenenfalls eingeschränkt. Die Metronisierung der Elemente einer metrischen Strukturanalyse wird also zusammengefaßt in

$$\frac{\partial}{\partial x^{\underline{k}}} \rightarrow \underline{\epsilon}_k \quad , \quad \alpha_k \; \underline{\epsilon}_k = \epsilon_k \quad , \quad \hat{\{\}} \rightarrow [\hat{\mathcal{K}}] \; ; \; n \equiv \hat{[]} ; m = \hat{[]}^{x} ; n_7$$

$$\Gamma^{(s_1)(s_2)}_{(\pm)} \rightarrow (\mathcal{K})^{(s_1)(s_2)}_{(\pm)} \equiv ()^{(s_1)(s_2)}_{(\pm)} \quad , \quad \hat{\Gamma} \rightarrow (\hat{\mathcal{K}}) \equiv \hat{()} \; ,$$

$$(\varepsilon \leq 3) \equiv (+) \; , \; (\varepsilon > 3) \equiv (-) \; \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \text{III.}$$

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 III 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 $\overset{4}{\bar{R}}$ auf dessen Komponenten das Metronisierungsverfahren gemäß

$$R^{\underline{i}}_{klm} = \frac{\partial}{\partial x^{\underline{l}}} \left\{ {}^{i}_{k\,m} \right\} - \frac{\partial}{\partial x^{\underline{m}}} \left\{ {}^{i}_{k\,l} \right\} + \left\{ {}^{i}_{s\,l} \right\} \left\{ {}^{s}_{k\,m} \right\} -$$

$$- \left\{ {}^{i}_{s\,m} \right\} \left\{ {}^{s}_{k\,l} \right\} \rightarrow \left(\underline{\delta}_l \left[{}^{i}_{k\,m} \right] - \underline{\delta}_m \left[{}^{i}_{k\,l} \right] + \right.$$

$$\left. + \left[{}^{i}_{s\,l} \right] ; () \cdot \left[{}^{s}_{k\,m} \right] - \left[{}^{i}_{s\,m} \right] ; () \left[{}^{s}_{k\,l} \right] \right) ; n =$$

$$= ()^{(+,-)}_{(-)l} ; \left[{}^{i}_{k\,m} \right] ; n - ()^{(+,-)}_{(-)m} ; \left[{}^{i}_{k\,l} \right] ; n = \varsigma^{\underline{i}}_{klm} ; n$$

angewendet werden kann. Demnach gilt $\overset{4}{\bar{R}} \rightarrow \overset{4}{\bar{\varsigma}} ; n$, worin der nach A VIII 7 definierte Strukturkompressor $\overset{4}{\bar{\varsigma}}$ 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

$$\varsigma^{\underline{i}}_{klm} = ()^{(+,-)}_{(-)l} ; \left[{}^{i}_{k\,m} \right] - ()^{(+,-)}_{(-)m} ; \left[{}^{i}_{k,l} \right] =$$

$$= \left(()^{(+,-)}_{(-)l} ; \delta \left(\underline{l}, m \right) - ()^{(+,-)}_{(-)m} \right) ; \left[{}^{i}_{k\,l} \right] = K_m ; \left[{}^{i}_{k\,l} \right]$$

oder $\overset{4}{\bar{\varsigma}} = K ; \hat{[]}$, weil für den Raumkondensor die Darstellung

$K_m = ()^{(+,-)}_{(-)l} ; \delta \left(\underline{l}, m \right) - ()^{(+,-)}_{(-)m}$ durch Kondenzfeldselektoren

gilt. Nach

$$ {}^4\overline{R} \to {}^4\overline{\varrho} \;;\; n \;,\; {}^4\overline{\varrho} = K \;;\; \hat{[]} \;, $$

$$ K_m = ()^{(+,-)}_{(-)l} \;;\; \delta\,(\underline{l}\,,\,m) - ()^{(+,-)}_{(-)m} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 112 $$

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 ${}^4\overline{\varrho}$. Infinitesimal gilt ${}^2\overline{R} = s\,p_{i=m}\,{}^4\overline{R} = -\,s\,p_{i=l}\,{}^4\overline{R}$ und metronisch ${}^2\overline{\varrho} = s\,p_{i=m}\,{}^4\overline{\varrho} = -\,s\,p_{i=l}\,{}^4\overline{\varrho} = s\,p\,K \;;\; \hat{[]}$, also ${}^2\overline{R} \to {}^2\overline{\varrho} \;;\; n$. Für das Spektrum in $i = k$ folgt $s\,p_{i=k}\,{}^4\overline{\varrho} = K \;;\; s\,p\,\hat{[]}$ 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 $\mathrm{grad}_6\,\phi = s\,p\,\hat{\{\}}$, was einer Metronisierung zugängig ist. Aus ${}^2\overline{g} = {}^2\overline{\gamma} \;;\; n$ folgt unmittelbar für die metrische Determinante $g \to \gamma \;;\; n$ mit $\gamma = |\gamma_{ik}|_6$ so daß $\phi \to \varphi \;;\; n$ und $\mathrm{grad}_6\,\phi \to \mathrm{GRAD}_{(x)6}\,\varphi \;;\; n$ evident wird, wenn (x) den Bezug auf die Gitterselektoren angibt. Andererseits ist $\hat{\{\}} \to \hat{[]} \;;\; n$ und $s\,p\,\hat{\{\}} \to s\,p\,\hat{[]} \;;\; n$, so daß die Selektorgleichung $\mathrm{GRAD}_{(x)6}\,\varphi = s\,p\,\hat{[]}$ die metronische Fassung des hermiteschen Theorems ist. Da auch für partielle Metronendifferentiale $(\underline{\delta}_i \times \underline{\delta}_k) = o$ gilt, wird $K \;;\; s\,p\,\hat{[]} = K \;;\; \mathrm{GRAD}_{(x)6}\,\varphi = {}^2\overline{o}$, so daß $s\,p_{i=k}\,{}^4\overline{\varrho} = {}^2\overline{o}$ gilt. Infinitesimal ist $R = s\,p\,{}^2\overline{R}$, während für die metronische Skalarkompression $\varrho = s\,p\,{}^2\overline{\varrho} = \varrho\,\underline{\underline{k}}_k$ gilt. Es ist ${}^2\overline{R} \to {}^2\overline{\varrho} \;;\; n$ wegen ${}^4\overline{R} \to {}^4\overline{\varrho} \;;\; ; \;n$, so daß auch $R \to \varrho \;;\; n$ gelten muß. Die Matrizenspektren des Raumkompressors

$$ {}^2\overline{R} \to {}^2\overline{\varrho} \;;\; n \;,\; R \to \varrho \;;\; n \;\; {}^2\overline{\varrho} = s\,p\,K \;;\; \hat{[]} \;, $$

$$ \varrho = \varrho\,\underline{\underline{k}}_k \;,\; K \;;\; \mathrm{GRAD}_{(x)6}\,\varphi = {}^2\overline{o} \;,\; \varphi = l\,n\,\sqrt{|\gamma|} \;, $$

$$ \gamma = |\,\gamma_{ik}\,|_6 \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 112a $$

gestatten eine weitere Metronisierung. Infinitesimal ist ${}^2\overline{R} - 1/2 \cdot {}^2\overline{g}\,R$ der einzige Strukturtensor, der aus dem g_{ik} so wie deren

ersten und zweiten partiellen Ableitungen aufgebaut ist und der

Divergenzfreiheit $s\,p\ \Gamma^{(-,-)}_{(-)}\ ;\ ({}^2\bar{R} - 1/2\ {}^2\bar{g}\ \cdot\ R) = \bar{\varrho}$

genügt. Mit 112 a wird aber ${}^2\bar{R} - 1/2\ {}^2\bar{g}\ \cdot\ R \rightarrow ({}^2\bar{\varrho} - 1/2\ {}^2\bar{\gamma}\ ;\ ()\ \cdot\ \varrho)\ ;\ n$, während für die Skalardivergenz

$s\,p\ \Gamma^{(-,-)}_{(-)} \rightarrow s\,p\ ()^{(-,-)}_{(-)}$ gilt. Dies bedeutet aber, daß

auch die Divergenzfreiheit als Selektorgleichung

$$s\,p\ ()^{(-,-)}_{(-)}\ ;\ ({}^2\bar{\varrho} - 1/2\ \varrho\ \cdot\ {}^2\bar{\gamma}\ ;\ ()\ ) = \bar{o} \ldots\ldots\ldots \quad 113$$

die gleiche Eindeutigkeit hat wie das infinitesimale Analogon. Auch nach A VIII$\hat{\text{I}}$ ist ${}^2\bar{\varrho} - 1/2\ \varrho\ \cdot\ {}^2\bar{\gamma}$ der einzige tensorielle Selektor zweiten Grades, der aus den γ_{ik}, sowie deren ersten und zweiten Metrondifferentialen aufgebaut und zugleich divergenzfrei ist. Diese Aussage ist gerechtfertigt, weil die Limesrelation

$$\lim_{\tau \to 0} s\,p\ ()^{(-,-)}_{(-)}\ ;\ ({}^2\bar{\varrho} - 1/2\ {}^2\bar{\gamma}\ ;\ ()\ \cdot\ \varrho)\ ;\ n =$$

$$= s\,p\ \Gamma^{(-,-)}_{(-)}\ ;\ ({}^2\bar{R} - 1/2\ {}^2\bar{g}\ \cdot\ R) = \bar{o}$$ 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 ${}^2\overline{T} + {}^2\overline{T}^{\times}$ 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

$sp\ \Gamma^{(-,-)}_{(-)}\ ;\ {}^2\overline{T} = \overline{o}$, wobei $sp\ \Gamma^{(-,-)}_{(-)}$ der infinitesimale Limes eines entsprechenden Kondenzfeldselektors ist; denn es gilt immer der Übergang $sp\ \Gamma^{(-,-)}_{(-)} = \lim_{\tau \to o} sp\ ()^{(-,-)}_{(-)}\ ;\ n$ nach A VIII, das heißt, wird $\tau > o$ berücksichtigt, dann muß das Energieprinzip die Form $sp\ ()^{(-,-)}_{(-)}\ ;\ {}^2\overline{T} = \overline{o}$ annehmen und hier muß wegen $\tau > o$ und der Darstellbarkeit von ${}^2\overline{T}$ durch metrische Größen die Selektorfassung ${}^2\overline{T} = {}^2\overline{W}\ ;\ n$, also $\overline{o} =$

$= sp\ ()^{(-,-)}_{(-)}\ ;\ {}^2\overline{T} = sp\ ()^{(-,-)}_{(-)}\ ;\ {}^2\overline{W}\ ;\ n =$

$= (sp\ ()^{(-,-)}_{(-)}\ ;\ {}^2\overline{W})\ ;\ n$ gelten, das heißt, das Energieprinzip nimmt die Form der Selktorgleichung $sp\ ()^{(-,-)}_{(-)}\ ;\ {}^2\overline{W} = \overline{o}$ 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 $1/2\;s\,p\,()^{(-,-)}_{(-)}$; $({}^2\overline{W}+{}^2\overline{W}^{\times}) = I\,s\,p\,()^{(-,-)}_{(-)}$; ${}^2\overline{W}_{+} = \overline{o}$ 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 $\ddot{x}^{\underline{i}} + \left\{ {i \atop k\,l} \right\} \dot{x}^{\underline{k}}\,\dot{x}^{\underline{l}} = o$ in welchem $\ddot{x}^{\underline{i}}$ eine zeitliche Beschleunigung beschreibt. Diese Beschreibung geodätischer Linien führt zur Interpretation von $\hat{\{\}}$ als allgemeines Korrespondenz- oder Korrelationsfeld, welches stets $\ddot{x}^{\underline{i}} \neq o$ als Wechselwirkungsvorgang für $\hat{\{\}} \neq \hat{o}$ auslöst. Wegen der Linearität der Gitterselektoren setzt die Metronisierung eine Zeitabhängigkeit der Metronenziffern voraus, so daß $\dot{x}^{\underline{j}} = \alpha^{\underline{j}} \cdot \sigma_t\, n^{\underline{j}} = \alpha^{\underline{j}} \cdot \dot{n}^{\underline{j}}$ oder $\ddot{x}^{\underline{j}} = \alpha^{\underline{j}} \cdot \ddot{n}^{\underline{j}}$ 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 = 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 ${}^2\overline{F} \sim {}^2\overline{W}_+$ kann ${}^2\overline{F}$ als Strukturselektor nur von den Komponenten von $\hat{[\,]}$, deren ersten partiellen Metrondifferentialen und den Komponenten von ${}^2\overline{\gamma}$ abhängen. Da außerdem $s\,p\,()^{(-,-)}_{(-)}$; ${}^2\overline{F} = \overline{o}$ erfüllt sein soll, gibt es nach 113 für ${}^2\overline{F}$ nur die eine Möglichkeit ${}^2\overline{F} = {}^2\overline{\varsigma} - 1/2\ {}^2\overline{\gamma} ; ()\varsigma$.

Ist α = const der Proportionalitätsfaktor in ${}^2\overline{F} \sim {}^2\overline{W}_+$, dann gilt also die proportionale Verknüpfung ${}^2\overline{\varsigma} - 1/2\ {}^2\overline{\gamma} ; ()\varsigma = \alpha\ {}^2\overline{W}_+$ zwischen Kondensationsselektoren der Hyperstruktur und dem phänomenologischen Tensorselektor. Bildung des Matrizenspektrums $s\,p\ {}^2\overline{W}_+ = W_+$ liefert mit 112 a die Spur $\alpha\ W_+ = \varsigma - 1/2\ \varsigma$; $()\ s\,p\ {}^2\overline{\gamma} ; () = - 2\varsigma$, also für die Skalarkompression $\varsigma = - \alpha/2 \cdot W_+$, weil wegen $s\,p\ {}^2\overline{g} = 6$ auch $s\,p\ {}^2\overline{\gamma} = 6\ E$ mit $E = \frac{()}{()}$ gelten muß. Einsetzen dieser Skalarkompression in die Selektorproportionalität ergibt dann als phänomenologische Darstellung des Matrizenspektrums vom Raumkompressor ${}^2\overline{g} = \alpha\ ({}^2\overline{W}_+ - 1/4\ {}^2\overline{\gamma} ; ()\ W_+)$: Hierin ist aber ${}^2\overline{\varsigma} = s\,p\ K ; \hat{[\,]}$ nach 112 a durch das Spektrum des Raumkondensors ausdrückbar, was die Selektorgleichung $s\,p\ K ; \hat{[\,]} = \alpha\ ({}^2\overline{W}_+ - 1/4\ {}^2\overline{\gamma} ; ()\ W_+)$ 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 $\hat{\{\}} \cdot \hat{\{\}}^x \rightarrow \hat{[\,]} ; n \cdot (\hat{[\,]} ; n)^x = \hat{[\,]} ; n\ \hat{[\,]}^x ; n$, weil $n = n^x$ als Metronenziffer stets eine ganze natürliche Zahl ist. Die Metronisierung des Volumelementes ergibt $d\,\Omega = \sqrt{|g|} \cdot \prod_{k=1}^{6} d\,x^{\underline{k}}\ (\sqrt{|\gamma|} \cdot \prod_{k=1}^{6} \alpha^{\underline{k}} \cdot \delta\ ()^{\underline{k}}) ; n = - i\ \tau^3\ (\sqrt{|\gamma|} \cdot \delta\ ()) ; n = \delta\,\Omega$,

während für die Metronisierung mehrdimensionaler Gebietsintegrale $\int_{\Omega} () \, d\Omega \rightarrow \underset{\Omega}{S} () \, \delta\Omega$ verwendet werden kann, wobei Ω den ganzen R_6 umfaßt. Da $\hat{\{\}} = \lim_{\tau \rightarrow 0} \hat{[\,]} \, ; n$ ist, und die infinitesimale Konvergenz $\int_{\Omega} \hat{\{\}} \, \hat{\{\}}^{\times} \, d\Omega < \infty$ evident ist, muß auch $\underset{\Omega}{S} \, \hat{[\,]} \, ; n \, (\hat{[\,]} \, ; n)^{\times} \, \delta\Omega < \infty$ 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 ${}^2\overline{\gamma} = {}^2\overline{\gamma}^{\times}$ gilt, $\underset{\Omega}{S} \, (\hat{[\,]}^{\times} \, ; n^{\times} \, s\,p\,K \, ; \hat{[\,]} \, ; n - \hat{[\,]} \, ; n \, (sp\,K \, ; \hat{[\,]} \, ; n)^{\times}) \, \delta\Omega = (\alpha - \alpha^{\times}) \, \underset{\Omega}{S} \, ({}^2\overline{W}_+ \, ; n - 1/4 \, {}^2\overline{\gamma} \, ; n \, W_+ \, ; n) \, \hat{[\,]} \, ; n \, \delta\Omega = 0$, weil für den Proportionalitätsfaktor immer die Realität $\alpha = \alpha$ erreichbar ist. Die Forderung $\underset{\Omega}{S} \, \hat{[\,]} \, ; n \, (s\,p\,K - s\,p\,K^{\times}) \, ; \hat{[\,]} \, ; n \, \delta\Omega = 0$ 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

$$I = \underset{\Omega}{S} \, \hat{[\,]} \, ; n \, (\hat{[\,]} \, ; n)^{\times} \, \delta\Omega < \infty,$$

$$s\,p\,K = (s\,p\,K)^{\times} \, , \; K = K^{\times} \; \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \; 114$$

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 $I \rightarrow \infty$ 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 $s\,p\,K\,;\,\hat{[\,]} = \alpha\,({}^{2}\overline{W}_{+} - 1/4\;{}^{2}\overline{\mathcal{R}}\;;\,()\;W_{+})$ die Bedingung 114 hinsichtlich der rechten Seite erfüllen muß. Dies ist aber nur möglich, wenn als Übergang zum makromaren Kontinuum $\lim_{I\to\infty} \bar{\lambda} \cdot \hat{[\,]} = \alpha\,({}^{2}\overline{W}_{+} - 1/4\;{}^{2}\overline{\mathcal{R}}\;;\,()\;W_{+})$ 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 $K_m\,;\,[{}^{m}_{k\,l}] = \lambda_m\,(k,l) \cdot [{}^{m}_{k\,l}]$ 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 $s\,p\,K\,;\,\hat{[\,]} = \bar{\lambda}\,\hat{[\,]}$ kann die Bildung des Matrizenspektrums rückgängig gemacht werden, was eindeutig zu $K\,;\,\hat{[\,]} = \bar{\lambda} \times \hat{[\,]}$ führen muß. Weil $s\,p\,K\,;\,\hat{[\,]} = {}^{2}\overline{\rho} = s\,p\,{}^{4}\overline{\rho}$ ist, und ${}^{4}\overline{R} = \lim_{\tau\to o} {}^{4}\overline{\rho}\;;\,n$ 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 $\overline{4o} = K \; ; \; \hat{[]} - \bar{\lambda} \times \hat{[]} = (K - \bar{\lambda} \times ()) \; ; \; \hat{[]} = L \; ; \; \hat{[]}$ 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

$$L \; ; \; \hat{[]} = \overline{4o} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \; 115$$

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 $L \; ; \; \hat{[]} = \overline{4o}$ 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

$s\,p\ \hat{[]} = GRAD_{(x)}\ \varphi$ und $K\ ;\ GRAD_{(x)}\ \varphi = {}^{2}\bar{o}$, 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 $GRAD_{(x)}\ \varphi\ ;\ n = \bar{o}$, dann hätte dies $\varphi\ ;\ n = const$, also $\underline{\gamma}\ ;\ n = const$ oder ${}^{2}\bar{\gamma}\ ;\ n = const$ zur Folge, obwohl auf die $\underline{x}^{k}$, 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 $\hat{\underline{C}}$ 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

$$s\,p\ K\ ;\ \hat{[]} = \bar{\lambda}\ \hat{[]}\ ,$$

$$\bar{\lambda} \parallel GRAD_{(x)}\ \varphi \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 115\,b$$

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 $s\,p\,\hat{\{\}} = \mathrm{grad}_6\ l\,n\,w$ mit $w = |g|^{1/2}$ und $C\ ;\ s\,p\,\hat{\{\}} = {}^2\bar{o}$ ist woraus die zu 115 b äquivalente infinitesimale Beziehung $\bar{\lambda} \parallel \mathrm{grad}_6\ l\ n\ w$ 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 $\underline{C}\ ;\ \hat{\underline{\{\}}} = \bar{\underline{\lambda}} \times \hat{\underline{\{\}}}$ 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 ${}^2\bar{\underline{g}} \neq {}^2\bar{\underline{g}}^{\times}$ zurückgeht und $\hat{\underline{\{\}}} \neq \hat{\underline{\{\}}}^{\times}$, sowie das antihermitesche Spektrum $\underline{C}\ ;\ s\,p\,\hat{\underline{\{\}}} = -(\underline{C}\ ;\ s\,p\,\hat{\underline{\{\}}})^{\times} \neq {}^2\bar{o}$ mit $s\,p\,\hat{\underline{\{\}}} \neq \bar{o}$ bedingt. Die Spurbildung $s\,p\,\underline{C}\ ;\ \hat{\underline{\{\}}} = \bar{\underline{\lambda}} \cdot \hat{\underline{\{\}}}$ 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 im 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

$$z_{\gamma} = \sum_{\gamma=1}^{6} \binom{6}{\gamma} = 63 \text{ , von denen jedoch nicht alle}$$

relevant zu sein brauchen. Es kommt also darauf an, die prinzipiell nicht relevanten Lösungsmannigfaltigkeiten vor einer allgemeinen Lösung von 115 von 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 $k \leq 3$ sind 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 $\overline{div_6} \cdot \bar{T} = \bar{0}$ 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 $K_m ; \left[{}^{i}_{k}{}_{l} \right] = \lambda_m (k,l) \left[{}^{i}_{k}{}_{l} \right]$. 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 $K_m ; \left[{}^{i}_{\widetilde{k}}{}_{l} \right] = | \underline{\epsilon}_l \left[{}^{i}_{\widetilde{k}}{}_{m} \right] - \underline{\epsilon}_m \left[{}^{i}_{\widetilde{k}}{}_{l} \right] + \left[{}^{i}_{\widetilde{k}}{}_{\Omega} \right] ; () \left[{}^{s}_{m}{}_{l} \right] ; n - \left[{}^{i}_{s}{}_{m} \right] ; () \left[{}^{s}_{\widetilde{k}}{}_{l} \right] ; n = o$. Da außerdem $\hat{[]} = \hat{[]}^{\times}$ gilt, muß auch $K_m ; \left[{}_{l}{}^{i}_{\widetilde{k}} \right] = | \underline{\epsilon}_{\widetilde{k}} \left[{}_{l}{}^{i}_{m} \right] -$

$- \underline{\mathfrak{S}}_m \left[{}_l{}^i{}_{\tilde{k}}\right] + \left[{}_s{}^i{}_{\tilde{k}}\right] ; () \left[{}_l{}^s{}_m\right] ; n -$

$- \left[{}_s{}^i{}_m\right] ; () \left[{}_l{}^s{}_{\tilde{k}}\right] ; n = o$ sein, und diese beiden Forderungen die sich aus der Hermitezität ergeben, sind grundsätzlich nur erfüllbar, wenn für alle i und l stets $\left[{}_{\tilde{k}}{}^i{}_l\right] = o$ ist. Da nach Einsetzen dieses Wertes in K_m ; $\left[{}_l{}^i{}_{\tilde{k}}\right] = o$ der Ausdruck $\underline{\mathfrak{S}}_{\tilde{k}} \left[{}_l{}^i{}_m\right] = o$ übrig bleibt, folgt weiter, daß alle Komponenten von $\hat{[\,]}$ hinsichtlich der antihermetrischen Architektur konstant bleiben. Da diese Konstanz $\left[{}_{\tilde{k}}{}^i{}_l\right] = o$ einschließt, folgt aus $\underline{\mathfrak{S}}_{\tilde{k}} \hat{[\,]} = {}^3\bar{o}$ unmittelbar $\hat{[\,]} = \text{const}\,(Z_{\tilde{k}})$; das heißt, der Fundamentalkondensor kann nicht mehr von den Metronenziffern der antihermetrischen Gitteranteile abhängen. Aus der anderen Antihermetriebeziehung $\left[{}_{\tilde{k}}{}^i{}_l\right] = o$ folgt, wegen $\left[{}_{\tilde{k}}{}^i{}_l\right] =$ $= \gamma^{\underline{i,P}} ; () \cdot \left[P\,\tilde{k}\,l\right]$ und $\left[p\,\tilde{k}\,l\right] = \frac{1}{2}\,(\underline{\mathfrak{S}}_{\tilde{k}}\ \gamma_{p,l} +$ $+ \underline{\mathfrak{S}}_l\ \gamma_{\tilde{k}p} - \underline{\mathfrak{S}}_p\ \gamma_{\tilde{k}l})$ unmittelbar als weitere Antihermetriegleichung $\underline{\mathfrak{S}}_{\tilde{k}}\ \gamma_{p,l} + \underline{\mathfrak{S}}_l\ \gamma_{\tilde{k}p} = \underline{\mathfrak{S}}_p\ \gamma_{\tilde{k}l}$, weil immer $\gamma^{\underline{ip}} \neq o$ bleibt und daher $\left[{}_{\tilde{k}}{}^i{}_l\right] = o$ nur durch $\left[p, \tilde{k}, l\right] = o$ erfüllt werden kann. Wird in $\underline{\mathfrak{S}}_{\tilde{k}}\ \gamma_{pl} =$ $= \underline{\mathfrak{S}}_p\ \gamma_{\tilde{k}l} - \underline{\mathfrak{S}}_l\ \gamma_{\tilde{k}p}$ längs p und l summiert und $\underline{\gamma} = \sum_{p,l=1}^{6} \gamma_{pl}$ gesetzt, dann folgt $\underline{\mathfrak{S}}_{\tilde{k}}\ \underline{\gamma} = o$ oder $\underline{\gamma} ; n = \text{const.}\,(n_{\tilde{k}}) = \text{const.}\,(\tilde{k}) ; n$. 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 ${}^2\bar{\gamma} = {}^2\bar{\gamma}^{\times}$ entgegen Antihermitezitäten zur Folge, so daß nur $\gamma_{pl} = \text{const}\,(\tilde{k})$ und damit ${}^2\bar{\gamma} = \text{const}\,(\tilde{k})$ 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

$s_{(1)} \equiv R_3$, $s_{(2)} \equiv x_4$, $s_{(3)} \equiv x_5$, $s_{(4)} \equiv x_6$,

$\hat{[\,]} = \text{const}\,(\tilde{k})$, ${}^2\bar{\gamma} = \text{const}\,(\tilde{k})$ .....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 $K_m ; [\tilde{k}^i 1] = o$ ist, dann muß auch das Matrizenspektrum $K_m ; [\tilde{k}^m 1] = o$ wegen $sp\ K ; \hat{[\,]} = \bar{\lambda}\ \hat{[\,]}$ sein. Im infinitesimalen Limes ist aber $lim_{\tau \to o}\ K_m ; [\tilde{k}^m 1] ; n = | C_m ; \{\tilde{k}^m 1\} = o$ und makromar nach dem Korrespondenzprinzip $lim_{\mathfrak{Z} \to \infty}\ C_m ; \{\tilde{k}^m 1\} = | R_{\tilde{k}1} = o$. Außerdem ist $R_{\tilde{k}1} \sim T_{+\tilde{k}1} - 1/4\ g_{\tilde{k}1}\ T$ mit $T = sp\ {}^2\overline{T}_+$. Da der Proportionalitätsfaktor eine von Null verschiedene Naturkonstante ist, kann $R_{\tilde{k}1} = o$ nur durch $T_{+\tilde{k}1} - 1/4\ g_{\tilde{k}1}\ T = o$ oder $T\ g_{\tilde{k}1} = 4\ T_{+\tilde{k}1}$ erfüllt werden. Gleichung 116 kann ebenfalls einer Limesrelation unterworfen werden. Es gilt auf jeden Fall $lim_{\tau \to o}\ \hat{[\,]} ; n \neq \hat{\{\}}$ also, im Fall infinitesimaler Antihermetrie $\hat{\{\}} = const\ (x^{\tilde{k}})$. Weiter folgt aus 116 für $\tau \to o$ unmittelbar ${}^2\overline{g} = const\ (x^{\tilde{k}})$, während für $\mathfrak{Z} \to \infty$ die approximative Elimination $T\ g_{\tilde{k}1} = 4 \cdot T_{+\tilde{k}1}$ im makromaren Kontinuum gilt. Die metronische Beziehung 116 kann also durch die infinitesimale Näherung einer Antihermetrie

$\tau \to o$, $\hat{\{\}} = const\ (x^{\tilde{k}})$, ${}^2\overline{g} = const\ (x^{\tilde{k}})$,

$I \to \infty$, $T\ g_{\tilde{k}1} = 4 \cdot T_{+\tilde{k}1}$ ..... 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 $\lim_{I \to \infty} C ; \hat{\{\}} = | \overline{4R} = \overline{4o}$, 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 ausgeschlossen 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 $s_{(3,4)} = x_{(5,6)}$ 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 $s_{(3)}^{(4)}$ geben kann denn wäre $s_{(3)}$ antihermetrisch, dann wäre trotz h 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.

K a p i t e l VIII

H E R M E T R I E F O R M E N

1.) D i e l a t e n t e n S e i n s p o t e n z e n

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 ${}^{2}\bar{\gamma}\,;\ n = \text{const}\ (s_{(1)}, s_{(2)}, s_{(3)})$, also ${}^{2}\bar{\gamma}\,;\ n = f\,(n^{\bar{t}})$. 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 $K\,;\ \hat{[\,]} = \bar{\lambda}\,\chi\,\hat{[\,]}$ der physikalisch interpretierbare Zusammenhang $s\,p\,K\,;\ \hat{[\,]} = \bar{\lambda}\ \hat{[\,]}$ und $\bar{\lambda} \parallel s\,p\,\hat{[\,]}\,;\ n = \text{GRAD}_{(x)}\,\phi$ mit $\phi = \ln \sqrt{|\gamma\,;\,n|}$, 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 $\left[{}^{m}_{t\,t}\right]\,;\ n = \varphi^{m} \neq o$, 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 $\delta(\underline{1},m) ; \left[{}^{i}_{k\,1}\right] = \left[{}^{i}_{k\,m}\right]$, woraus hervorgeht, daß Grundsätzlich nur $1 = t$ möglich ist und in dem Term $()^{(+,-)}_{t}$; $\delta(\underline{t},m) ; \left[{}^{m}_{t\,t}\right] = ()^{(+,-)}_{t}$; $\left[{}^{m}_{t\,m}\right] = ()^{(+,-)}_{t}$; $\left[{}^{t}_{t\,t}\right]$ sein muß. Dies hat aber $K_{(m)} ; \varphi^{(\underline{m})} = ()^{(+,-)}_{t} ; \varphi^{\underline{t}} - ()^{(+,-)}_{(m)} ; \varphi^{(\underline{m})}$ zur Folge. Hierin ist $()^{(+,-)}_{(m)} ; \varphi^{(\underline{m})} = ()^{(+,-)}_{(m)} ; \left[{}^{(m)}_{t\,t}\right] ; n = \underline{\delta}_{(m)} \left[{}^{(m)}_{t\,t}\right] ; n - \left[{}^{(m)}_{t\,t}\right] ; n \left[{}^{t}_{t(m)}\right] ; n = \delta_{mt} ()^{(+,-)}_{t} ; \varphi^{\underline{t}} + (1-\delta_{m,t}) \cdot \underline{\delta}_{(m)} \varphi^{(\underline{m})}$, 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 $\sum_{1=1}^{6} \bar{e}_1 \left[{}^{m}_{1\,m}\right] ; n = \sum_{1=1}^{6} \bar{e}_1 \underline{\delta}_1 \phi$. Da auf der linken Seite nur die Summanden $1 = m = t$ in dieser Hermetriestufe nicht verschwinden, bleibt $\bar{e}_t \varphi^{\underline{t}} = \sum_{1=1}^{6} \cdot \bar{e}_1 \underline{\delta}_1 \phi$, 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 $\varphi^{(\underline{m})} = const(n^{\underline{k}})_1^6$ 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 $\alpha^2_t = -\tau$ ist, folgt unmittelbar $\delta^2_t \phi - (\delta_t \phi)^2 = - \tau \lambda_{(m)} \varphi^{(\underline{m})}$ 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 $\lambda_{(m)}\ \varphi^{(\underline{m})} = \Psi\ (n^{\underline{t}})$ gesetzt werden kann. Damit entsteht die Form $\delta^{*}_{t}\ \phi - (\delta_t\ \phi)^{*} = -\tau\Psi$. Zur Bestimmung von Ψ muß die Summation $\lambda_m\ \varphi^{\underline{m}} = K_m\ ;\ \varphi^{\underline{m}}$ untersucht werden. Es ist $K_m\ ;\ \varphi^{\underline{m}} = ()^{(+,-)}_{(-)1}\ ;\ \delta\ (\underline{1m});\ \varphi^{\underline{m}}\ (1t) - ()^{(+,-)}_{(-)m}\ ;\ \varphi^{\underline{m}} = ()^{(+,-)}_{(-)t}\ ;\ \varphi^{\underline{t}} - \underline{\delta}_m\ \varphi^{\underline{m}} + \left[{}^{t}_{t}{}^{m}_{m}\right]\ ;\ n\left[{}^{m}_{t}{}^{t}_{t}\right]\ ;\ n = (1-\delta_{m,t})$, $\underline{\delta}_m\ \varphi^{\underline{m}}$ 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 $\sum_{m \neq t} \lambda_m\ \varphi^{\underline{m}} = o$, 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 $\Psi = o$ wird. Einsetzen liefert $\delta^{*}_{t}\ \phi - (\delta_t\ \phi)^{*} = o$ oder $\underline{\delta}_t\ \varphi^{\underline{t}} - (\varphi^{\underline{t}})^{*} = o$. Mit $\alpha_t\ n^{\underline{t}} = C^{\underline{t}}\ ;\ n$ wird daraus das Metronintegral

$$S\ \frac{\delta_t \varphi^{\underline{t}}}{(\varphi^{\underline{t}})^{*}} = \varphi^{t}\ ;\ n \quad \text{oder im infinitesimalen Limes} \quad \lim_{\tau \to o} C^{\underline{t}}\ ;\ n = x$$

(dies ist im vorliegenden Fall die einzige Koordinate) sowie

$$\lim_{\tau \to o} \varphi^{\underline{t}} = \varphi\ (x) \quad \text{und} \quad \lim_{\tau \to o} S\ \frac{\delta_t\ \varphi^{\underline{t}}}{(\varphi^{\underline{t}})^{*}} = \int \frac{d\varphi}{\varphi^{*}}\ , \text{ also } \varkappa = \int \frac{d\varphi}{\varphi^{*}} = -1/\varphi\ ,$$

was $\varphi = -1/x$ zur Folge hat. Andererseit gilt $\varphi = \lim_{\tau \to o} \left[{}^{t}_{t}{}^{t}_{t}\right]\ ;\ n = \left\{{}^{t}_{t}{}^{t}_{t}\right\} = g^{\underline{t},\underline{k}}\ \left\{k\ t\ t\right\} =$

$$= 1/2\ g^{\underline{tk}}\ \left(\frac{\partial g_{tk}}{\partial x^{\underline{t}}} + \frac{\partial g_{kt}}{\partial x^{\underline{t}}} - \frac{\partial g_{tt}}{\partial x^{\underline{k}}}\right) =$$

$$= g^{\underline{tk}}\ \left(\frac{\partial g_{tk}}{\partial x} - 1/2\ \frac{\partial g_{tt}}{\partial x^{\underline{k}}}\right) = g^{\underline{tk}}\ \frac{\partial g_{tk}}{\partial x} -$$

$$- 1/2\ g^{\underline{tk}}\ \frac{\partial g_{tt}}{\partial x^{\underline{k}}} \quad \text{wegen } {}^{*}\bar{g} = {}^{*}\bar{g}^{x}\ .$$

Da gemäß der Voraussetzung ${}^{*}\bar{g}$ nur von $x = x^{\underline{t}}$ abhängt, ist $\frac{\partial g_{tt}}{\partial x^{\underline{k}}} \sim \delta_{kt}$ und dies bedeutet $\varphi = \sum_{k \neq t} g^{\underline{tk}}\ \frac{\partial g_{kt}}{\partial x} - 1/2\ g^{\underline{tt}}\ \frac{\partial g_{tt}}{\partial x}$.

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 ${}^{s}\overline{g}$ durch ${}^{s}\overline{T}_{+}$ des Feldkontinuums nach 79 ausgedrückt und hieraus folgt unmittelbar, da jetzt alle Komponenten von ${}^{s}\overline{g}$ 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 ${}^{s}\overline{T}_{+} = \text{const}\ (x)$ 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 $\lambda_m\ (6,6) = o$ 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

$$^2\bar{\gamma} = {}^2\bar{\gamma}\ (z^6) = \text{const}\ (z^k)_1^5 \quad , \quad {}^2\bar{\gamma}\ ; \ n \neq {}^2\bar{E} \ ,$$

$$\bar{\lambda} = \bar{o} \qquad \text{..... 117}$$

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

$(()^{(+,-)}_{(-)1} ; \delta(\underline{1}, m) - ()^{(+,-)}_{(-)m}) ; \left[{}^{i}_{k\,1}\right] \neq o$ und damit auch $\lambda_m (k,1) \left[{}^{i}_{k\,1}\right] \neq o$, 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 $h_+(1234)$ sämtlich 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 $K ; \hat{[\,]} = \bar{\lambda} \times \hat{[\,]}$ 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

$K_m ; \left[{}^{i}_{k\,l}\right] = \underset{1}{\mathfrak{G}} \left[{}^{i}_{k\,m}\right] - \underset{m}{\mathfrak{G}} \left[{}^{i}_{k\,l}\right] +$

$+ \left[{}^{i}_{s\,l}\right] ; () \left[{}^{s}_{k\,m}\right] - \left[{}^{i}_{s\,m}\right] ; () \left[{}^{s}_{k\,l}\right]$ als Raumkompressor die Formen an $\underset{1}{\mathfrak{G}} \left[{}^{i}_{k\,m}\right] - \underset{m}{\mathfrak{G}} \left[{}^{i}_{k\,l}\right] +$

$+ \left[{}^{i}_{s\,l}\right] ; () \left[{}^{s}_{k\,m}\right] - \left[{}^{i}_{s\,m}\right] ; () \left[{}^{s}_{k\,l}\right] =$

$= \lambda_m (k,l) \left[{}^{i}_{k\,l}\right]$. Es seien nun $q > 1$ Koordinaten hermetrisch. Sind die Kovarianten von k und l beziehungsweise k oder l antihermetrisch, dann folgt $\lambda_m (k,l) = o$ 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 $\left[{}^{i}_{k\,l}\right] = \text{const}\ (Z^{\widetilde{m}})$ daß stets $\lambda_{\widetilde{m}} (k,l) \left[{}^{i}_{k\,l}\right] = o$ ist, was aber wegen $\left[{}^{i}_{k\,l}\right] \neq o$ 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 $\lambda_m (\widetilde{k},l) = \lambda_m (k,\widetilde{l}) = \lambda_m (\widetilde{k},\widetilde{l}) =$

$= \lambda_{\widetilde{m}} (k,l) = o$ leer. Darüberhinaus gibt es aber noch grundsätzlich leere Eigenwertspektren unabhängig von der jeweiligen Hermetriebedingung; denn aufgrund des Baues der Weltgleichung ergeben sich die Identitäten $\lambda_m (km) \left[{}^{i}_{k\,m}\right] = o$ und $\lambda_m (mm) \left[{}^{i}_{m\,m}\right] = o$

Da im Hermetriefall $\left[{}^{i}_{k\,m}\right] \neq o$ und $\left[{}^{i}_{m\,m}\right] \neq o$ bleibt, gilt grundsätzlich $\lambda_m (km) = \lambda_m (mm) = o$. 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 $\underset{\ell}{\mathfrak{G}} \left[{}^{i}_{m\,m}\right] -$

$- \underset{m}{\mathfrak{G}} \left[{}^{i}_{m\,l}\right] + \left[{}^{i}_{s\,l}\right] ; () \left[{}^{s}_{m\,m}\right] -$

$- \left[{}^{i}_{s\,m}\right] ; () \left[{}^{s}_{m\,l}\right] = \lambda_m (m,l) \left[{}^{i}_{m\,l}\right]$ und

für $\lambda_1 (m,m)$ analog $\underset{m}{\mathfrak{G}} \left[{}^{i}_{m\,l}\right] - \underset{1}{\mathfrak{G}} \left[{}^{i}_{m\,m}\right] +$

$+ \left[{}^{i}_{s\,m}\right] \;;\; () \left[{}^{s}_{m\,l}\right] - \left[{}^{i}_{s\,l}\right] \;;\; () \left[{}^{s}_{m\,m}\right] =$

$= \lambda_l\,(m,m) \left[{}^{i}_{m\,m}\right]$. 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 $a_{ml} = -\dfrac{\lambda_l\,(m,m)}{\lambda_m\,(m,l)}$ 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 $\hat{[\,]} = [\,]^{\times}$ 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 $\left[{}^{i}_{m\,m}\right] = \dfrac{a_{lm}}{a_{m,l}} \left[{}^{i}_{l\,l}\right]$. Als Substituenten sind also zwei Systeme von Proportionalitäten, nämlich $\left[{}^{i}_{m\,l}\right] = a_{m,l} \left[{}^{i}_{m\,m}\right]$ und $\left[{}^{i}_{m\,m}\right] = \dfrac{a_{lm}}{a_{m,l}} \left[{}^{i}_{l\,l}\right]$ verfügbar. Hiermit kann aber in der allgemeinen Form $\underline{\epsilon}_l \left[{}^{i}_{k\,m}\right] - \underline{\epsilon}_m \left[{}^{i}_{k\,l}\right] + \left[{}^{i}_{s\,l}\right] \;;\; () \left[{}^{s}_{k\,m}\right] - \left[{}^{i}_{s\,m}\right] \;;\; () \left[{}^{s}_{k\,l}\right] = \lambda_m\,(kl) \left[{}^{i}_{k\,l}\right]$ 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 $\left[{}^{i}_{\tilde{s}\,p}\right] = o$ auf. Es ist $\left[{}^{i}_{k\,m}\right] = a_{km} \left[{}^{i}_{k\,k}\right] = \dfrac{a_{km}}{a_{k,l}} \left[{}^{i}_{k\,l}\right]$ und $\left[{}^{i}_{s\,l}\right] = \left[{}^{i}_{l\,s}\right] = a_{ls} \left[{}^{i}_{l\,l}\right] = \dfrac{a_{ls}}{a_{lk}} \left[{}^{i}_{l\,k}\right] = \dfrac{a_{ls}}{a_{lk}} \left[{}^{i}_{k\,l}\right]$, also $\left[{}^{i}_{s\,l}\right] \;;\; () \left[{}^{s}_{k\,m}\right] = \dfrac{a_{l\,s}}{a_{l\,k}} \dfrac{a_{k\,m}}{a_{k\,l}} \left[{}^{i}_{k\,l}\right] \;;\; () \left[{}^{s}_{k\,l}\right]$. Ganz analog folgt $\left[{}^{i}_{s\,m}\right] = a_{ms} \left[{}^{i}_{m\,m}\right] = \dfrac{a_{ms}}{a_{mk}} \left[{}^{i}_{k\,m}\right] = \dfrac{a_{ms}}{a_{mk}} \dfrac{a_{km}}{a_{kl}} \left[{}^{i}_{k\,l}\right]$. Einsetzen dieser Substitutionen liefert dann $\left(\dfrac{a_{km}}{a_{kl}} \underline{\epsilon}_l - \underline{\epsilon}_m \right) \;;\; \left[{}^{i}_{k\,l}\right] +$

$+ \left(\frac{a_{ls}}{a_{lk}} \frac{a_{km}}{a_{kl}} - \frac{a_{ms}}{a_{mk}} \frac{a_{km}}{a_{kl}} \right) \left[{}^{i}_{k\,l} \right] ; () \left[{}^{s}_{k\,l} \right] =$

$= \lambda_m (kl) \left[{}^{i}_{k\,l} \right]$. Mit den Kürzungen $\frac{a_{km}}{a_{kl}} = a_m^{(kl)}$ sowie

$\frac{a_{ls}}{a_{lk}} \frac{a_{km}}{a_{kl}} - \frac{a_{ms}}{a_{mk}} \frac{a_{km}}{\varepsilon_{kl}} = b_{ms}^{(kl)}$ wird dann

$(a_m^{(kl)} \underline{\delta}_l - \underline{\delta}_m) ; \left[{}^{i}_{k\,l} \right] + b_{ms}^{(kl)} \left[{}^{i}_{k\,l} \right] ; () \left[{}^{s}_{k\,l} \right] =$

$= \lambda_m (k,l) \left[{}^{i}_{k\,l} \right]$. 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 $a (k,l) \underline{\delta}_l - \sum_{m=1}^{q} \underline{\delta}_m = (a (kl) - 1) \underline{\delta}_l - \sum_{m \neq l} \underline{\delta}_m$ ist,

$((a (kl) - 1) \underline{\delta}_l - \sum_{m \neq l} \underline{\delta}_m) ; \left[{}^{i}_{k\,l} \right] + b_s^{(kl)} \left[{}^{i}_{k\,l} \right] ;$

$; () \left[{}^{s}_{k\,l} \right] = \lambda (k,l) \left[{}^{i}_{k,l} \right]$. Wird in dieser Beziehung angenommen, daß die Kontravarianten $i = \tilde{i}$ antihermetrisch sind, so beschreibt diese Beziehung eine lineare Verknüpfung der kontravariant antihermetrischen Kondensorkomponenten mit den hermetrischen (denn s läuft längs der hermetrischen Koordinaten). $i = \tilde{i}$ ist möglich; denn $\left[{}^{\tilde{i}}_{k\,l} \right] = \gamma^{\underline{\underline{is}}} \left[skl \right] \neq o$ ist einen Linearkombination der rein kovarianten Kondensorkomponenten, weil die antihermetrischen Fundamentalselektoren $\gamma^{\underline{\underline{ik}}} = \text{const}$ inbezug auf die hermetrischen Koordinaten sind. Zählt dagegen i ebenfalls hermettrisch, 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 $b_i^{(kl)} b_s^{(kl)} \left[{}^{i}_{k\,l} \right] ; () \left[{}^{s}_{k\,l} \right] = (b_i^{(kl)} \left[{}^{i}_{k\,l} \right]) ;$

$; () (b_s^{(kl)} \left[{}^{s}_{k\,l} \right]) = \phi^{s}_{kl}$ ist, wird die Selektorgleichung auf diese Weise zu $((a (k,l) - 1) \underline{\delta}_l - \sum_{m \neq l} \underline{\delta}_m) ; \phi_{kl} +$

$+ \phi^{*}_{kl} = \lambda\,(kl)\ \phi_{kl}$. Mit der Wirkung ϕ_{kl} ; $n = \varphi_{kl}$ wird diese Selektorgleichung zum partiellen Metrondifferential $((a\,(kl) - 1)\ \underline{\delta}_l - \sum_{m \neq l} \underline{\delta}_m)$; $\varphi_{kl} + \varphi^{*}_{kl} = \lambda\,(kl)\ \varphi_{kl}$. 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

$\bar{a}_{kl}\ GRAD_q\ \varphi_{kl} = \lambda\,(kl)\ \varphi_{kl} - \varphi^{*}_{kl} = 1/4\ \lambda^2\,(kl)$. $\cdot\ (1 - (2\varphi_{kl}/\lambda\,(kl) - 1)^2)$, oder mit $u = \pm\ (\frac{2\varphi_{kl}}{\lambda(kl)} - 1)$ ist auch $GRAD_q\ u = \pm\ 1/2\ \lambda\,(kl)\ \bar{a}^{-1}_{kl}\ (1 - u^2)$. Mit $\bar{n} = \sum_{s=1}^{q} \bar{e}_s\ n_s$ wird nach einer Multiplikation mit $\delta\ \bar{n}$ stets

$\bar{a}^{-1}_{kl}\ \delta\ \bar{n} = \frac{\alpha_l\ \delta\ n_l}{a(kl)-1} - \sum_{m \neq l} \alpha_m\ \delta\ n_m = \delta\ N_{kl} = \varkappa_{kl} = const$

wegen der Linearität und $GRAD_q\ u \int \bar{n} = \sum_{s=1}^{q} \delta_s\ u\ \delta\ n_s =$

$= \sum_{s=1}^{q} \delta_s\ u = \delta\ u$. 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 $\pm\ \wedge_{kl} =$

$= \frac{\delta\ u}{1 - u^2} = COS^2\ w\ \delta\ T\ G\ w = COS^2\ w\ (COS^2\ w -$

$- 1/2\ S\ \mathfrak{Y}\ N\ 2\ w\ \delta\ w)^{-1}\ \delta\ w = \delta\ w\ (1 - T\ G\ w\ \delta\ w)^{-1} =$

$= \delta\ w\ (1 - \delta\ 1\ n\ COS\ w)^{-1}$ liefert. Hieraus wird $\pm\ \wedge_{kl} =$

$= \delta\ w \pm \wedge_{kl}\ \delta\ 1\ n\ COS\ w = \delta\ (w \mp 1/2\ 1\ n\ \cdot$

$\cdot\ 1\ n\ (1-u^2)^{\wedge_{kl}}) = 1/2\ \delta\ 1\ n\ \frac{1 + u}{1 - u}\ (1 - u^2)^{\mp \wedge_{kl}}$. 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 $1\ n\ C_{kl}$ für das Metrointegral nach Potenzierung

$1+u/1-u\ (1 - u^2)^{\pm \wedge_{kl}} = C_{kl}\ e^{\pm\ \lambda\,(kl) N_{kl}}$. 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 $\Lambda_{kl} \approx o$ 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

$$(1 - \eta_{kl})^{\wedge_{kl}+1} \quad \eta_{kl}^{\wedge_{kl}-1} = 2^{-2\wedge_{kl}} \; C_{kl} \; e^{-\lambda_{kl} N} \quad \text{mit} \quad N = \mu \; ; \; n$$

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 $\eta_{kl} = \frac{\varphi_{kl}}{\lambda(kl)} = \frac{b_i^{(kl)}}{\lambda(kl)} = \left[{i \atop k\,l} \right] \; ; \; n = \Psi_{kl} \; ; \; n$ 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 :

$$(E - \Psi_{kl})^{\wedge_{kl}+1} \quad \Psi_{kl}^{\wedge_{kl}-1} = 2^{-2\wedge_{kl}} \; C_{kl} \; e^{-\lambda_{kl}\mu} \; ,$$

$$\Psi_{kl} = \frac{b_i^{(kl)}}{\lambda(kl)} \left[{i \atop k\,l} \right] \; , \; \mu = \sum_{m=1}^{q} \alpha_m \; ()_m \; ,$$

$C_{kl} = const, \; () \; E \; ; \; () = ()$ .....118.

Sämtliche Koëffizienten dieser Selektorgleichung, nämlich $\wedge_{kl}, \lambda(kl)$ $\lambda(kl)$ und $b_i^{(kl)}$ sind gemäß

$$\wedge_{kl} = \alpha_1 \; (a\,(kl) - 1)^{-1} - \sum_{m \neq 1} \alpha_m \; ,$$

$$(a\,(kl) - q) \cdot \lambda_{kl} = \lambda\,(kl) \; , \; (\lambda(kl) \; , \; a\;(kl) \; ,$$

$$b_i^{(kl)}) = \sum_{m=1}^{q} \; (\lambda_m\,(kl) \; , \; a_m\;(kl) \; , \; b_{mi}^{(kl)}) \; ,$$

$$b_{mi}^{(kl)} = \left(\frac{a_{li}}{a_{lk}} - \frac{a_{mi}}{a_{mk}} \right) \frac{a_{km}}{a_{kl}} \quad , \quad a_{m}^{(kl)} = \frac{a_{km}}{a_{kl}} \quad ,$$

$$a_{ml} \quad \lambda_m \ (ml) = - \lambda_l \ (mm) \quad , \quad \lambda_m \ (\tilde{k}, l) = \lambda_m \ (k \tilde{l}) =$$

$$= \lambda_m \ (\tilde{k} \tilde{l}) = \lambda_{\tilde{m}} \ (k \ , \ l) = o \quad ,$$

$$\lambda_m \ (k \ , \ m) = \lambda_m \ (mm) = o \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 118\,a.$$

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 hermetrischen Unterraumes 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 ${}^2\bar{\gamma}^{\dot{k}}$ aufgefaßt werden, für den aber in der äonischen Hyperstruktur ${}^2\bar{\gamma}^{\dot{k}} = {}^2\bar{\gamma}^{\dot{k}^{\times}}$ gilt. In dem Linearaggregat

$$\Psi_{kl} = \frac{b_i^{(kl)}}{\lambda\,(kl)}\ \left[{}^{i}_{k\,l}\right]$$ ist Ψ_{kl} nach 118 bekannt, allerdings wegen $\Lambda_{kl} \neq o$ nur implizit. Mit dem normierten Orthogonalsystem $(\bar{e}_i\ \bar{e}_k)_q = \hat{E}$ der hermetrischen Koordinaten wird

$$\frac{b_i^{(kl)}}{\lambda\,(kl)}\ \left[{}^{i}_{k\,l}\right] = \left(\sum_{s=1}^{q} \bar{e}\ \frac{b_s^{(kl)}}{\lambda\,(kl)}\right) \cdot \bar{e}_i\ \left[{}^{i}_{k\,l}\right] =$$

$= \frac{\bar{b}_{(kl)}}{\lambda_{(kl)}} \bar{e}_i \begin{bmatrix} i \\ k\,l \end{bmatrix}$, 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 ${}^2\bar{\gamma} = {}^2\bar{\gamma}^{\times}$ 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 $1/\gamma_i\ \underline{\delta}\,\gamma_i =$

$= | \underline{\delta}\ 1\ n\ \gamma_i = 2\,\psi_i$, 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

$$ln\ \gamma_i - ln\ A_i = 2\ S\ \psi_i\ \delta\ \mu = 2\ S \sum_{kl=1}^{q} \frac{\lambda(kl)}{b_i^{(kl)}} \cdot \psi_{kl}\ \delta\ \mu = 2 \sum_{k,l=1}^{q} \frac{\lambda(kl)}{b_i^{(kl)}}\ S\ \psi_{kl}\ \delta\ \mu =$$

$$= \sum_{k,l=1}^{q} c_{kl}^{(i)}\ S\ \psi_{kl}\ \delta\ \mu$$ 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

$$\sum_{k=1}^{q} \gamma_{ik} = A_i\ exp\ (\sum_{k,l=1}^{q} c_{kl}^{(i)}\ S\ \psi_{kl}\ \delta\ \mu\ ,$$

$$c_{k,l}^{(i)}\ b_i^{(k,l)} = 2\ \lambda(k,l) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 119.$$

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 $\left[{}^{\tilde{r}}_{k\,l} \right]$ die lineare Selektorgleichung $((a(kl) - 1)\ \underline{\delta}_l - \sum_{m \neq l} \underline{\delta}_m ; \left[{}^{\tilde{r}}_{k\,l} \right] = \lambda(kl)\ (E - \psi_{kl}) ; ()\ \left[{}^{\tilde{r}}_{k\,l} \right]$, worin ψ_{kl} nach 118 als partielle Lösung des Hermetrieproblems bekannt ist. Nach 118 a sind Koëffizienten der Form $b^{(kl)}_{\tilde{r}}$ nichtmehr definiert. Unter Verwendung des normierten Orthogonalsystems und der Hilfsvektoren $\bar{a}_{kl}$ und $\bar{\alpha}$ sowie $\bar{N}$ folgt dann $GRAD_q\ ln \left[{}^{\tilde{r}}_{k\,l} \right] = \lambda(kl)\ \bar{a}_{kl}^{-1} \cdot (E - \psi_{kl})$ oder $\delta\ ln \left[{}^{\tilde{r}}_{k\,l} \right] = \lambda(kl)\ \bar{a}_{kl}^{-1}\ (E - \psi_{kl}) ; () \ \delta \bar{N} = \lambda(kl)\ \varepsilon_{kl}\ (E - \psi_{kl})\ \delta \mu = \lambda_{kl}\ (E - \psi_{kl})\ \delta\mu$ was metronisch integrierbar ist. Man erhält $ln \left[{}^{\tilde{r}}_{k\,l} \right] = \lambda_{kl}\ \mu - \lambda_{kl}\ S\ \psi_{kl}\ \delta\ \mu + ln\ B^{\tilde{r}}_{kl}$ oder

$$\left[{}^{\tilde{r}}_{k\,l} \right] = B^{\tilde{r}}_{kl}\ \exp\ \lambda_{kl}\ (\mu - S\ \psi_{kl}\ \delta\ \mu) \quad \ldots\ldots\ldots 119\ a$$

Aus dieser Darstellung kontravariant antihermetrischer Kondensorkomponenten geht unmittelbar hervor, daß mit $\lambda = \sum_{k,l=1}^{q} \lambda_{kl}$ das Produkt $\prod_{k,l=1}^{q} \left[{}^{\tilde{r}}_{k\,l} \right]^{-1} ; () \ e^{\lambda \mu}$ zur gleichen Schar metronischer Kurven gehört wie $\sum_{k=1}^{q} \gamma_{ik}$ aus 119 inbezug auf auf das Argument $S\ \psi_{kl}\ \delta\ \mu$.

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 $\psi^{(e)}_{kl} = \frac{b_i^{(k\ell)}}{\lambda(kl)} \left[{}^{i}_{k\,l} \right]_{ext} = o$ 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 $\delta S \quad \gamma_{kl}$; () $\delta \mu = \gamma_{kl}$; () $\delta \mu$ 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 $\sum_{k=1}^{q} \gamma_{ik} \sum_{k,l=1}^{q} c_{kl}^{(i)} \quad \psi_{kl}^{(e)}$; () $\delta \mu = o$ 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

$$(e^{-\lambda_{kl}\mu})^{-1} \sim \lim_{\psi_{kl} \to o} \psi_{kl}^{1-\wedge_{kl}} (E - \psi_{kl})^{-1-\wedge_{kl}} =$$

$$= \lim_{\psi_{kl} \to o} \psi_{kl}^{1-\wedge_{kl}} = o,$$ weil immer $\wedge_{kl} \ll 1$ 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 der hermetrischen Komponenten von $\bar{\gamma}$ 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 antihermetrischen 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

$$\gamma_{kl}^{(w)} = \Psi_{kl}^{(min)} = o \,, \quad \Psi_{kl}^{(max)} = E \quad \ldots\ldots\ldots \quad 119b$$

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 $q \leqq 6$ 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 $1 \leqq i \leqq q$ 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 $\hat{S}\,{}^2\bar{\gamma}_q\,\hat{S}^{\times} = {}^2\underline{\bar{\gamma}} = [\underline{\gamma}_{ii}\,\delta_{ik}]_q$ 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 $\underline{\mu} = \sum_{i=1}^{q} \alpha_i\,\underline{()}_i = \sum_{ik=1}^{q} \alpha_i\,\beta_{ik}\,()_k = \sum_{k=1}^{q} \beta_k\,()_k$ mit $\beta_k = \sum_{i=1}^{q} \alpha_i\,\beta_{ik}$ 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 Λ_{kl} gegen derartige Koordinatendrehungen invariant sein, während $\underline{\mu}$ gegeben ist, und dies liefert mit Gleichung 118 das transformierte Kondensoraggregat $\underline{\Psi}_{kl}$, welches zusammen mit $\underline{\mu}$ in Gleichung 119 die jeweilige Summe der mit $\hat{S}$ transformierten hermetrischen Komponenten liefert. Es ist

demnach $A_i \exp\left(\sum_{kl=1}^{q} c_{kl}^{(i)}\, S\, \underline{\Psi}_{kl} \;;\; ()\,\delta\,\underline{\mu}\right) =$

$= \sum_{k=1}^{q} \underset{\sim}{\gamma}_{ik} = \sum_{k=1}^{q} \underset{\sim}{\gamma}_{ii}\ \delta_{ik} = \underset{\sim}{\gamma}_{ii}$. Nach dieser Transformation wurde also die Zahl der $q/2\,(q+1)$ Komponenten auf die q Diagonalelemente reduziert, für die es nach

$$\underset{\sim}{\gamma}_{ii} = A_i \exp\left(\sum_{kl=1}^{q} c_{kl}^{(i)}\ S\ \underset{\sim}{\Psi}_{kl}\ ;\ ()\ \delta\ \mu \right) ,$$

$$\hat{S}\ {}^{2}\bar{\gamma}_{q}\ \hat{S}^{\times} = {}^{2}\bar{\gamma}^{\times} , \quad \hat{S}\ \hat{S}^{\times} = \hat{E} , \quad \hat{\beta}\ \hat{\beta}^{\times} = \hat{E} ,$$

$$\mu = \sum_{k=1}^{q} \beta_k\ ()_k , \quad \beta_k = \sum_{i=1}^{q} \alpha_i\ \beta_{ik} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots$$

$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$ 119 c

stets q Bestimmungsgleichungen gibt.
Der Verlauf der $\underset{\sim}{\gamma}_{i,i}$ wird nach Gleichung 119 c allein durch $S\ \underset{\sim}{\Psi}_{kl}\ ;\ ()\ \delta\ \mu$ 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

$$\Psi_{kl} \approx (E + C_{kl} \cdot e^{-\lambda_{kl}\mu})^{-1} , \quad \wedge_{kl} \approx o \quad \ldots\ldots\ldots 120 .$$

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 $\mu\,;\, n = \bar{y}_o \sum_{s=1}^{q} \bar{e}_s\, \alpha_s\, n_s \rightarrow \bar{y}_o\, \bar{y} = \pm y$ 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

$$\tau \rightarrow o \quad \psi_{kl}\, (x_s)_1^q = (1 + C_{kl}\, e^{\pm i \lambda_{kl} y})^{-1} ,$$

$$y^2 = \rho^2 - r^2 , \quad -\rho^2 = \sum_{s=4}^{q} x_s^2 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 120\,a;$$

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 einzelmen 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

$$r^2 \gg \varrho^2 \quad , \quad \psi = (1 + C\ e^{\pm \lambda r})^{-1} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 120\ b$$

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 den 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 $\lambda_{kl}\ \psi_{kl}\ ;\ ()\ \delta\ \mu = (E+e^{-\eta})^{-1}\ ;\ ;\ ()\ \lambda_{kl}\ \delta\ \mu = e^{\eta}\ ;\ ()\ (e^{\eta} + E)^{-1}\ ;\ ()\ \delta\ \eta = (E + e^{\eta})^{-1}\ ;\ ()\ \delta\ (E + e^{\eta}) = \delta\ l\ n\ (E + e^{\eta})$, weil $\delta\ e^{\eta} = e^{\eta} - e^{\eta-\delta\eta} = e^{\eta}\ (E - e^{-\delta\eta})$, also $E - e^{-\delta\eta} = e^{-\eta}\ \delta\ e^{\eta} = \delta\ l\ n\ e^{\eta} = \delta\ \eta$ 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 $\lambda_{kl}\ S\ \psi_{kl}\ ;\ ()\ \delta\ \mu = l\ n\ \cdot (E + e^{\eta})$ 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 μ = $= - \ln (E - \psi_{kl})$, 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 $\mu = \sum_{1 \neq 1}^{q} \alpha_1 ()_1$ 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 $\psi^{*}_{kl} = \psi_{kl} - 1/\lambda_{kl}\,\frac{\delta\,\psi_{kl}}{\delta\,\mu}$ 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 $Im\,\psi_{kl}\,\psi^{\times}_{kl}\,\delta\,\Omega = o$ 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 $\psi_{kl}\,\psi^{\times}_{kl} =$

$= \psi^{*}_{kl}$ liefert dann $E/\lambda^{*}_{kl} = \int_0^\infty \psi_{kl}\, \delta\, \Omega -$

$- 1/\lambda_{kl} \int_0^\infty \frac{\delta\, \psi_{kl}}{\delta\, \mu}\, \delta\, \Omega = - i \sqrt{\tau}\, (\int_0^\infty \psi_{kl}\, \delta\, \mu -$

$- 1/\lambda_{kl}\, \psi_{kl} \Big|_0^\infty)$ 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

$+ \frac{i\, E}{\lambda_{kl} \sqrt{\tau}} = (l/n\, \frac{E}{E - \psi_{kl}} - \psi_{kl}) \Big|_0^\infty = l/n\, \frac{e^{-\psi_{kl}}}{E - \psi_{kl}} \Big|_0^\infty$

$= - l/n\, (E - \psi_{kl})\, e^{\psi_{kl}} \Big|_0^\infty$. 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 $\lim_{\tau \to o} \psi_{kl}\, ; \; n = \psi_{kl}(\varsigma)$:

$= (1 + C_{kl} \cdot e^{\pm i \lambda_{kl} \varsigma})^{-1}$, so daß sich für das Metronintegral $l/n\, (1 - \psi_{kl}(\varsigma)) \cdot e^{\psi_{kl}(\varsigma)} \Big|_0^\infty \to - \infty$ oder nach Potenzierung $\frac{((1 - \psi_{kl})\, e^{\psi_{kl}})_{\varsigma \to \infty}}{((1 - \psi_{kl})\, e^{\psi_{kl}})_{\varsigma = o}} = o$, weil im Falle der rein imaginären Hermetrie $\psi_{kl}(\varsigma)$ sein muß. Für den negativen Zweig der Exponenten in $\psi_{kl}(\varsigma)$ ist diese Bedingung wegen $\lim_{\varsigma \to \infty} \psi_{kl} = 1$ identisch erfüllt, doch folgt für den positiven Zweig $\lim_{\varsigma \to \infty} \psi^{(+)}_{kl} = o$, 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

$C_{kl} = - 1$, $\mu = - \mu^{x}$ 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 Zustandsseperators (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 $\left[{}^{i}_{5}{}^{i}_{5} \right] = a \left[{}^{i}_{5}{}^{i}_{6} \right]$ und $\left[{}^{i}_{6}{}^{i}_{6} \right] = b \left[{}^{i}_{5}{}^{i}_{6} \right]$ 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 $\underline{\varphi}^{i}_{n} = \left[{}^{i}_{5}{}^{i}_{5} \right]$; n eingeführt und dies bedeutet $\left[{}^{i}_{5}{}^{i}_{6} \right]$; $n = 1/a \; \underline{\varphi}^{i}_{n}$ und $\left[{}^{i}_{6}{}^{i}_{6} \right]$; $n = b \left[{}^{i}_{5}{}^{i}_{6} \right]$; $n = b/a \; \underline{\varphi}^{i}_{n}$. 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 $a \; \lambda_1 \; \underline{\varphi}^{i}_{n} = (\underline{\varepsilon}_5 - a \; \underline{\varepsilon}_6)$; $\underline{\varphi}^{i}_{n} = \alpha/a \; \underline{\varphi}^{i}_{n} \; \underline{\varphi}^{6}_{n}$ und $b \; \lambda_2 \; \underline{\varphi}^{i}_{n} = (\underline{\varepsilon}_6 - b \; \underline{\varepsilon}_5)$; $\underline{\varphi}^{i}_{n} = \alpha/a \; \underline{\varphi}^{i}_{n} \; \underline{\varphi}^{5}_{n}$. Addition der vier Gleichungen für i = 5 und i = 6 mit $\underline{\lambda} = a \; \lambda_1 + b \; \lambda_2$, sowie $\underline{\varphi} = \underline{\varphi}^{5}_{n} + \underline{\varphi}^{6}_{n}$ ergibt

$\underline{\lambda}\ \varphi = (\underline{\varepsilon}_5 - a\ \underline{\varepsilon}_6 + \underline{\varepsilon}_6 - b\ \underline{\varepsilon}_5)\ ;\ \varphi - \alpha/a\ (\varphi^5\ \varphi^5 +$ $+ 2\ \varphi^5\ \varphi^6 + \varphi^6\ \varphi^6) = - ((b-1)\ \underline{\varepsilon}_5 + (a-1)\ \underline{\varepsilon}_6)\ ;\ \varphi -$ $- \alpha/a\ \varphi^2$. 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 $- \underline{\lambda}\ \Psi = (b-1) \frac{\partial \Psi}{\partial x^5} + (a-1) \frac{\partial \Psi}{\partial x^6} +$ $+ \alpha/a\ \Psi^2 = \frac{\partial \Psi}{\partial x} + \frac{\partial \Psi}{\partial y} + \alpha/a\ \Psi^2$. 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 $\psi' = - \underline{\lambda}\ (1 + \underline{A} \cdot e^{-i \underline{\lambda} \xi})^{-1}$ mit $\underline{A} = \underline{B} + i\ \underline{C}$ im dritten Bereich gilt. Auch hier ergibt sich aus der Lage der Maxima und der Konvergenz $\iint_E \psi' \cdot \psi'^{*}\ dx\ dy = 1$ als einzige Möglichkeit $\underline{C} = o$ und $\underline{B} = - 1$ nach 121 , also $\Psi = - \underline{\lambda} \cdot (1 - e^{-i \underline{\lambda} \xi})^{-1}$. 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 $\lambda_n \cdot \xi_n = \pm n \pi$, also $\cos \lambda \xi = \pm 1$ gekennzeichnet werden und $\lambda = \lambda_5 (5,6) + \lambda_6 (6,5)$ ist, folgt $\pm 1 = \cos \lambda \xi = \cos \lambda_5 (5,6) \xi \cdot \cos \lambda_6 (6,5) \cdot \xi - \sin \lambda_5 (5,6) \xi \cdot \sin \lambda_6 (6,5) \xi$ und $o = \sin \lambda \xi = \sin \lambda_5 (5,6) \xi \cdot \cos \lambda_6 (6,5) \xi +$ $+ \sin \lambda_6 (6,5) \xi \cos \lambda_5 (5,6) \xi$. Diese Bedingungen können nur durch $\cos \lambda_5 (5,6) \xi = \cos \lambda_6 (6,5) \xi = 1$ und $\sin \lambda_5 (5,6) \xi = \sin \lambda_6 (6,5) \cdot \xi = o$ oder $\cos \lambda_5 (5,6) \xi = \cos \lambda_6 (6,5) \xi = o$ und $\sin \lambda_5 \xi =$ $= \sin \lambda_6 (6,5) \xi = o$ erfüllt werden. Da $\lambda_n \xi_n = \pm n \pi$ ist und keine zusätzlichen Auswahlregeln der Quantenzahlen gegeben sind, kommt nur die Erste der beiden Möglichkeiten in Betracht, was zu $\lambda_5 (5,6) \xi_n = n_1 \pi$ und $\lambda_6 (6,5) \cdot \xi_n = n_2 \pi$ 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 $a\ \lambda_6\ (5,5)\ \varrho_n = -\pi n_1$ und $b\ \lambda_5\ (6,6)\ \varrho_n = -\pi n_2$ gelten, wodurch die beiden Symmetriebeziehungen erfüllt werden. Zur Bestimmung der Faktoren a und b werden die Proportionalitäten der Fundamentalkondensoren verwendet. Es werden aus $\left[{}^{i}_{5,5}\right] = a \left[{}^{i}_{5,6}\right]$ und $\left[{}^{i}_{6,6}\right] = b \left[{}^{i}_{5,6}\right]$ 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 $\underline{\varepsilon}_5\ (a^2\ \gamma_{6,6} - 2a\ \gamma_{5,6} + \gamma_{5,5}) = o$ und $\underline{\varepsilon}_6\ (b^2\ \gamma_{5,5} - 2b\ \gamma_{5,6} + \gamma_{6,6}) = o$. Diese Beziehungen sind aber nur nach den Regeln der metronischen Integration möglich, wenn $(a^2\ \gamma_{6,6} - 2a\ \gamma_{5,6} + \gamma_{5,5})\ ;\ n = \text{const}\ (n^{\underline{5}})$ und $(b^2\ \gamma_{5,5} - 2b\ \gamma_{5,6} + \gamma_{6,6})\ ;\ n = \text{const}\ (n^{\underline{6}})$ ist. Addition beziehungsweise Substraktion dieser beiden Selektorgleichungen liefert $((a^2 \pm 1)\ \gamma_{6,6} \pm (b^2 \pm 1)\ \gamma_{5,5} - 2\ (a \pm b)\ \gamma_{5,6})\ ;\ n = \text{const}\ (n^{\underline{5}}) \pm \text{const}\ (n^{\underline{6}})$. Die hierin auftretenden Komponenten des Fundamentalselektors sind bei transfiniter Hermetrie Funktionen von $Z^{\underline{5}}$ und $Z^{\underline{6}}$, die aber nicht von a und

b abhängen können, weil diese Konstanten nur die Symmetriebeziehungen kennzeichnen. Demnach kann die Gleichung nur durch const $(n^5_{\pm}) \pm$ $\pm$ const $(n^6_{\pm}) = o$, 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 $o \leq n_{1,2} < \infty$ 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 $\varphi = \left\{ {}^{5}_{5\,6} \right\} + \left\{ {}^{6}_{5\,6} \right\} = \varphi^{\times}$, 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 $\left\{ {}^{5}_{5\,6} \right\} = g^{\underline{5s}} \left\{ s56 \right\}$ und $\left\{ {}^{6}_{5\,6} \right\} = g^{\underline{6s}} \left\{ s56 \right\}$ 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 $\overline{div}_6\ {}^{2}\bar{g} = \bar{o}$, 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 $g_{5,5} \equiv \eta$, $g_{5,6} = w$ 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 ${}^{2}\bar{g}$ 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 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 $Q = ln\ \eta$ 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

$$\frac{d^2\psi}{d\,\xi^2} - 1/4\,(d\psi/d\,\xi)^2 + \lambda/2\,\frac{d\,\psi}{d\,\xi} = o$$ 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 $\psi = 2\lambda \int f\,(1+f)^{-1}\,d\,\xi = -4 \int f\,(1+f)^{-1}\,d\,ln\,f = -4 \int d\,ln\,(1+f) = -4\,ln\,(1+f) + const = ln\,B\,(1+f)$, 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 $\varkappa = i \; C \sqrt{\lambda^2/16 + a}$ und $y = \dot{H} + i/4 \; \lambda \; C$, dann wird $\dot{y} = \varkappa^2 - y^2 = \varkappa^2 \; (1 - y^2/\varkappa^2)$ oder mit $W = y/\varkappa$ auch $\dot{W} = \varkappa \; (1 - W^2)$. Mit der Substitution $W = T \; G \; \phi$ ergibt sich $\dot{\phi} = \varkappa$, also $1+W/1-W = A \; e^{2 \varkappa t} = F$. Dies bedeutet aber $y = \varkappa \; F-1/F+1$. Hieraus folgt wiederum $\dot{H} = \varkappa \; F-1/F+1 -$ $- i/4 \; \lambda \; C$. Dieser Ausdruck ist aber (A ist in F die Integrationskonstante) wiederum ~~interpretierbar~~ interpretierbar. Es gilt $H =$

$= \varkappa \int F-1/F+1 \; d t - i/4 \; \lambda \; C \; t$. Da $d \ln F = 2 \varkappa \; d t$ ist, gilt $\varkappa \int F-1/F+1 \; d t = 1/2 \int F-1/F+1 \; dF/F =$

$= 1/2 \int dF/F+1 - 1/2 \int dF/F^2+F = 1/2 \ln (1 + F) -$

$- 1/2 \int \frac{d F}{(F+1/2)^2 - 1/4}$. Hierin ist aber wiederum

$- 1/2 \int \frac{d F}{(F + 1/2)^2 - 1/4} = \int \frac{d (2F + 1)}{1 - (2 F + 1)^2} = 1/2 \ln (- 1/F (1+F))$.

Einsetzen liefert $\varkappa \int \frac{F-1}{F+1}\, d\,t = 1/2 \ln (-1/F\,(1+F)^2) +$ $+$ const. Demnach ergibt sich $H = 1/2 \ln (-1/F\,(1+F)^2) +$ $+ \ln e^{-i/4\,\lambda C t} + \text{const} = \ln B\,(1+F)\; 1/\sqrt{F}\; e^{-i\,\lambda/4\,C\,t}$, wenn $B = 1/i$ const eine weitere Integrationskonstante ist. Wegen $\vartheta \sim e^H$ ergibt sich dann für das Zeitgesetz $\vartheta \sim \frac{B}{\sqrt{F}}\,(1+F) \cdot$ $\cdot\, e^{-i/4\,\lambda C t}$ mit $F = A\, e^{2\lambda t}$ und $\varkappa = i\, C \sqrt{\frac{\lambda^2}{16} + a^2}$

Wegen $1/w \left(\sum_{k=1}^{3} \frac{\partial^2 w}{\partial x_k^2} + i/2 \sum_{k=1}^{3} \lambda_k \frac{\partial w}{\partial x_k} \right) =$ $= -1/\vartheta\, (\ddot{\vartheta}/C^2 + i\,\lambda/2C\, \dot{\vartheta}) = a = \text{const}\,(t)$ muß auch $a = \text{const}\,(x_k)_1^3$ sein, weil ϑ von den Koordinaten des R_3 unabhängig ist. Liegen im R_3 kugelsymmetrische Verhältnisse vor, dann kann $d\,R^2 = \sum_{k=1}^{3} d\,x_k^2 \geqq 0$ gesetzt werden und dies führt zu $\frac{d^2 w}{d\,R^2} + i/2\; \underline{\lambda}\; \frac{d\,w}{d\,R} - a\,w = 0$, wenn im

$\sum_{k=1}^{3} \lambda_k \frac{\partial w}{\partial x_k} = \bar{\lambda}\, \text{grad}\; w = \lambda_R \frac{d\,w}{d\,R}$ zur Kürzung $\lambda_R = \underline{\lambda}$ gesetzt wird. Mit dem Lösungsansatz $w \sim e^{\chi}$ nimmt die Differentialgleichung die Form an $0 = \frac{d^2 \chi}{d\,R^2} + \left(\frac{d\chi}{d\,R}\right)^2 +$ $+ i/2\; \underline{\lambda}\; \frac{d\,\chi}{d\,R} - a = \frac{d^2 \chi}{d\,R^2} + \left(\frac{d\,\chi}{d\,R} + i/4\; \underline{\lambda}\right)^2 +$ $+ \underline{\lambda}^2/16 - a$. Hierin wird $\beta^2 = a - 1/16\; \underline{\lambda}^2$ und $y = 1/\beta \left(\frac{d\,\chi}{d\,R} + i/4\; \underline{\lambda}\right)$ eingeführt, was zu $\frac{d\,y}{d\,R} =$ $= \beta\,(1-y^2)$ führt. Ist in $f = \underline{A}\; e^{2\beta R}$ die Integrationskonstante, dann ergibt sich für die erste Integration $\frac{d\,\chi}{d\,R} + i/4\; \underline{\lambda} =$ $= \beta\, \frac{f-1}{f+1}$ und dies macht eine weitere Integration möglich.

Man erhält $\chi + i/4\; \underline{\lambda}\; R - \text{const} = \beta \int \frac{f-1}{f+1}\, d\,R =$ $= 1/2 \int \frac{f-1}{f+1}\, d \ln f = 1/2 \ln (1+f) - 1/2 \int \frac{d\,f}{f^2+f} =$ $= 1/2 \ln (1+f) + \int \frac{d\,(2f+1)}{1-(2f+1)^2} = 1/2 \ln (1+f) +$ $+ 1/2 \ln (-1/f\,(1+f)^2) = 1/2 \ln (-1/f\,(1+f)^2)$. Ein-

setzen in $\mathcal{K}$ und Potenzierung liefert dann $w \sim 1/\sqrt{f}$ $(1 \neq f)$ · $\cdot e^{-i/4 \lambda R}$. Wegen $\psi = w \mathcal{S}$ beschreibt w die Verteilung des in dem R_4 projizierten transfiniten Prozeβ im R_3. Da auf - grund 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, muβ $\lim_{R \to \infty} w < \infty$ gefordert werden, wenn $\lim_{t, R \to \infty} \psi < \infty$ bleiben soll. ψ ist eine Zustandsfunktion und muβ daher grund - sätzlich konvergieren, weil für ψ ein abstrakter Funktionenraum existent sein muβ, das heiβt, die Konvergenz ist in der Form $\lim_{t,R \to \infty} \psi = \lim_{t \to \infty} \mathcal{S} \lim_{R \to \infty} w < \infty$, 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 $Im\, \beta \gtrless o$ 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 auszuschlieβen ist. Die Konvergenzforderung für den Verlauf von w verdichtet sich demnach in $\beta^2 \leqq o$, was wegen $\beta = \sqrt{a - 1/16\, \underline{\lambda}^2}$ als Bedingung für die Separationskonstante $16\, a \leqq \underline{\lambda}^2$ 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 daβ der R_{-4} unmöglich die antihermetrische Somawelt sein kann und der transfinite Nulllinienprozeβ ψ kann unmöglich im $R_4 = R_{-4}$ 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 daβ 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, danm erscheinen diese Kondensationsstufen im antihermetrischen R_{+4} als Raumzeitlinien, die im reellen R_3 als quantisierte Gravitationswellen auftraten.

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 $P \; ; \; \varphi \; (a) \rightarrow \varphi \; (b)$ 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

$$\mu = i \sqrt{\tau} \; (()_5 + ()_6) \, , (z^{\underline{5}} \; , \; z^{\underline{6}}) \; P_o \; (R_4) \; ;$$

$$; \; \Psi_{kl} \; (z^{\underline{5}} \; , \; z^{\underline{6}}) \; ; \; n \rightarrow \Psi \; ((\bar{r} \, , \bar{\mu}) \; R_{+4}) \; ..... \; ..... \; 122$$

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 $\overset{l\ i\ m}{g_{ik} \to \pm \delta_{ik}} \; | g_{ik}|_6 = -1$ 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 $d\varphi/d\xi + \varphi \cdot \varphi^x = \lambda \varphi$ mit $\lambda = \lambda^x$ 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 $\xi^2 < 0$, oder $\xi^2 > 0$ völlig unabhängig. Auf jeden Fall ist $a \neq 1$ und $b \neq 1$, so daß $(a-1)^2 > 0$ und $(b-1)^2 > 0$ 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 $\xi^2 > 0$ oder $\xi^2 < 0$ entschieden werden kann, dann ist damit auch das Verhalten von x_5 und x_6 entschieden. Setzt man zur Kürzung $x = \lambda \xi$ mit $\lambda = \lambda^x$ 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

$$\oint_T \varphi\ \varphi^x\, d x_5\ d x_6 \sim \oint_T \frac{\varphi\ \varphi^x d\, x_5\ dx_6}{(a-1)\ (b-1)} < \infty$$

sein. Mit $\mathcal{X}(b-1) = x_5$ und $Y(a-1) = x_6$ wird $\mathcal{X} = \xi \cos\phi$ und $Y = \xi \sin\phi$ mit $0 \leq \phi \leq 2\pi$ in der transfiniten Ebene T. Nun ist

$$\frac{dx_5\,dx_6}{(a-1)(b-1)} = d\mathcal{X}\,dY = \frac{\partial(x_5 \cdot x_6)}{\partial(\xi,\phi)} \cdot d\xi\,d\phi = \xi\,d\xi\,d\phi.$$

Da aufgrund der Voraussetzung transfiniter Symmetrie $\varphi(\xi)$ nicht von ϕ abhängt, wird $\oint_T \varphi\,\varphi^x\,d\mathcal{X}\,dY = \int_{\phi=0}^{2\pi} \varphi\,\varphi^x \cdot \xi\,d\xi\,d\phi = 2\pi \int \varphi\,\varphi^x\,\xi\,d\xi$. Wird nun der positive Zweig als $\xi = \xi^x$ angenommen, dann muß wegen $\lambda = \lambda^x$ auch $x = x^x$ sein und dies bedeutet $\varphi\,\varphi^x\,\xi\,d\xi = e^{2x}(s^x-1)^{-2} \cdot x\,dx = \frac{y\,ln\,y\,dy}{(y-1)^2}$ mit $y = e^x$. Die Integration kann partiell ausgeführt werden. Mit $I(a-1)(b-1) = \oint_T \varphi\,\varphi^x \cdot dx_5\,dx_6$ 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 $(lny\,F)_1^\infty =$

$= ln\,y\,(ln(y-1) - (y-1)^{-1})\Big|_1^\infty \to \infty$. 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

$-\int_1^\infty (y^2-y)^{-1}\,dy = 2\int_1^\infty dA\,RTG(2y-1) =$

$= ln\,J/J-1\Big|_1^\infty \to -\infty$ 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 $\varphi \, \varphi^x = \lambda^2 (2 - e^{\lambda \xi} -$

$- e^{-\lambda \xi})^{-1}$, 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 $I/2\pi = \lambda^2 \int_o^\infty (2 - e^{\lambda \xi} - e^{-\lambda \xi})^{-1} \xi \, d\xi =$

$= \int_o^\infty (2 - e^x - e^{-x})^{-1} x \, dx = \int_1^\infty (2 - y - y^{-1})^{-1} \ln y \cdot dy/y =$

$= - \int_1^\infty (y-1)^{-2} \ln y \, dy = - \int_o^\infty x \, e^x (e^x - 1)^{-2} \, dx =$

$= - \int_o^\infty x/2 \, \mathrm{SIN}^{-2} (x/2) \, d\, x/2 = - \int_o^\infty \eta \, \mathrm{SIN}^{-2} \eta \, d\eta$ 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 $I/2\pi = ln \ 2 \ (e^x - 1)^{-1} \ exp \ (x \ e^x \ (e^x - 1)^{-1}) \ |_0^\infty < \infty$, 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. $\xi^2 < 0$ 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 Kondequenz 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 von $s_{(2)}$, 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

$\lim_{\tau \to o} (\mu ; n)^2 = - c^2 t^2 - \varepsilon^2 = - r^2$ 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 $g^{4,5} = o$ 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 $d\varrho = i\,dr$, 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 $4\,\mathrm{ARTG}\,(1/\lambda \frac{d\psi}{d\varrho} - 1) = - \lambda \cdot \varrho$, 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 diese

Gleichung kann aber eine nur von der Hermetrischen Struktur $g_{4,4} \cdot g_{5,5}$ abhängige Funktion von 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 $= i\, c\, \vartheta$ und $\lambda\, c = \gamma$ das komplexe Schwingungsgesetz $X \sim e^{-i/2\, \gamma \vartheta} =$ $= \cos 1/2\, \gamma\, \vartheta - i \sin 1/2\, \gamma\, \vartheta$, und dieses komplexe harmonische Schwingungsgesetz genügt der Differentialgleichung $\frac{d^2 X}{d\vartheta^2} + \frac{\lambda^2}{4} c^2 X = o$. 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 $\frac{d^2 X}{d\vartheta^2} + \lambda^2/4\ c^2 X = o$ führt, wenn $x_4 = i\, c\, \vartheta$ 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 $\frac{\partial P}{\partial \vartheta} = \dot{P}$ eingeführt, dann ergibt sich die Wellengleichung $div\ grad\ P = \frac{\ddot{P}}{c^2}$ 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 Kondensationsstufen 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 $\vartheta = \sqrt{t^2 + (\frac{\varepsilon}{c})^2}$ 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 $\overline{E} \times \overline{H}$ -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

$$\varrho^2 = -\sum_{k=4}^{6} x_k^2 = \varepsilon^2 + \eta^2 + c^2\,t^2 \quad \text{und} \quad \delta\,\Omega = -\,i\,\tau\,\delta\,\mu$$

gekennzeichnet. Dies bedeutet aber, daß sich aus der Konvergenz $\int_o^\infty \psi_{kl}\,\psi_{kl}^{\times}\,\delta\,\Omega < \infty$ nach der Normierung $-\frac{i\,E}{\lambda^2\,\tau} = \ln\,(E - \psi_{kl})\,e^{\psi_{kl}}\Big|_o^\infty$ 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

$$\psi_{kl}\,;\,n \to \psi_{kl}\,(x_i)_4^6 = \psi_{kl}\,(\varrho) = (1 + C_{kl}\,e^{\pm i\,\lambda_{kl}\varrho})^{-1}$$

liefert dann für den positiven Zweig $\lim_{\varrho \to \infty} \psi_{kl}\,(\varrho) = o$ 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 ς^2 von den Fällen a und b . Da $\varsigma^2_a = \varepsilon^2 + \eta^2$ transfinite latente Energieterme , beziehungsweise im antihermetrischen R_{+4} mit ω fortschreitende Gravitonen ,, aber $\varsigma^2_b = \varepsilon^2 + c^2 t^2$ im R_{-4} fortschreitende Photonen beschreibt, müssen durch $\varsigma^2_c = \varepsilon^2 + \eta^2 + c^2 t^2$ 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 $\varsigma_c = \varsigma_a$, 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 wieder manifest.

3. Phase : Das entstandene Photon durchläuft die betreffende Distanz des R_3 . Bei diesem Durchgang bleibt $\eta \neq o$, doch ist $\eta = \text{const}$ zu vermuten, weil keine Wechselwirkung vorliegt. $\eta = o$ würde bedeuten, daß kein Graviton an das Photon gekoppelt ist, was aber die Trägheitslosigkeit 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 Photonen-

übergang 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 Absorbtionsterms anschließt. Offensichtlich bestimmt die Struktur des Emissionsterms 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 $\alpha_k\ ()_k$ mit $k \leq 3$ des $R_3 = s_{(1)}$ 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

$$(z^{\underline{4}} , z^{\underline{5}} , z^{\underline{6}})\ P\ (R_4)\ ;\ \psi_{kl}\ ;$$

$$;\ n \to \psi\ (\ (\ \overline{E}\ ,\ \overline{H}\ )\ R_{-4}\ (\overline{p})\ R_{+4})\ ,$$

$$\mu = i\ \sqrt{\tau} \sum_{k=4}^{6} ()_k \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 123,$$

worin $(\ \overline{p}\ )\ R_{+4}$ 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 $\overset{\infty}{\underset{o}{S}} \psi_{kl} \psi^{x}_{kl} \delta \Lambda < \infty$ 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 Normierung

$\lambda^{p}_{kl} \overset{\infty}{\underset{o}{S}} \psi_{kl} \psi^{x}_{kl} \delta \Lambda \sim (1+i) E = \varepsilon$, 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 einer Substitution für die Konvergenz $\lambda_{kl} (\lambda_{kl} \sqrt{\tau})^{-p} \varepsilon \sim \overset{\infty}{\underset{o}{S}} \psi_{kl} \delta x - \psi_{kl} \overset{\infty}{\underset{o}{\int}}$. Hierin gilt im zweiten Approximationsbereich $\psi_{kl} = (E + C_{kl} \cdot e^{-x})^{-1}$, also $S \psi_{kl} \delta x = S (E + C_{kl} e^{-x})^{-1} \delta x$ $= S (e^{x} + C_{kl})^{-1} e^{x} \delta x = S \delta \ln (e^{x} + C_{kl}) =$ $= S \delta \ln E + 1/C_{kl} e^{x}) = - S \delta \ln (E - \psi_{kl})$. Dies bedeutet aber $\ln e^{\psi_{kl}} (E - \psi_{kl}) \overset{\infty}{\underset{o}{\int}} \sim - \lambda_{kl} (\lambda_{kl} \sqrt{\tau})^{-p} \varepsilon$ für die Konvergenz des Zustandsselektors ψ_{kl} . Es kann nunmehr der Übergang in den dritten Approximationsbereich $\tau \to o$ durchgeführt werden. Bei diesem Übergang wird $\lim_{\tau \to o} x ; n = \pm i y =$ $= \pm i \sqrt{\varrho^{2} - r^{2}}$ mit $r^{2} = \sum_{k=1}^{3} x^{2}_{k}$ und $- \varrho^{2} = \sum_{k>3} x^{2}_{k}$. Weiter gilt $\lim_{\tau \to o} \psi_{kl} ; n = \psi_{kl} (y) = (1 + C_{kl} e^{\pm i \lambda_{kl} y})^{-1}$ und $\lim_{\tau \to o} \lambda_{kl} (\lambda_{kl} \sqrt{\tau})^{-p} (1+i) \to \infty$, oder $\lim_{\tau \to o} \exp ($ $\cdot (- \lambda_{kl} (\lambda_{kl} \sqrt{\tau})^{-p} (1+i)) = o$. Für den positiven Zweig $\psi_{(+)kl} (y)$ folgt offenbar $\lim_{y \to \infty} \psi_{(+)kl} = o$, 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

$$\Psi_{(\pm)k\Phi}(y) = (1 - e^{\pm i\lambda_{kl}y})^{-1} \quad , \quad y^2 = \varrho^2 - r^2 \quad ,$$

$$r^2 = \sum_{k=1}^{3} x_k^2 \quad , \quad -\varrho^2 = \sum_{k>3} x_k^2 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 124.$$

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 $\tau \to o$ für diese Kondensationstypen ein analoger Sachverhalt für y; denn in $y^2 = \varsigma^2 - r^2$ ist r^2 eine Distanz im reellen R_3, welche dem Selektor α aus μ während ς^2 dem imaginären Selektoranteil β entspricht. In der Approximation $\psi_{kl} = (1 - e^{\pm i \lambda_{kl} y})^{-1}$ kennzeichnet also ς^2 den jeweiligen Kondensationstyp. Die Raumkondensationen werden dabei beschrieben durch $\varsigma^2(a,\alpha) = \varepsilon^2$ und $\varsigma^2(a\beta) = \varepsilon^2 + \eta^2$, während für die Raumzeitkondensationen $\varsigma^2(b,\alpha) = c^2 t^2 + \varepsilon^2$ und $\varsigma^2(b\beta) = c^2 t^2 + \varepsilon^2 + \eta^2$ 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 treten im dritten Approximationsbereich $\tau \to o$ derartige Unstetigkeiten auf, weil $\psi_{kl}(y) = (1-e^{\pm i \lambda_{kl} y})^{-1}$ immer $y^2 = \varsigma^2 - r^2$ 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 $\tau \to o$ kommt es aber zu einer Reihe von Singularitäten. Die erste hiervon liegt bei $\varsigma^2 = r^2 = o$, doch muß diese wegen $\varepsilon > o$ grundsätzlich ausgeklammert werden. Die übrigen Singularitäten sind eine Folge von $\tau \to o$ und lassen sich ausklammern, weil sie nur im Bereich der reellen geradzahligen Eigenwerte $\cos \lambda_{kl} y = +1$ für $\varsigma^2 > r^2$ 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

$$r = \frac{2 n_r + 1}{2 n_\varrho + 1} \cdot \varrho \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \text{124 a}$$

liefert. Wegen $r < \varrho$ muß also auch für die beiden Eigenwertspektren n_r und n_ϱ die Bedingung $n_r < n_\varrho$ für die ganzen Zahlen erfüllt 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 zwischen $s_{(1)} \equiv R_3$ 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 Asymptotenkegel 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 $o \leq r < \varrho_1$ 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 $\varrho_{(a,\alpha)}$ 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 $\varrho_{(a\alpha)} = \varepsilon$, gilt im Bereich $o \leq r < \varepsilon$ der mikromaren Eigenwerte

$$r = \frac{2 n_r + 1}{2 n_\varrho + 1} \cdot \varepsilon$$

nach Gleichung 124 a, doch fordert diese Beziehung stets $n_r < n_\varrho$, 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 $r = \frac{2 n_r + 1}{2 n_\varrho + 1} \cdot \varrho_{(a,\beta)}$, wird mit $\varrho^2_{(a,\beta)} =$

$= \varepsilon^2 + \eta^2$ nach Quadrierung $r^2 - \left(\frac{2n_r + 1}{2n_\varrho + 1}\right)^2 \cdot \varepsilon^2 =$

$= \left(\frac{2n_r + 1}{2n_\varrho + 1}\right)^2 \cdot \eta^2$. Die beiden Quantenzahlen 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 $\eta/r = \pm 2\,(2n + 1 - 2\mu)^{-1} \cdot \sqrt{\mu\,(2n + 1 - \mu)} = \pm 2f$ mit $f(n,\mu) = (2n + 1 - 2\mu)^{-1} \sqrt{\mu\,(2n + 1 - \mu)}$ ergibt. Zweifellos ist $f < 1$ für alle $\mu < n$, so daß in $\eta/r = \pm 2f$ 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 $q = 1 - \sqrt{1 - \frac{3\varphi}{8c^2}}$ 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 $\frac{\eta(k)}{r(1)} = (kl)$ insgesamt 6 Interpretationsmöglichkeiten ergeben, nämlich (1,2), (1,3), (2,1), (2,3), (3,1) und (3,2). Wegen $(1) < (2) < (3)$ und $\left|\frac{\eta}{r}\right| < 2$ 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 $\Lambda = h/\mu\omega$ 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, $A = r_o\,(1-\frac{r_o}{\varrho})^{-2}\,q\,e^{-q_o} \approx$ $\approx r_o\,q_o\,e^{-q_o}$. Da weiter $q = 1 - \sqrt{1-3\varphi/8c^2}$ 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 $\mu = m - m_\varrho = \frac{3}{16}\,\frac{\gamma}{c^2}\,\frac{m^2}{r_o}$. 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 $1 - \frac{3\varphi}{8c^2} \geq o$ mit $\varphi = \frac{\gamma m}{r}\,(1-\frac{r}{\varrho})^2$. 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 $m_{(1,2)} = \pm 1/2 \cdot \sqrt{ch/\gamma}\ \sqrt{1/f\ (1 - \sqrt{1 - \frac{64}{3} f^2}}$ 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 $\eta = \lambda/2 = \frac{h}{2mc}$ und der Entelechalradius r = ε in dieser Projektion als halbe Mesofeldwellenlänge $\Lambda = \frac{h}{\mu\omega}$ erscheint. Einsetzen der Mesofeldmasse $\mu \approx 3/16 \frac{\gamma}{c^2} \frac{m^2}{r_o}$ und $r_o = \eta = \lambda/2$ liefert dann $\Lambda = 2 \frac{h^2}{\gamma m^3}$, doch ist hierin $\frac{h^2}{\gamma m^3} = \rho$ die Gravitationsgrenze aus $r\,q\,e^{-q} \sim$ $\sim (1 - r/\rho)^2$, so daß $\Lambda = 2\rho$ ist. Aufgrund dieser Interpretation

$$\eta = 1/2\ \lambda\ ,\quad r = \varepsilon = \frac{\Lambda}{2}\ ,\quad \lambda = \frac{h}{m\,c}\ ,$$

$$\Lambda = \frac{h}{\mu\,\omega} = 2\,\varrho\ ,\quad \varrho = \frac{h^2}{\gamma\, m^3} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 125\,a$$

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 $\Lambda > \lambda$ ist und im ganzen makromaren Bereich $r \leq \frac{\Lambda}{2}$ Kondensationsstufen vorliegen. Da aber $1/2\ \Lambda$ 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

$$n = n\,(t)\ ,\quad \frac{d\,n}{d\,t} \geq o \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 125\,b$$

kann eine stabile Neutrokorpuskel nur in eine solche geringerer Masse

übergehen, weshalb dieser Übergang auch als Zerfall bezeichnet wird. Ob irgendein n - Wert längs $t_1 \leq t \leq t_2$, 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 $i\beta = \sum_{k=4}^{6} \alpha_k ()_k$ gekennzeichnet. Im mikromaren Approximationsbereich $\tau \to o$ folgt dann für das Eigenwertgesetz $\varrho = \frac{2n_\varrho + 1}{2n_r + 1} \cdot r$ wegen $\varrho^2 = \eta^2 + \varepsilon^2 + c^2 t^2$ aufgrund des Baues von μ; n nach Quadrierung $\eta^2 + \varepsilon^2 + c^2 t^2 = (\frac{2 n_\varrho + 1}{2 n_r + 1})^2 \cdot r^2$. 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 $\varrho = \frac{h^2}{\gamma^4 m^3}$ 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 $(\frac{\lambda}{2\varrho})^2 + (\frac{c\,T}{\varrho})^2 = (\frac{2n_\varrho + 1}{2n_r + 1})^2 - 1 = 4\mu\,\frac{2n+1-\mu}{(2n+1-2\mu)^2} = 4f^2$, wenn $n_r = n_\varrho - \mu$ und $n_\varrho = n$ für die Hauptquantenzahl des Massenspektrums und μ für die Anpassung gesetzt wird. $c\,T = s$ 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 $\frac{\gamma^2 m^4}{4c^2\hbar^2} + s^2\,\frac{\gamma^2}{\hbar^4}\,m^6 = 4f^2$. 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 $f = \frac{\sqrt{2n}}{2n-1}$ 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 $4\,Q_+\sqrt{3R_-} = \pm a\,\pi^2 \cdot m\sqrt{R_+}$ verwendet werden. Einsetzen von $R_+^2 = 16\,\pi\,\gamma^4/c$ und $1/R_- = c\,\varepsilon_o$

liefert dann $Q_{\pm} = a \frac{\pi^2}{\sqrt{3}} m \sqrt{4 \pi \varepsilon_0 \gamma}$, also

$4 \pi \varepsilon_0 \gamma m^2 (\Lambda) = \frac{3 Q_{\pm}^2}{a^2 \pi^4}$. Für die Energie des Gravitationsfeldes folgt $E_g = \int_0^{\Lambda} \operatorname{grad} (m \varphi_g) \, d \bar{r} = m (\Lambda) \cdot \varphi_g (\Lambda) -$

$- m(o) \varphi_g (o) = m (\Lambda) \varphi_g (\Lambda) = \frac{\gamma m^2 (\Lambda)}{\Lambda}$, wenn $\varphi_g (r) =$

$= \gamma \frac{m (r)}{r} (1 - \frac{r}{\varrho})^2$ 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, $E_e = \int_{\lambda}^{\infty} \operatorname{grad} V \, d \bar{r} = - \frac{q_{\pm}^2}{4 \pi \varepsilon_0 \lambda}$. Für das Verhältnis beider Energien ergibt sich $\frac{E_g}{E_e} = - 1/q_{\pm}^2 \; 4 \pi \varepsilon_0 \gamma m^2 \lambda/\Lambda =$

$= - \frac{3 Q_{\pm}^2}{a^2 \pi^4 q_{\pm}^2} \lambda / \Lambda$. 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 $Q_{\pm}^2 = q_{\pm}^2 \left(\frac{a \pi^2}{2} \frac{\omega}{c} \right)^2$ 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 $\hat{A}_-$ 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 $w = \oint \frac{m c \beta \, d \sigma}{\sqrt{1 - \beta^2}} =$

$= m c \oint \beta \, d \sigma_o = 2 \pi m c \int_0^s \beta \, d r$, weil $d \sigma =$

$= d \sigma_o \sqrt{1 - \beta^2}$ und $d \sigma_o = 2 \pi d r$ 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 $N\,h = 1/2\ \alpha\ q_{\pm}^2\ R_- \int_0^s \cdot \frac{x}{\sqrt{1+x^2}}\, d\,(1/x)$ 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 $\frac{2\,N\,h}{\alpha\, q_{\pm}^2\, R_-} = \int_0^s \frac{x}{\sqrt{1+x^2}}\, d\,(1/x) = y\,(s) - y\,(o) =$ $= \arcsin \frac{1}{x\,(s)} - \gamma\,\pi$ oder $\frac{2\,N\,h}{\alpha\, q_{\pm}^2\, R_-} = \arccos \frac{1}{x(s)} - \pi/2\,(2\,\gamma+1)$. Nach den Additionstheoremen ist aber immer $\sin(\varphi + \gamma\,\pi) = \pm \sin\varphi$ und $\cos(\varphi + \pi/2\,(2\,\gamma+1)) = -\sin\varphi$, 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 $4\,f^2 = \frac{\gamma^2\, m^4}{4\,c^2\,h^2} + s^2\, \frac{\gamma^2}{h^4}\, m^6 = m^4\, \frac{\gamma^2}{4\,c^2\,h^2}\,(1 + (\frac{\alpha\, q_{\pm}^2}{2\,\pi\,\varepsilon_0\, ch})^2 \sin^2 \frac{2\,N\,h}{\alpha\, q_{\pm}^2\, R_-}) =$ $= \frac{m^4}{4\,\mu^4}\,(1 + (\frac{\alpha\, q_{\pm}^2\, R_-}{2\,\pi\,h})^2 \sin^2 \frac{2\,N\,h}{\alpha\, q_{\pm}^2\, R_-})$ ergibt. Nach der Empirik des elektromagnetischen Feldes erscheinen alle elektrischen Ladungen $q_{\pm}$ als ganzzahlige Vielfache $q\,\varepsilon_{\pm} = q_{\pm} \gtrless o$ einer Elementarladung $\varepsilon_{\pm}$. Zwar ist empirisch nach B III 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 $\frac{16\,\mu^4\,f^2}{m^4} = 1 + q^4\,(\frac{\alpha\varepsilon_{\pm}^2 R_-}{2\,\pi\,h})^2 \cdot \sin^2 \frac{2\,N\,h}{\alpha\, q^2\, \varepsilon_{\pm}^2 R_-}$ 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 $\alpha = \alpha^2/4 \; \pi^4 \; \frac{\omega^2}{c^2} = a^2 \; 4/9 \; \pi^4$ 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 $h = 6{,}63 \cdot 10^{-34}$ [Wattsek^2] 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 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 $\varepsilon_{\pm}$ ($a = \sqrt{2}$) $= \pm \frac{3}{\pi^2} \sqrt{\frac{\hbar}{R_-}} \approx \pm 1{,}604 \cdot 10^{-19}$ [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, d as 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 $\varrho > 0$. 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

$$m_{(\pm)}\ (n,q) = \frac{\pi\,\mu}{\sqrt{2n-1}}\ \sqrt[4]{\frac{2\,n}{\pi^4 + 4\,q^4}}\ ,$$

$$\mu = \sqrt{\frac{c\,h}{\varrho}}\ ,\quad a\quad \varepsilon_{\pm}\,(a) = \pm\ \frac{3}{\pi^2}\ \sqrt{2\,\frac{\hbar}{R}}\ ,$$

$$\varepsilon_{\pm}\ (\sqrt{2}) \approx e_{\pm} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 126\ .$$

Die Spektralfunktion ist also abhängig von zwei Systemen ganzer Quantenzahlen, nämlich der Massenquantenzahl n und der Ladungsquantenzahl q. Für $q = 0$ wird die Korpuskel neutral, doch liegt immer eine geladene Korpuskel für $q > 0$ vor. Ist n ein Festwert, dann folgt $m_{(\pm)}\ (n)$ als Neutrokorpuskel für $q = 0$ und $m_{(\pm)}\ (n\,q)$ für beliebige Werte $q > 0$. Da immer $\pi^4 + 4\,q^4 > \pi^4$ bleibt, wenn $q > 0$ 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 $\sqrt[4]{2n}\,(2n-1)^{-1/2} \approx$ $\approx (2n)^{-1/4}$ 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 $\boxed{-}$ 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 $\Delta M = m_{(\pm)}(n,q) - M =$ $= \alpha\,\mu\,((2n)^{-1/4} - (2y)^{-1/4}) = M\,(\sqrt[4]{y/n} - 1) = M\,(\sqrt[4]{1 \pm \frac{x}{n}} - 1)$ $\approx \pm\, 1/4\, M\, x/n$, 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

$$P = \pm\, 500\, N^5\, (\frac{m_e}{\mu})^4 \cdot (1 + 4\,(q/\pi)^4) \cdot x\,,$$

$o \leq x \leq 1$, $M = N\,m_e$ .....126 b,

woraus hervorgeht, daß selbst für $\boxed{-}$ - 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_+ 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 $\mu = \sqrt{\frac{c\,h}{\gamma^2}}$ 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 $(144\,(q/\pi)^4)^{1/4}$ 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 Raumschluß 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 $h\,\gamma$ - 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

$$m_{max} = \mu\,\sqrt[4]{2}\,, \quad \lambda_{min} = 2\,\sqrt[4]{2}\,\sqrt{\tau/3}\,,$$

$$\gamma\quad \varepsilon = 2\,\sqrt[4]{8}\,c^4\,\sqrt{\tau/3}\,, \quad E_T = N\,\varepsilon \quad \ldots\ldots\ldots\ldots 127.$$

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 $n_0^1 \xrightarrow[20']{\beta_-} p$ 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 $m^{(1)}_{(\pm)} = \sqrt{\sqrt{2}\ \frac{c\,h}{\gamma^4}}$ 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 $q \gtrsim 1$, 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

$$m^{(k)}_{(\pm)} \xrightarrow[t_k - t_{k-1}]{\varkappa_k} m^{(k+1)}_{(\pm)} \quad , \quad n_k \longrightarrow n_{k+1} > n_k \quad ,$$

$$n_{k+1} - n_k \gg 1 \quad , \quad 1 \leq k \leq N < \infty \quad , \quad q = q(n, t) \quad ,$$

$$n = n(t) \quad , \quad n_k = \text{const} \quad (t_k - t_{k-1}) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 128 \, .$$

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 sein, denn ihr Komplementärspektrum muß im jeweiligen Massenwert um den Faktor $(1+4\,(\frac{q}{\pi})^4)^{-1/4}$ tiefer liegen. Doch muß eine Intermission 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 $\varsigma = \frac{h^2}{\gamma m^3}$ auf den eliminierten Wert n bezogen, so zeigt sich, daß ς/n immer im Bereich metronischer Längen liegt. ς/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 $r\ q\ e^{-q} \sim (1 - \frac{r}{3})^2$ 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 $R = 2\ \varsigma^2\ \frac{\omega\ c}{\gamma m_q\ (R)}$, 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 $\varrho = \frac{h^2}{\gamma m_q^3}$ erreicht wegen dieses Massenminimums die bestmögliche Approximation. Einsetzen liefert also $E\ n_N = e\ \pi^{-3/4}\ R\ \sqrt{\tau} =$

$= e\ \pi^{-3/4}\ \frac{2\omega c}{\gamma M_q}\ \varrho^2\ \sqrt{\tau} = 4\ \pi^{-3/4}\ \frac{\omega c}{\gamma m_q}\ \varrho^2\ \sqrt{\tau} =$

$= 16/3\ \pi^{-3/4}\ \frac{h^2}{\gamma^2}\ \frac{\mu^4}{m_q^7}\ \sqrt{\tau}$. Ist ε die Zahl aller Metronen in E, dann ist $\varepsilon\ \tau = E$ und dies bedingt $2\ n_N =$

$= 32/3\ \pi^{-3/4}\ \frac{h^2}{\gamma \varepsilon \sqrt{\tau}}\ \frac{\mu^4}{m_q^7}$. 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

$$m_q^{(\pm)} \approx \frac{h}{\beta c}\ \sqrt[3]{4\ \frac{\alpha_q}{\varepsilon}}\ ,\quad \beta = \sqrt{\tau\sqrt{\pi}}\ ,\quad \varepsilon\ \tau = E\ ,$$

$$\alpha_q = 1 + 4\ (\frac{q}{\pi})^4 \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 129$$

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

$$m_o^{(\pm)} = h/\beta c \sqrt[3]{4/\varepsilon} \quad , \quad m_e^{(\pm)} = m_o^{(\pm)} \left(1+ (2/\pi^2)^2 \right)^{1/3} \quad ,$$

$$m_{(e)o}^{(\pm)} = m_e^{(\pm)} \left(1+ (2/\pi^2)^2 \right)^{1/4} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 129\,a$$

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 $m_{(\pm)}(n) = \frac{\mu \sqrt[4]{2n}}{\sqrt{2n-1}} = m_o$ gilt, aber das Ladungskomplement $m_{(\pm)}(n,q) = m = \pi\, m_o\, (\pi^4 + 4\, q^4)^{-1/4} < m_o$ ist, daß das Verhältnis der komplementären Massen durch

$$m_o/m = \sqrt[4]{1+4\left(\frac{q}{\pi}\right)^4} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 130$$

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

$$m_o > 101\ m_e^{(\pm)} \qquad \text{.....130 a}$$

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 $m_p \approx$ $\approx 1{,}6723 \cdot 10^{-27}$ [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_0 - 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 ergaben 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 entelechiale 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 $m^{(1)}_{(+)} = \mu\,{}^4\sqrt{2}$ 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 $w \doteq N\,h$ mit $N \geq 1$, also $\pi \int p\,dr = N\,\pi\,\hbar \geq \pi\,\hbar = p\,\eta$, woraus sich eine Unschärferelation, nämlich $w/2p \geq \eta$ ergibt, die aussagt, daß die äonischen Seinspotenzen grundsätzlich in akausaler Weise eine metronische Kondensation über $p \sim \varepsilon^{-1/3}$ zeitlich aktualisieren. Nach

$$p\,\eta = \pi\,\hbar\,,\quad p = h/2\,(\tau/3\cdot\varepsilon)^{-1/3}\,,\quad w/2p \geq \eta \qquad \ldots\ldots\ldots\

keitsgrad aller mikromaren Kondensationen entspricht. Auf diese Weise entsteht eine makromare Kausalität, deren besonderer Aktualisierungscharakter von der Peristase , also der korrespondierenden entelechalen 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_0 und μ_0 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 Antineutrinos 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 $R_o \approx 2 \frac{\omega c}{\gamma M_o} \varrho_o^2$ den geringsten Approximationsfehler aller Terme der Spektralfunktion aufweist. Das gleiche Fehlerminimum muß dann auch für $\varrho_o = h^2/\gamma m_o^3$, sowie $M_o = e/2\, m_o$ und $s_o = e\, A = e \frac{3 \gamma m_o}{16 c^2}$ gelten. Dies bedeutet aber, daß in $s_o = e \frac{3 \gamma m_o}{16 c^2}$ 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

$$s_o = b\ \tau^{5/6}\ ,\ b = \frac{e\ E^{-1/3}}{4\sqrt{\pi}\ \sqrt[3]{2}} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots 132$$

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 λ 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 λ und τ des R_4 gibt es aber noch zwei unmittelbare metronische Kondensorkonstanten, nämlich die Kondensationskonstanten $\mu = \sqrt{ch/\gamma}$ der Raumkondensationen und $\varkappa = |\mathfrak{E}_{\pm}| = 3/\pi^2\ \sqrt{\hbar/R_-}$ komplexer Raumzeitkondensationen. Es gibt also vier Beziehungen zwischen empirischen Naturkonstanten und den theoretischen Konstanten aller metronischen Strukturkondensationen. Unter Verwendung des elementaren metronischen Zeitintervalles folgt für die Zusammenhänge zwischen den empirischen Naturkonstanten und elementaren Kondensorkonstanten

$$\lambda = 3b/4c\ \tau^{5/6}\ ,\ 2\omega c^2 \tau = \gamma h,\ \gamma \mu^2 = c\ h\ ,$$

$$\pi^4\ \varkappa^2\ R_- = 9\hbar \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots 132\ a,$$

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 $c = \frac{3b}{4\sqrt{3}}\ \tau^{5/6}$ und $h = 2\mu c \sqrt{2/3}\ \tau^{4/3} = \mu b/\lambda \sqrt{3/2}\ \tau$ womit bereits h metrisiert wurde. Ganz entsprechend wird

$\mathcal{H} = 8/3\ c^3/h\tau = 2\sqrt{2/3}\ c^2/\mu\sqrt{\tau} = 9/8\sqrt{2/3}\ b^2\ \frac{\tau^2\sqrt[6]{\tau}}{\mu\vartheta^2} =$

$= 3/4\sqrt{3/2}\ b^2\ \frac{\tau^2\sqrt[6]{\tau}}{\mu\vartheta^2}$ und mit $c\sqrt{\varepsilon_0\mu_0} = 1$ in Gleichung 132 a mit $\varkappa/3\ \pi^2 = \sqrt{h/R_-}$ schließlich $2/9\ \pi^5\varkappa^2 = h/R_- =$

$= c\ h\ \varepsilon_0 = \varepsilon_0\mu^2\mathcal{H} = \varepsilon_0\ 3/4\sqrt{3/2}\ b^2(\tau/\vartheta)^2\mu\sqrt[6]{\tau}$,

also $\varepsilon_0 = (\pi\varkappa)^2\ (2/3\pi)^3\sqrt{2/3}\ (\vartheta/b\tau)^2\ 1/\mu\sqrt[6]{\tau}$. Dieser Wert wiederum kann in $c^2\ \varepsilon_0\ \mu_0 = 1$ oder $1/\mu_0 = c^2\ \varepsilon_0$ mit c eingesetzt werden, was dann $1/\mu_0 = c^2\ \varepsilon_0 =$

$= 9/16\ b^2/\vartheta^2\ \tau^{5/3}\ \varepsilon_0 = 1/3\ \pi^3\ (\pi\varkappa)^2\sqrt{2/3}\ 1/\mu\sqrt{\tau} =$

$= 1/3\ \pi^5\ \varkappa^2\sqrt{2/3}\ 1/\mu\sqrt{\tau}$ oder $\mu_0 = 3/\pi^5\sqrt{3/2}\ \frac{\mu\sqrt{\tau}}{\varkappa^2}$

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

$$h = b\sqrt{3/2}\ \mu\vartheta\ \tau^{4/3}\ ,\quad \mathcal{H} = 3/4\sqrt{3/2}\ (b\tau/\vartheta)^2\ \sqrt[6]{\tau/\mu}\ ,$$

$$\varepsilon_0 = (\pi\varkappa)^2\ (2/3\pi)^3\sqrt{2/3}\ (\vartheta/b\tau)^2\ 1/\mu\sqrt[6]{\tau}\ ,$$

$$\mu_0 = 3/\pi^5\sqrt{3/2}\ \mu\sqrt{\tau}/\varkappa^2 \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 133.$$

In diesem System erscheinen μ ϑ und τ in allen Beziehungen, nicht aber $\varkappa$. Wenn es also gelingt μ ϑ und τ (und zwar mindestens eine dieser Größen) durch das bereits erwähnte Distanzmaximum $D = 2\ R_0$ 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 Spektralfunktiom 126 nicht approximativ, sondern exakt angegeben werden kann. Da μ in [kg], ϑ [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 ϑ 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

$$f\,\sqrt{3/2}\,(D/4\sqrt{\tau}\,\cdot\,\sqrt{3/2}\,f^3 - 1)^2 = D/\sqrt{\tau}\ ,$$

$$f\,(e\,D\,\sqrt{\tau}\,(\pi E)^{-1} - 1)^{1/2} = \sqrt[4]{e\,D\,\sqrt{\tau}\,(\pi E)^{-1}}\ ,$$

$$E = 1\ [m^2] \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 134$$

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 $2 \ll D/\varrho_o$ 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

$$h \sim D^{-8/11} \quad , \quad \gamma \sim D^{-13/11} \quad , \quad \varepsilon_0 \sim D^{13/11} \quad ,$$

$$\mu_0 \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 ΔE 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 $\mu_g = -\frac{3\varkappa}{16\ c^2}\ \frac{m^2}{r_o}\ (1 - r_o/\varrho)^2$ zu setzen ist. Da $r_o = \lambda/2 \ll \varrho$ ist, folgt $\mu_g = -2/3\ \varkappa/\omega^2\ m^2/\lambda$ und $\Delta E = -2/3\ \varkappa\ m^2/\lambda = -2/3\ \varkappa\ h^2/c^2\ \lambda^{-3}$, weil für das Photon $m = h/\lambda c$ gilt. ΔE wird während derjenigen Zeit als Graviton emittiert, welche das Graviton benötigt um dem Photon um den Betrag λ vorauszulaufen. Es ist also

$\Delta E/\Delta t = -2/3\ \varkappa\ h^2/c^2\ (\omega - c)\ \lambda^{-4} =$

$= -4/3\ \omega\ \tau\ h\ (\omega - c)\ \lambda^{-4} = -1/3\ \omega^2\ \tau\ h\ \lambda^{-4}$,

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

$-4/9\ \omega\ \tau + \lambda^2\ \dot{\lambda} = -\lambda^3\ 13/11\ d/dt\ \ln D$ liefert. Wird hierin $y = \lambda^3$ 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 $y = e^{-\int p\,dt} \cdot (\int q\, e^{\int p\,dt}\, dt + A)$ mit der Konstante A ergibt. Da $p = 39/11\; d/dt\; ln\; D$ und $\int p\,dt = 39/11\; ln\; D$ ist und $q = + 4/3\; \omega\, \tau \sim D^{-1}$ ist, folgt, wenn $\alpha \neq o$ den Proportionalitätsfaktor von q darstellt $y = D^{-39/11} \cdot (\alpha \int D^{28/11}\, dt + A)$. 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

$$\varkappa_1 = \frac{\Delta_v \lambda}{\lambda} = \frac{\dot{D}\, s}{D\, c - \dot{D}\, s} \quad , \text{ einer Blauverschiebung}$$

$$\varkappa_2 = \frac{\Delta_- \lambda}{\lambda} = -\, 39/11 \;\; \lambda/c \;\; \dot{D}/D \quad \text{als Folge metrischer}$$

Strukturänderungen durch $\dot{D} > o$ und einer Rotverschiebung

$$\varkappa_3 = \frac{\Delta_+ \lambda}{\lambda} = 16/9 \;\; \tau/\lambda^2 \quad \text{als Folge der gravitativen}$$

Lichtalterung wegen $\omega > c$, so daß

$$\varkappa = \Delta\lambda/\lambda = \sum_{k=1}^{3} \varkappa_k \; , \quad \varkappa_1 = \frac{\dot{D}\, s}{D\, c - \dot{D}\, s} \quad ,$$

$$\varkappa_2 = -\, 39/11 \;\; \lambda/c \;\; \dot{D}/D \; , \quad \varkappa_3 = 16/9 \;\; \tau/\lambda^2 \; \ldots\ldots$$

$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 136$

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 $D = \text{const}$ 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 $A = \text{const}$ 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 $y\, D = n\, y\, \dot{D}$ 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 $A \approx 2{,}44 \cdot 10^{-18}\ [\text{sec}^{-1}]$ 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 $\Psi/n = \dot{D}/D = d/dt \ln D$ der Verlauf $D(T) = D_o\, e^{\Psi}$, wenn $D_o = D(o)$ der Durchmesser des R_3 im Weltanfang ist. Zusammengefaßt gilt also

$$\Delta t \geq \alpha/nA\,,\quad A(T) \approx 2{,}44 \cdot 10^{-18}\ [\sec^{-1}]\,,$$

$$\Psi = 1/n \int \varphi(t)\, dt\,,\quad D(t) = D_o\, e^{\Psi} \qquad \ldots\ldots\ldots 136\,a$$

und hieraus folgt unmittelbar $D_o > o$, weil stets $D > o$ bleiben muß. Die unmittelbare Konsequenz

$$D_o > 0 \qquad \ldots\ldots\ldots 136\,b$$

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 $\frac{\Delta_- \lambda}{\Delta t} \to \dot{\lambda}$ gilt, folgt $1/\lambda \quad \frac{\Delta_- \lambda}{\Delta t} =$ $= 13/11 \; A \to \dot{\lambda}/\lambda$. Im Fall ponderabler Quanten ergibt sich aus $\lambda = h/mc$ und Gleichung 135 die Umformung $\dot{\lambda}/\lambda = \frac{d}{dt} \ln \lambda =$ $= | - (\dot{m}/m + \dot{c}/c - \dot{h}/h) = - 13/11 \; A$ oder $\dot{m}/m = \dot{h}/h -$ $- \dot{c}/c + 13/11 \; A$. Nach Gleichung 135 ist aber $\dot{h}/h =$ $= - 8/11 \; \dot{D}/D = - 8/11 \; A$ und $- \dot{c}/c = 5/11 \; \dot{D}/D = 5/11 \; A$ Also $\dot{m}/m = 10/11 \; A$. 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

$$m = m_o \; (D/D_o)^{10/11} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \; 136c$$

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 $\mathcal{R}_2$ durch die Lichtalterung $\mathcal{R}_3$ kompensiert wird, das heißt, bei welcher sich der durch $\dot{D} > o$ bedingte Energiezuwachs in ein vorlaufendes Graviton transformiert. Die Bedingung der Kompensation wäre $\mathcal{R}_2 + \mathcal{R}_3 = o$ oder $16/9 \quad \tau/\lambda_k^2 - 39/11 \quad \lambda_k/c \quad A = o$ im Momentanzustand des R_3 , oder explizit

$$\lambda_k \approx \sqrt[3]{\frac{c\tau}{2A}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \; 136 \; d.$$

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 in keiner 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 $r\,q\,e^{-q} \sim (1 - r/\rho)^2$ 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 $\gamma_o = \pi D_o^2$ in diese Beziehung für $t = o$ liefert dann

$$1 = f_{(o)} \cdot \sqrt{3\pi/2} \cdot (1/4\ \sqrt{3/2\pi}\ f'_{(o)} - 1)^2 =$$

$$= \pi\ \sqrt[3]{6/\pi} \cdot \eta^2 \cdot (\eta^6 - 1)^2 = \pi\ \sqrt[3]{6/\pi} \cdot (\eta^7 - \eta)^2 \text{ oder}$$

$\eta^7 - \eta = \pm a$, 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

$$\eta^7 - \eta = \pm a,\ 2\eta^2 = f_{(o)} \cdot \sqrt[6]{6/\pi},\ a\sqrt{\pi} = \sqrt[6]{\pi/6},$$

$$f_{(o)}\ (e\ D_o^2\ (E\sqrt{\pi})^{-1} - 1)^{1/2} = \sqrt[4]{e\ D_o^2\ (E\sqrt{\pi})^{-1}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots$$

$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$ 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 7. 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 Spektralfunktion 126 bestimmt, so daß $\eta^2 > o$ gefordert werden muß, woraus folgt, daß die imaginären Lösungen der Gleichung 137 von der Untersuchung auszuschließen sind. Wegen $a = +\frac{1}{\sqrt{\pi}}\sqrt[6]{\pi/6} \approx o{,}50651$ 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 $(1 \pm b)^7 = 1 \pm 7b + 21b^2 \pm 35b^3 + 35b^4 \pm 21b^5 + 7b^6 \pm b^7$ nach dem binomischen Gesetz $a = 6b_1 - 21b_1 + 35b_1^3(1-b_1) + 21b_1^5 - 7b_1^6 + b_1^7$ und $a = 6b_3 + 21b_3^2 + 35b_3^3(1+b_3) + 21b_3^5 + 7b_3^6 + b_3^7$. Maximal ist stets $b_{1,3} \leq 1/10$, woraus folgt, daß $21b_3^5 + 7b_3^6 + b_3^7 \approx 21b_1^5 - 7b_1^6 + b_1^7 \approx o$ gesetzt werden kann, weil diese Anteile erst nach der dritten oder vierten Dezimalstelle 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 $\eta^2 = 1/2\ \sqrt[6]{67\pi}\ f_{(o)}$ 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

$p = D_o/\sqrt{E}\ \frac{\sqrt{e}}{4\sqrt{\pi}} \approx 1{,}2384\ D_o/\sqrt{E}$, woraus sich für den Weltanfang drei Durchmesser monometronischer Sphären, nämlich $D_{(o)1} \approx \frac{1{,}3}{1{,}238} \approx 1{,}05$ [m], sowie $D_{(o)2} \approx \frac{4{,}47}{1{,}238} \approx 3{,}61$ [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

$$D_{(o)p} \approx 3{,}61\ [m]\ ,\ D_{(o)m} \approx 1{,}05\ [m],$$

$$D_{(o)f} \approx 0{,}908\ [m] \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 137\ a$$

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 ϑ als Elementarkonstanten jeder Kondensation erhalten bleiben. $\vartheta > o$ 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 televariamten 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 $D_{fmp}^{xy+} \xrightarrow{D(R_3^+)} D_{fmp}^{yx-}$, 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 Areale 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

$$T_1^+ \; (D_{fmp}^{xy+}) \xrightarrow[\cos \alpha_4 > o]{D\,(R_3^+)} T_2^+ \; (D_{fmp}^{yx-}) \equiv$$

$$\equiv T_1^- \xrightarrow[\cos \alpha_4 < o]{D\,(R_3^-)} T_2^- \equiv T_1^+ \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 138$$

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 $1\,n\,D = 10/11\,\varphi(t)$ 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 Durchmesserver größerung 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 $\vartheta > 0$ 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 $2\vartheta > 0$. 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 $^{2}\bar{\mathfrak{K}} = {}^{2}\bar{\mathfrak{K}}^{\times}$ 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 $\hat{\mathfrak{K}} = ({}^{2}\bar{\mathfrak{K}}_{(\mu\nu)})_3$ bedingen, dessen Tensorelemente als Partialstrukturen gemäß ${}^{2}\bar{\mathfrak{K}}\ ({}^{2}\bar{\mathfrak{K}}_{(\mu,\nu)})_1^3$ | das hermitesche Feld ${}^{2}\bar{\mathfrak{K}}$ als Kompositionsfeld komponieren, so daß wegen ${}^{2}\bar{\mathfrak{K}}_{(\mu\nu)} = s\ p\ {}^{2}\bar{\mathfrak{K}}_{(\mu)} \times {}^{2}\bar{\mathfrak{K}}_{(\nu)}$ die metronische Dreiheit des R_3 der Gegenwart simultaner Ereignisse die Existenz von $1 \leq \mu \leq 3$ Gittetkernselektoren ${}^{2}\bar{\mathfrak{K}}_{(\mu)}$ fordert. Zwar ist ${}^{2}\bar{\mathfrak{K}} = {}^{2}\bar{\mathfrak{K}}^{\times}$ evident, doch gibt es für die Korrelationsvermittler als Elemente von $\hat{\mathfrak{K}}$ und damit für die Gitterkerne keinerlei Aussagen über die Symmtetrie, so daß zweckmäßig die allgemeinen nichthermiteschen Eigenschaften ${}^{2}\bar{\mathfrak{K}}_{(\mu\nu)} \neq {}^{2}\bar{\mathfrak{K}}^{\times}_{(\mu\nu)}$ mit nichthermiteschen Gitterkernen angenommen werden sollen. Gleichung 137 a des Weltenursprungs ergibt 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

$$^{2}\bar{\mathfrak{K}}\ ({}^{2}\bar{\mathfrak{K}}_{(\mu\nu)})_1^3 = {}^{2}\bar{\mathfrak{K}}^{\times}\ ,\quad \hat{\mathfrak{K}} = ({}^{2}\bar{\mathfrak{K}}_{(\mu\nu)})_3\ ,$$

$$^{2}\bar{\mathfrak{K}}_{(\mu\nu)} = s\ p\ {}^{2}\bar{\mathfrak{K}}_{(\mu)} \times {}^{2}\bar{\mathfrak{K}}_{(\nu)} + {}^{2}\bar{\mathfrak{K}}^{\times}_{(\mu\nu)} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ 139.$$

Da nunmehr ${}^{2}\bar{\mathfrak{K}}$ 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 $n^2 = \left(\frac{\omega^2}{2}\right)$ 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 Struktur metronischer 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 Auf - schluß 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 $t_{k+1} - t_k > 0$ 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.
Latentes 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 beschrei
Raumkondensor:
Darstellender Selektor des Raumkompressors, der auf den Kondensationszustand des Raumes einwirkt.
Weltselektor:
EinoTensorselektor, der so auf den Kondensationszustand des Welttensoriums 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.
Barineutrino:
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.