

Burkhard Heim

Elementarstrukturen der Materie

**Einheitliche strukturelle
Quantenfeldtheorie
der Materie und Gravitation**

2

 **Resch**

Burkhard Heim

Elementarstrukturen der Materie

**Einheitliche strukturelle
Quantenfeldtheorie
der Materie und Gravitation**

2

 **Resch**



Dipl.-Phys. Burkhard Heim wurde 1925 in Potsdam geboren. In der Chemisch-Technischen Reichsanstalt in Berlin kam es 1944 bei Laborarbeiten zu einer Explosion, bei der er beide Hände verlor, nahezu vollständig erblindete und eine schwere Gehörschädigung erlitt. Ab 1945 Chemiestudium, ab 1949 Studium der theoretischen Physik in Göttingen, das 1954 mit dem Hauptdiplom abgeschlossen wurde. Seit 1949 eigenständige Arbeiten hinsichtlich einer allgemeinen Feldtheorie, in der alle physikalischen Felder und deren Quellen einheitlich als dynamische Eigenschaften rein geometrischer Strukturen beschrieben werden. Diese Theorie wurde während der letzten Dekaden unter schwierigsten äußeren Bedingungen entwickelt und seit 1975 in mehreren Schritten teilweise veröffentlicht. Das Interesse an der Heimschen Theorie nimmt immer mehr zu und wird durch das Vorliegen der Gesamtausgabe (1996) unter dem Titel „Burkhard Heim: Einheitliche Beschreibung der Welt“ besonders herausgefordert: B. Heim: Elementarstrukturen der Materie, Bd.1 (3. verb. Aufl. 1996); B. Heim: Elementarstrukturen der Materie, Bd.2 (2. unveränd. Aufl. 1996); W. Dröscher / B. Heim: Strukturen der physikalischen Welt und ihrer nichtmateriellen Seite (1. Aufl. 1996); B. Heim / W. Dröscher: Einführung in Burkhard Heim: Einheitliche Beschreibung der Welt mit Begriffs- und Formelregister (2. verb. u. erw. Aufl. 1996).

INSTITUT FÜR GRENZGEBIETE DER WISSENSCHAFT

BURKHARD HEIM
EINHEITLICHE BESCHREIBUNG DER WELT

Herausgegeben von Andreas Resch

1. B. Heim: Elementarstrukturen der Materie, Bd. 1
 2. B. Heim: Elementarstrukturen der Materie, Bd. 2
 3. W. Dröscher/B. Heim: Strukturen der physikalischen Welt
und ihrer nichtmateriellen Seite
- B. Heim/W. Dröscher/A. Resch: Einführung in Burkhard Heim:
Einheitliche Beschreibung der Welt mit Begriffs- und
Formelregister



RESCH VERLAG INNSBRUCK 1996

Burkhard Heim

Elementarstrukturen der Materie

**Einheitliche strukturelle
Quantenfeldtheorie
der Materie und Gravitation
2**

2. unveränderte Auflage



RESCH VERLAG INNSBRUCK 1996

Manuskripteinreichung: 20. März 1981

Alle Rechte, auch die des auszugsweisen Nachdruckes
der photographischen Wiedergabe und der Übersetzung vorbehalten

© 1984 by Andreas Resch Verlag at Innsbruck

Printed in Austria

Gesamtherstellung: Andreas Resch Verlag, Innsbruck 1996

ISBN 3-85 382-036-0

Meiner Frau Gerda

VORWORT

Mit dem Erscheinen des 1. Bandes von «Heim: Elementarstrukturen der Materie (1979)» wurde bereits der Ansatz einer völlig neuen Betrachtung der Elementarteilchenphysik vorgestellt. Mit dem Erscheinen dieses 2. Bandes liegt nun die Heimsche Theorie der Elementarstrukturen der Materie in einer sehr umfangreichen Form vor, die jedoch nicht als Abschluß zu betrachten ist. Bedeutung und Eigenart der nun vorliegenden Ausführungen der Heimschen Theorie verdeutlichen bereits kurze Vergleiche mit anderen Theorien der Elementarteilchenphysik.

Als das die derzeitig bekanntesten Theorien der Elementarteilchenphysik verbindende Konzept kann die Quantenfeldtheorie bei gleichzeitiger Anwendung von Symmetrieprinzipien (u. a. das der Eichfelder) angesehen werden. Hierzu gehören die Quantenelektrodynamik, die die Wechselwirkung von Licht und Materie beschreibt, das Weinberg-Salam-Modell, das die elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkungen vereinigt, das Quark-Modell, das den starken Wechselwirkungen zuzuordnen ist, und schließlich auch noch die erweiterte Supergravitationstheorie, mit der man sich eine Vereinigung aller vier Wechselwirkungsfelder sowie eine Darstellung sämtlicher, bisher experimentell aufgefundener Elementarteilchen bei gleichzeitiger Anwendung des Prinzips der gebrochenen Symmetrien erhofft.

Mit dem Quarkmodell ist wohl der innere Aufbau der Hadronen beschreibbar. Einzelheiten über die innere Struktur der Quarks oder Leptonen an sich, soweit diese existieren, lassen sich derzeit nicht angeben. Als weiteres Problem kommt noch hinzu, daß die die elektroschwachen und die starken Wechselwirkungen betreffenden Modelle sich sehr wesentlich von denen, den Gravitationstheorien zugeordneten Modellen unterscheiden. Auf der einen Seite stehen phänomenologi-

sche Erscheinungsformen, eingebettet in einem euklidischen Raum, auf der anderen Seite weisen Abweichungen gegenüber einer euklidischen Raumstruktur (Riemannsche Geometrie) auf physikalische Phänomene wie Gravitationsfeld und Masse hin.

Eine einheitliche, von einer gemeinsamen Basis abgeleitete Beschreibung aller bekannten Felder und Teilchen liegt in einer empirisch überprüfbaren Form gegenwärtig nicht vor. Einstein hat zwar in seinen späten Lebensjahren versucht, den Elektromagnetismus mit der Gravitation zu vereinen; ein Erfolg war dieser rein mathematischen Theorie jedoch nicht beschieden.

Die nunmehr in 2 Bänden vorliegende Heimsche Theorie weist hier völlig neue Wege und unterscheidet sich daher wesentlich von den bisherigen Theorien. Es mag daher für den Leser oft sehr schwer sein, den aufgezeigten Gedankengängen zu folgen. Diese Schwierigkeiten entstehen offenbar aufgrund der Verwendung einer neuen Begriffs-terminologie und der sehr komprimiert formulierten Schlußfolgerungen.

Die Heimsche Theorie ist hier als ein Rahmenwerk aufzufassen, deren Grundidee die Geometrisierung der physikalischen Letzteinheiten ist. Ihre wesentlichsten Merkmale sind:

1. Existenz eines sechsdimensionalen Raumes, in dem die physikalisch zugängliche vierdimensionale Raumzeit eingebettet ist. Die Transkoordinaten x_5 und x_6 haben imaginären Charakter, deren Richtung umkehrbar ist.

2. Quantelung des mehrdimensionalen Raumes infolge einer nicht unterschreitbaren geometrischen Flächeneinheit τ , die größenordnungsmäßig dem Quadrat der Planckschen Länge entspricht.

3. Neuartige Kosmologie und daraus resultierende hermitesche Vielfachgeometrie. Der im R_6 liegende hermitesche Fundamentaltensor setzt sich kompositiv aus den die Vielfachgeometrie beschreibenden nicht hermiteschen Fundamentaltensoren zusammen.

4. Geometrisierung der Elementarteilchen, physikalische Interpretation geometrischer Terme. Im mikromaren Bereich kann der Energie-Impuls-Tensor proportional zu einer dem Christoffel-Symbolen analo-

gen geometrischen Größe gesetzt werden. Die Analogien zu den Einsteinschen Feldgleichungen bilden dann ein Äquivalenzprinzip, aber keine Proportionalität, und werden im Mikrobereich in rein geometrische Eigenwertgleichungen überführt.

5. Als nicht abgeleitete empirische Naturkonstanten werden in der gesamten Theorie nur γ , $\hbar$, ε_0 und μ_0 verwendet.

6. Aufbau eines Elementarteilchens aus stark strukturierten, hierarchisch geordneten geometrischen Größen, die im Sinne einer Dynamik interner Art zyklisch ihre Struktur ändern.

7. Ableitung der für Elementarteilchen streng gültigen Symmetriegesetze und Bestimmung von deren Ruhemassen.

8. Existenz einer «Weltgleichung», deren eine Näherungskette die Einsteinschen Feldgleichungen der ART, aber eine andere Kette von Approximationen die Diracschen Gleichungen der Quantenelektrodynamik liefert.

Die Heimsche Theorie berücksichtigt den besonders in letzterer Zeit zunehmenden Trend, dem Raum an sich mehr physikalische Eigenschaften zuzuordnen. Ob Physik letztlich nur von der Geometrie eines mehrdimensionalen Raumes verstanden werden kann, wird die Zukunft erweisen. Die in den beiden Bänden aufgezeigten Betrachtungsweisen physikalischer Grundphänomene könnten jedoch zumindest als Vorschlag für die weitere Entwicklung in der Physik dienen; um dem seit langem angestrebten Ziel eines einheitlichen physikalischen Weltbildes näherzukommen, bzw. dieses zu erreichen.

Im übrigen sei auf das Beiheft zu Band 2 verwiesen, das neben einem geschichtlichen Rückblick, einer kurzen Zusammenfassung von Band 1, einer Erklärung der neuen Begriffe und einem Formelverzeichnis auch eine Zeichenerklärung enthält.

Schließlich möchte ich mich als Herausgeber bei allen bedanken, die durch ihr Interesse und ihre Mitarbeit das Erscheinen dieses Bandes gefördert haben. Ein besonderer Dank gebührt Susanna Roswitha von Bergmann, Manfred Kage und Dipl.Ing. Ernst Sachs für tatkräftige Unterstützung, sowie Mathilde Oke-Zimmermann für die überaus schwierige Satzarbeit. Dipl. Phys. Illobrand von Ludwig, Dr. Anton

Müller und vor allem Dipl. Ing. Walter Dröschner sei für wertvolle Anregungen und die mühevollen Korrekturarbeit eine besondere Anerkennung ausgesprochen. Nicht zuletzt schulde ich meinen Dank dem Autor für sein Vertrauen und Frau Gerda Heim für den nicht abschätzbaren Einsatz bei der Erstellung des Manuskriptes ihres nahezu erblindeten Mannes.

So darf ich hoffen, daß dieser Band aufgrund seiner Einmaligkeit das verdiente Interesse der Fachwelt findet und unser Verständnis der Welt zu weiten vermag.

Innsbruck, am 17. September 1984

Andreas Resch

VORWORT ZUR 2. AUFLAGE

Die vorliegende Neuauflage von „Elementarstrukturen der Materie, Bd. 2“ deckt sich mit der ersten Auflage. Durch die Einbindung in das Gesamtwerk „Burkhard Heim: Einheitliche Beschreibung der Welt“ erfährt auch dieser Band einen größeren Stellenwert in Inhalt und Aussage. Für ein umfassendes Verständnis ist daher die Lektüre aller drei Bände notwendig, wobei der zusätzliche Registerband vor allem mit der Einführung, dem Begriffs- und Formelregister die Lektüre und das Verständnis erleichtern kann.

So darf ich dem Leser ein hohes Maß an Konzentration wünschen, um die gebotene Darstellung voll zu erfassen.

Innsbruck, am 12. Mai 1996

Andreas Resch

INHALTSVERZEICHNIS

Vorwort	vii
Inhalt	xi
Einführung	1

KAPITEL V KOSMOLOGIE:

1. Die minimale komplexe Kondensation	7
2. Aktualisierung der kosmischen Bewegung	17
3. Das kosmologische Problem und Referenzstrukturen	30
4. Lösung des kosmologischen Paradoxons	44
5. Kosmogonie	55
6. Grenzen von Raum und Zeit	65

KAPITEL VI SYNMETRONIK DER WELT

1. Struktureinheiten und Gitterkerne	79
2. Feldaktivierung durch Spinfeldselektoren	86
3. Das synmetronische Fundamentalproblem	97
4. Synmetronik der Hermetrieformen	118
5. Feldaktivierung und Kondensorfluß	150

KAPITEL VII KORRELATION UND KORRESPONDENZ

1. Die enantiostereoisomeren Flußaggregate der Kopplungsstrukturen	165
2. Prototrope Konjunktoren	196
3. Konjunktur- und Stratonspin	203
4. Antistrukturen	219
5. Korrespondenzfelder und die prototrope Struktur des Universums	230

KAPITEL VIII**PARTIALSPEKTREN KOMPLEXER HERMETRIE**

1. Elementare Konfigurationsmuster	243
2. Internstrukturierung stratonischer Elemente	252
3. Die Invarianten möglicher Grundmuster	279
4. Resonanzspektren und ihre Grenzen	320
5. Kompetenzbereich und Ausblick	355
 Begriffsregister	 369
Tabellenanhang	371
Sachregister	377

EINFÜHRUNG

Die vorliegende Schrift ist die Fortsetzung des bereits erschienenen ersten Bandes «Elementarstrukturen der Materie», der jedoch schon vergriffen ist und in einer zweiten, wesentlich verbesserten und ergänzten Auflage demnächst erscheinen soll. Während im ersten Band lediglich die logischen Bereiche ausgelotet und eine bestimmte Methodik (Analytik unter der Voraussetzung geometrischer Letzteinheiten $\tau > 0$) bereitgestellt wurden, wird in diesem zweiten Band versucht, unter Verwendung der Grundlagen des ersten Bandes eine einheitliche Beschreibung der materiellen Welt zu erarbeiten, die sich als eine einheitliche Theorie der Elementarkorpuskeln, also der Elementarstrukturen der Materie erweisen wird.

Die am Schluß des ersten Bandes aufgeworfene Frage nach der Separation des Spektrums ponderabler Elementarkorpuskeln vom pseudo-kontinuierlichen Hintergrund aller überhaupt möglichen imponderablen Feldenergien konnte indes nur beantwortet werden durch eine vorangestellte kosmogonische Betrachtung der Raumzeitstruktur an sich. Die zugegeben etwas komplizierten Gedankengänge sollten trotz der damit verbundenen Schwierigkeiten nachvollzogen werden, weil sich diese Komplikationen zum Schluß in Sachverhalten monumentaler Einfachheit lösen. Die einheitlichen Spektralbeziehungen der Partikeleigenschaften können ohne Schwierigkeiten numerisch nachgerechnet werden. Eine Auswahl solcher numerisch ermittelter Daten findet sich im Tabellenanhang. Wie in der Vorbemerkung zum ersten Band wurden auch hier die Unsicherheitsfaktoren Y_k in denjenigen mathematischen Beziehungen angebracht, die noch nicht völlig geklärt sind. Bei der Ermittlung der theoretischen numerischen Daten des Tabellenanhangs wurde für alle $Y_k = 1$ unterstellt, und es wurde, wie bereits im ersten Band, bei allen numerischen Ermittlungen das internationale Maßsystem verwendet, so daß als nicht abgeleitete Naturkonstanten die Konstanten der Influenz ε_0 und der Induktion μ_0 sowie die Newtonsche Gravitationskonstante γ bzw. das Wirkungsquant $h = 2\pi\hbar$ das verwendete Maßsystem ausdrücken.

Zur Schreibweise des Formelsatzes wäre zu bemerken, daß im allgemeinen die nach DIN festgelegte Norm eingehalten wurde, sofern es sich um den Gültigkeitsbereich des Infinitesimalkalküls $\tau = 0$ handelt. Lediglich in drei Punkten wurde aus Gründen der Zweckmäßigkeit von dieser Norm abgewichen. So wird C durch das Zeichen $\hat{C}$ in der Form $\hat{C}$ als Matrix ausgewiesen. Sind die Matrixelemente C_{ik} solche des komplexen algebraischen Körpers, dann bedeutet dies $C_{ik} \neq C_{ik}^*$; doch wird dieser komplexen Konjugation eine Indextransposition adjungiert, dann wird dies durch das Zeichen $\times$ in der Form $(C_{ik})^\times = C_{ki}^*$ zum Ausdruck gebracht. Ist also $\hat{C} = \hat{C}^*$ ein Matrixschema über dem reellen algebraischen Zahlenkörper, dann bezeichnet $\hat{C}^\times$ lediglich die transponierte Form, doch wird $\hat{C}^\times$ im komplexen Fall zur komplex konjugierten Transposition.

An Stelle des durch die Norm festgelegten Kommutatorzeichens $[a, b] = ab - ba$ wird das alte Symbol $(a \times b)_\pm = ab \pm ba$ verwendet (welches mit den oberen Vorzeichen auch für den Antikommutator gilt); denn $[a, b]$ wurde vom Autor in früheren Studien bereits für einen anderen Begriff vergeben. Schließlich werden an Stelle des sehr praktischen Nablaoperators ebenfalls die alten Operatorsymbole div , grad und rot im R_3 verwendet, weil bei der Arbeit in höher dimensionierten Räumen R_n der Operator mit der Dimensionszahl n gemäß div_n , grad_n und rot_n indizierbar wird. Hier beschreibt div_n jedoch nur die Skalardivergenz eines Vektorfeldes im R_n . Handelt es sich um die den Tensorgrad m um 1 verjüngende Vektordivergenz eines Tensorfeldes, dann wird dies durch $\overline{\text{div}}_n$ symbolisiert, während die den Tensorgrad m auf $m + 1$ erweiternde Tensordivergenz des betreffenden Feldes durch $\widehat{\text{div}}_n$ ausgedrückt wird. Diese Operatoren werden jedoch in der Schrift kaum benötigt.

In den Gültigkeitsbereichen $\tau > 0$ wird hingegen eine von DIN nicht erfaßte Schreibweise verwendet, die aber in Band I erläutert wurde.

An dieser Stelle sei eindringlich darauf hingewiesen, daß die vorliegende Arbeit auf keinen Fall als abgeschlossen betrachtet werden darf. Das noch nicht gelöste Problem besteht darin, aus einer strukturellen

Untersuchung diejenigen metronischen Strukturfunktionen des R_3 zu deduzieren, deren endliche reelle Grenzwerte für $\tau \rightarrow 0$ die Elemente der Koeffizientenmatrix (110d) ergeben; denn hierdurch verlieren die Beziehungen (109) bis (111) ihren eher heuristischen Charakter. Die noch offenen physikalischen Fragen wurden in (114) konkretisiert, sofern man sich auf den stationären Zustand des dynamischen Gleichgewichtes beschränkt. Schließlich sei noch bemerkt, daß in der vergriffenen ersten Auflage von Band I sowohl die Herleitung eines konstanten Faktors als auch diejenige einer einheitlichen Beziehung für die Existenzzeiten der Elementarkorpuskeln in Band II avisiert wurde. Da Band I ohnehin in ergänzter und verbesserter Ausführung neu aufgelegt werden soll, erschien es aus sachlichen Gründen vernünftiger, diesen konstanten Faktor im Rahmen einer phänomenologischen Gravitationsdynamik zu untersuchen. Es liegt zwar hinsichtlich der Existenzzeiten eine heuristische Beziehung vor, die jedoch keineswegs als einheitlich anzusprechen ist, weil sie nur für die Terme $N = 0$ gilt, aber für alle $N > 0$ nicht. Entwickelt werden soll hingegen eine einheitliche Beziehung der vollen Bandbreiten und eine solche der magnetischen Spinnomente, was aber die Kenntnis von $Q(N)$ aus (114) voraussetzt. Aus diesem Grunde bleibt die Deduktion dieser Bandbreiten und magnetischen Spinnomente sowie die Lösung der Problematik in (114) einer späteren Studie ebenso vorbehalten wie eine Klärung der Wechselwirkungsvorgänge oder einer Kosmogonie der Materie.

In der vorliegenden Schrift wurde häufig auf nummerierte Beziehungen des ersten Bandes verwiesen. Zur Erleichterung der Lektüre werden die in Band I nummerierten Gleichungen physikalischen Inhaltes in einem Begleitheft in der Form aufgelistet, wie sie in der geplanten Neuauflage von Band I hergeleitet werden.

Im Sinne dieser Neuauflage werde in der vorliegenden Schrift ${}^2\overline{Q}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ als Korrelationstensor, oder als Kopplungstensor bezeichnet, wenn ein skalärer Kopplungsselektor existiert; während für den diesen Tensor erzeugenden Varianzstufenfaktor die Bezeichnung Verbundselektor verwendet wird.

KAPITEL V

KOSMOLOGIE

1. Die minimale komplexe Kondensation

Die Beziehungen (27) bis (29a) beschreiben offensichtlich die nach (19) möglichen metronischen Kondensationen des Weltensoriums R_6 , wobei die ganzen Zahlen n aus (27) und (27a) Metronenziffern der betreffenden Raumprojektionen ursprünglicher R_6 -Strukturen sind. Diese Beschreibung kann jedoch auf keinen Fall vollständig sein, worauf einerseits (29a) hinweist, wogegen andererseits das Spektrum (27) die Trägheitsmassen aller Materiefeldquanten Mq umfaßt, die als metronische Kondensationen in den Hermetrieformen a bis d erscheinen. Es handelt sich bei (27) mit (27a) trotz der Ganzzahligkeit von n um ein Pseudokontinuum, welches von den imaginären Kondensationen der Hermetrie a und b bestimmt wird, doch ist diesem Pseudokontinuum das diskrete Punktspektrum der ponderablen komplexen Kondensationen c und d superponiert. Zwar wurde (27) auf der Basis c und d entwickelt, doch gilt das Materieäquivalent für alle Mq , so daß diese Interpretation von (27) gerechtfertigt scheint. Eine Komplettierung dieser Beschreibung kann also nur in einer Separation dieser beiden Partialspektren bestehen, derart, daß vom Pseudokontinuum photonischer und gravitonischer (also imponderabler) Mq das diskrete Partialspektrum der als Elementarkorpuskeln erscheinenden komplexen Hermetrieformen c und d getrennt wird, und (29a) korrigiert werden kann. Offensichtlich kann ein solcher Termselektor zur Separation der beiden Partialspektren dann aufgefunden werden, wenn die gesamte, also integrale Weltstruktur so beschaffen ist, daß eine Polymetrie existiert, also auf (19) die Methoden aus III., 5. angewendet werden können. Zwar erfüllt der R_6 mit der Dimensionszahl $m=6$ des Weltensoriums und der Dimensionszahl $p=2$ der durch (15) beschriebenen Metronen $\tau>0$ (metaphorisch einer «Flächenisometrie» in den zu x_4 normalen Welthyperflächen R_5 unterworfen) die Beziehung (15b) im Sinne von $M=3$

Gitterkernen und einem dreireihigen Korrelator gemäß III., jedoch ist die Erfüllung von (15b) allein noch kein Kriterium für die Existenz derartiger Gitterkerne ${}^2\bar{\kappa}_{(\nu)}$ mit $1 \leq \nu \leq 3$ und $\hat{\gamma} = ({}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)})_3$, obgleich die heuristische Beziehung (9) auf derartige Partialstrukturen hinweist. Die Erfüllung von (15b) bedeutet also lediglich, daß es im Fall einer polymetrischen Weltstruktur nur drei Gitterkerne geben kann; jedoch bedeutet sie keinen Existenznachweis solcher Gitterkerne.

Ob die Weltstruktur so beschaffen ist, daß eine Weltpolymetrie im Sinne III. existiert, ist offensichtlich eine Frage allgemeiner Kosmologie. Wenn auch der Existenznachweis einer solchen Weltpolymetrie noch nicht direkt geführt werden kann, so scheint es doch sinnvoll zu sein, zunächst die untere Schranke des Partialspektrums komplexer Kondensationsstufen, also die minimale komplexe Kondensation zu ermitteln. Soll dies darüberhinaus im Hinblick auf eine allgemeine kosmologische Betrachtung geschehen, dann muß das allgemeine kosmische Hintergrundphänomen der Gravitation nochmals diskutiert werden. Auf jeden Fall ist die minimale komplexe Kondensation der Trägheitsmasse $m(r)$ mit $m_0 = m(r_0)$ wegen der c - und d -Hermetrie ponderabel und zugleich als Quelle eines elementaren Gravitationsfeldes aufzufassen, welches durch die Beziehungen (11) bis (14c) beschrieben werden kann. Da in diesen Gleichungen die Atomistik und die Quantenstruktur des mikromaren Bereiches berücksichtigt worden sind, kann die Betrachtung mit $L = 1$ auch auf eine einzelne materielle Letzteinheit zumindest approximativ ausgedehnt werden. Dies bedeutet aber, daß die von m_0 bestimmte gravitative Raumstruktur durch die Realitätsschranken $R_{\pm}$ und die Reichweite des attraktiven Feldes nach (14), (14a) und (12a) mit $Y_1 = 1$ gekennzeichnet wird. Zur Kürzung werde $R_- = s$ und $R_+ = R$ gesetzt.

Mit $s = eA$ wird $q^2 = Rs = eRA$ und hierin muß RA durch einen linearen Selektor darstellbar sein; denn stets ist $A = \frac{3\gamma m_0}{16c^2} = \frac{\tau}{2\lambda}$, wenn $E_0 = m_0 c^2$ und $E_0 = \frac{ch}{\lambda}$ mit (15) angewendet wird. R ist seiner Interpretation entsprechend ein durch die Realitätsforderung

bedingtes Distanzextremum im R_3 . Einsetzen von $A = \frac{\tau}{2\lambda}$ liefert $eR\tau = 2\lambda q^2$ und hierin kann das Volumen $2\lambda q^2 \sim C; n$ mit dem reellen projektiven Gitterselektor $C = \varepsilon\sqrt{\tau}()$ in eine Meridianebene der gravitativen Niveaulächen von m_0 , projiziert werden, wobei die Metronenziffer n durch die Feldquelle, also durch R bestimmt wird und ε einen projektiven Faktor darstellt. Der Selektor C ist dabei reell, weil $2\lambda q^2$ 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 Potentialflächen der Feldstruktur in der Ebene R_2 von einer Höhenlinie begrenzt wird, dann muß $\varepsilon^2\sqrt{F} = s_0 = 1[m]$ für den Projektionsfaktor gelten. Da n nur von R abhängt, kommt als Proportionalitätsfaktor allein diese Einheitsfläche F in Betracht. Wenn also beispielsweise diese Niveaulächen sphärisch sind, dann kann $F \equiv \pi$ nur die Fläche des Einheitskreises sein u. s. w. Mithin gilt $eR\tau = FC; n = \varepsilon F\sqrt{\tau}n$ oder

$$eR\sqrt{\tau} = \varepsilon nF, \quad \varepsilon^2\sqrt{F} = s_0 = 1[m] \quad (30)$$

als ein metronisches Theorem räumlicher Strukturprojektionen.

Unterstellt man, daß die Ziffern n in (27) und (27a) Terme des ponderablen Partialspektrums komplexer Hermetrie kennzeichnen, dann muß es wegen $q \geq 0$ die Möglichkeit eines zu einem c -Term komplementären d -Spektrums geben, derart, daß intermittierende Übergänge zwischen der c - und d -Hermetrie unter Emission von Elementarladungen stattfinden. Nach (27a) wäre theoretisch wegen $\eta_q < 1$ für alle $q > 0$ die obere Schranke der Beziehung (27) der maximale c -Term $\mu^4\sqrt{2}$ (entspricht der Planckschen Masse), der im Sinne einer stufenförmigen Devolution unter Emission des b -Pseudokontinuums die übrigen c -Terme und ihre komplementären d -Strukturen erreicht. Falls dieses Bild hinsichtlich einer Kosmogonie der Materie zutrifft,

könnte daraus geschlossen werden, daß die integrale Weltstruktur so beschaffen ist, daß eine exakte Parität der e_+ und e_- im R_4 existiert. Eine derartige Parität hätte aber zwangsläufig ein Erhaltungsprinzip elektrischer Ladungen zur Folge.

Die Übergänge $c \rightleftharpoons d$ zwischen den Formen komplexer Hermetrie sind nach diesem Erhaltungsprinzip stets von einem Austausch elektrischer Ladungen, beziehungsweise einer Emission solcher Ladungen begleitet. Auf diese Weise wird die Frage nach der unteren Schranke des ponderablen Partialspektrums aus (27) konkretisiert in eine Frage nach der minimalen ponderablen Masse, die noch im Stande ist, ein elementares elektrisches Ladungsfeld (29) zu tragen, der dann die obere Schranke $n_{\max} = n_N$ in (27) entspricht.

Die Bestimmung dieser Elementarmasse kann nur auf eine Untersuchung der metronischen Hyperstrukturen zurückgehen, die von komplexen Kondensationen verursacht werden. Zunächst muß die Massenzahl 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 Wert eliminiert. Wird nun die Gravitationsgrenze

$q = \frac{h^2}{\gamma m^3}$ auf den eliminierten Wert n bezogen, so zeigt sich, daß

q/n immer im Bereich metronischer Längen liegt. q/n muß daher als metrische 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 $eR\sqrt{\tau} = \varepsilon F n$ nach (30) angewendet werden kann. Für diese Metronenziffer wird das Maximum n_N erreicht, wenn $m = m_q$ die kleinstmögliche Masse des Massenspektrums mit der elektrischen Ladungsquantenzahl $q \geq 0$ überhaupt ist. Für dieses Extremum muß dann aber R der absolut größte Radius im R_3 schlechthin sein; denn für alle anderen Terme der Spektralfunktion liegt wegen $m > m_q$ nach (27) die Realitätsgrenze $R = R_+$ nach (14) der Feldstruktur unter diesem Wert. Die gravitativen Niveauflächen aller Terme sind nach (11) bis (11c) durch $r = \text{const}$ als sphärische Flächen gekennzeichnet, deren Höhenlinien stets nach einer Projektion in R_2 eine Schar konzentrischer Kreise bilden. In $eR\sqrt{\tau} = \varepsilon F n_N$ ist

$$\text{also } F = \pi s_0^2 = \pi E \text{ und } \varepsilon = \frac{\sqrt{s_0}}{\sqrt[4]{F}} = \pi^{-1/4}, \text{ wenn } E = s_0^2 =$$

$= 1[m^2]$ ist. Für diesen sphärischen Fall nimmt das Theorem die

Form $eR\sqrt{\tau} = \pi^{3/4} E n_N$ an. Hierin ist $R = 2Q^2 \frac{\omega c}{\gamma m_q(R)}$, wogegen

$m_q(R) = \frac{e}{2}(m_q + \mu_g) \approx \frac{e}{2}m_q$ nach II., 4. ist; denn da m_q die untere

Schranke des Massenspektrums ist, gilt $|\mu_g| \ll m_q$ stärker als für jeden anderen Term, weil μ_g die gravitative Feldmasse von m_q ist.

Auch $Q = \frac{h^2}{\gamma m_q^3}$ erreicht wegen dieses Massenminimums die best-

mögliche Approximation. Einsetzen liefert also

$$\begin{aligned} E n_N &= e \pi^{-3/4} R \sqrt{\tau} = e \pi^{-3/4} \frac{2\omega c}{\gamma m_q(R)} Q^2 \sqrt{\tau} = 4 \pi^{-3/4} \frac{\omega c}{\gamma m_q} Q^2 \sqrt{\tau} = \\ &= \frac{16}{3} \pi^{-3/4} \frac{h^2}{\gamma} \frac{\mu^4}{m_q^7} \sqrt{\tau}. \text{ Ist } \underline{e} \text{ die Zahl aller Metronen in } E, \text{ dann} \end{aligned}$$

$$\text{ist } \underline{e} \tau = E \text{ und dies bedingt } 2 n_N = \frac{32}{3} \pi^{-3/4} \frac{h^2}{\gamma \underline{e} \sqrt{\tau}} \frac{\mu^4}{m_q^7}.$$

Wird im Massenspektrum (27) zur Kürzung $1 + 4\left(\frac{q}{\pi}\right)^4 = \alpha_q$ gesetzt,

dann folgt nach einer Potenzierung unmittelbar

$$\alpha_q \left(\frac{m_q}{\mu} \right)^4 = \frac{2n_N}{(2n_N - 1)^2} \approx \frac{1}{2n_N}, \text{ also } 2n_N \approx \frac{1}{\alpha_q} \left(\frac{\mu}{m_q} \right)^4.$$

Diese Approximation ist zulässig, weil $n_N \gg 1$ über jeder anderen Massenzahl der Spektralfunktion liegt. Der Vergleich liefert also

$$m_q^3 \approx \frac{32}{3} \pi^{-3/4} \frac{\hbar^2 \alpha_q}{\gamma \varepsilon \sqrt{\tau}} = 4 \pi^{-3/4} \frac{\alpha_q}{\varepsilon} \frac{\hbar^3}{c^3} \tau^{-3/4} = \left(\frac{\hbar}{\beta c} \right)^3 \frac{4 \alpha_q}{\varepsilon}, \text{ wenn}$$

wieder zur Kürzung $\beta = \sqrt{\tau \sqrt{\pi}}$ Anwendung findet. Damit ist aber gemäß

$$\begin{aligned} m_q &\approx \frac{\hbar}{\beta c} \sqrt[3]{4 \alpha_q / \varepsilon}, & \beta &= \sqrt{\tau \sqrt{\pi}}, & \varepsilon \tau &= E, \\ \alpha_q &= 1 + 4 \left(\frac{q}{\pi} \right)^4 \end{aligned} \quad (31)$$

für die einzelnen Ladungszahlen das Massenminimum gegeben.

Diese Beziehung kann mit (15) sowie $\eta_q^4 \alpha_q = 1$, beziehungsweise β und ε in eine Fassung gebracht werden, die nur von den empirischen Naturkonstanten c , $\hbar$ und γ abhängt, sofern die Einheitsfläche $E = \varepsilon \tau$ gemäß $E = s_0^2$ durch die Einheitsstrecke $s_0 = 1[m]$ als Eichfaktor substituiert wird. Für diese Fassung ergibt sich dann

$$m_q c s_0 \eta_q \sqrt[3]{\eta_q} = 4 \sqrt[4]{\pi} \sqrt[3]{3 \pi \gamma \hbar s_0} \sqrt{\frac{c \hbar}{3 \gamma}}$$

Für die Minimalmasse welche eine Elementarladung $e_{\pm}$ mit $q = 1$ tragen kann, ergibt sich wegen $\eta_1 = \eta$, (in (28a) bezeichnet), der Minimalwert m_1 des d -Spektrums. Die absolut kleinste ponderable Masse als minimale komplexe Kondensation ist mithin wegen $q = 0$ und $\eta_0 = 1$ die untere Schranke

$$m_0 c s_0 = 4 \sqrt[4]{\pi} \sqrt[3]{3 \pi \gamma \hbar s_0} \sqrt{\frac{c \hbar}{3 \gamma}} \text{ des } c\text{-Spektrums. Andererseits kann } m_1$$

nach (27) als Komplement eines neutralen Terms $m_{(0)}$ gemäß $m_1 = m_{(0)} \eta$ aufgefaßt werden, wobei $m_{(0)} > m_1 > m_0$ wegen $\eta < 1$ gilt. Werden nun in dem Ausdruck für $m_1 \eta \sqrt[3]{\eta} = m_0$, beziehungsweise $m_{(0)} \eta^2 \sqrt[3]{\eta} = m_0$ und m_0 die empirischen Naturkonstanten c , $\hbar$ und γ

eingesetzt, dann ergeben sich für diese Massen die numerischen Werte $m_0 \approx 0,5069$; sowie $m_1 \approx 0,5137$ und $m_{(0)} \approx 0,5189$ in der Einheit MeV . Hieraus wird deutlich, daß $m_1 \approx m_e$ nur um $+0,53\%$ von der empirisch festgestellten Masse m_e des Elektrons abweicht, so daß dieses Elektron die kleinstmögliche Masse darstellt, die noch ein Ladungsfeldquant $e_{\pm}$ tragen kann. Unter m_e liegt dann noch $m_0 < m_e$ als Minimalkondensation des c - und d -Spektrums, wogegen ein komplementärer c -Term $m_{(0)} > m_e$ über der Elektronenmasse liegt. m_0 und $m_{(0)}$ erscheinen also als kleine, bei der Elektronenmasse liegende neutrale Einheiten, die vorerst als **Leptoneutrino** ν_L mit $m_0 = m_L$ und als **Baryneutrino** ν_B mit $m_{(0)} = m_B$ bezeichnet werden sollen. Die Begriffe der Lepto- und Baryneutrinos haben jedoch nichts mit dem empirischen β -Neutrino des Nukleonenüberganges $n \leftrightarrow p$ zu tun, und sollen lediglich solange provisorisch verwendet werden, bis entschieden werden kann, ob ν_L und ν_B existieren, bzw. wie im Fall einer Existenz der betreffende Term interpretiert werden muß. Für diese das Spektrum komplexer Hermetrie begrenzende Triade gilt also zusammengefaßt

$$m_L c s_0 = 4 \sqrt[4]{\pi} \sqrt[3]{3 \pi \gamma \hbar s_0} \sqrt{\frac{c \hbar}{3 \gamma}}, \quad m_e \eta \sqrt[3]{\eta} = m_L, \\ m_B \eta^2 \sqrt[3]{\eta} = m_L, \quad m_L < m_e < m_B, \quad s_0 = 1[m] \quad (32).$$

Hinsichtlich m_e tritt wiederum ein Fehler auf, der wie in (29a) außerhalb der Meßtoleranz liegt. Offensichtlich ist das Bild des Elektrons als untere Schranke des d -Spektrums dennoch richtig, obgleich die Fehlerabweichung existiert. Seine Kompensation wird ebenso wie im Fall (29a) erst dann möglich, wenn der Termselektor zur Separation der Spektren imaginärer und komplexer Kondensationen in (27) aufgefunden werden kann.

Nach (32) und (27) bzw. (27a) muß also der Übergang $c \rightleftharpoons d$ zwischen c - und d -Strukturen als ein β -Prozeß stets von einer m_e -Emission begleitet sein; denn diese Elektronen müssen ebenso wie die ν_L zeitlich stabil sein, weil es sich bei ihnen um die nicht unterschreitbaren Schranken des d - oder c -Spektrums handelt.

Da m_e bis auf 0,53 % mit der empirischen Masse des Elektrons e^- bzw. e^+ identisch ist (sein elementares Ladungsfeld (29) wurde mit $e_{\pm}$ symbolisiert), erweist sich dieses Elektron als die empirisch nachweisbare untere Schranke des d -Spektrums; doch muß auch ν_L mit m_L als eine solche des c -Spektrums physikalisch existent sein. Dies gilt jedoch nicht notwendig für ν_B mit $m_B > m_e$. Es wäre jedoch ein Übergang $\nu_B \rightarrow e^-$, bzw. $\bar{\nu}_B \rightarrow e^+$ im Sinne $c \rightarrow d$ spekulativ denkbar, wobei die Überstreichung in der üblichen Weise eine Antistruktur kennzeichnen soll. Da sich m_e nach (32) nur von q abhängig zeigt, muß es sich aber bei allen Übergängen $c \rightarrow d$ um q -fache β -Übergänge handeln, bei denen q Elektronen simultan mit entsprechenden β -Neutrinos ν_{β} der unbekannten Masse $m_x \ll m_e$ emittiert werden. Es gilt demnach für diese Übergänge die Bilanz

$m_c - m_d \geq q(m_e + m_x) > qm_e$. Wird nun der spezielle Fall eines β -Prozesses betrachtet, bei welchem $m_c(n)$ und $m_d(n, q) = m_c \eta_q$ die Terme c und d im Sinne von (27) komplementär sind, dann folgt wegen $m_c - m_d = m_c(1 - \eta_q)$ für die Bedingung dieses Überganges

$$m_c(1 - \eta_q) > qm_e \quad (33).$$

Im Fall $q = 1$ muß also $m_c > \frac{m_e}{1 - \eta} \approx 101 m_e$ sein. Tatsächlich ist jedoch $m_B \ll 101 m_e$, sodaß die Spekulation $\nu_B \rightarrow e^-$ oder $\bar{\nu}_B \rightarrow e^+$ diese Bedingung auch nicht annähernd erfüllt. Die Existenz der ν_{β} muß bekanntlich aus empirischen Gründen und wegen der zu fordernden Gültigkeit gewisser Erhaltungsprinzipien postuliert werden, wobei zumindest $m_x \ll m_e$ empirisch gesichert erscheint, so daß $m_x(\nu_{\beta})$ gegen-

über der Elektronenmasse, aber auch gegenüber m_L vernachlässigt werden kann. Hingegen erscheint der Übergang $\nu_B \rightarrow \nu_L$ spekulativ denkbar, doch ist er ebensowenig notwendig wie die Existenz von ν_B in der Triade (32).

Unabhängig davon existiert auf jeden Fall die untere Schranke des d -Spektrums als m_e des Elektrons (wegen der empirischen Übereinstimmung) und m_L als entsprechende Schranke des c -Spektrums. Wegen dieser Begrenzung des dem Pseudokontinuum (27) überlagerten diskreten Punktspektrums komplexer Hermetrie durch die minimalen komplexen Kondensationen (32) kann also in diesem Partialspektrum (c, d) der Limes $\lim_{n \rightarrow \infty} m(c, d) = 0$ auf keinen Fall existieren, so daß stets die ponderable Masse $m > 0$ wegen $n < \infty$ bleibt.

Eine andere wesentliche Konsequenz aus (32) geht auf die Tatsache zurück, daß nach (32) die untere Schranke des d -Spektrums mit m_e des Elektrons identisch ist. Bei der Entwicklung von (12) bis (12b) wurden λ' und λ als Strukturbereiche $\lambda' = 2q$ und $\lambda = 2r_0$ aufgefaßt, d. h., es wurde unterstellt, daß die starken Nukleonenkräfte der Nuklide der Feldquellenmaterie so beschaffen sind, daß sie die Distanz q im R_3 mitbestimmen. Dies führte schließlich zur Approximation (12b). Wird nun der andere Zweig unterstellt und angenommen, daß die Nukleonenkräfte den gravitativen Feldverlauf nicht mitbestimmen, dann sind die beiden Wellenlängen als Alternative zirkulären Wellen zuzuordnen, was dann $\lambda' = 2\pi q$ und $\lambda = 2\pi r_0$ bedingt, wogegen $m_0 = m_M$ mit der Masse derjenigen Mq zu identifizieren ist, von denen die gravitationsfelderregende Materie aufgebaut wird. Die unter diesen Voraussetzungen durchgeführte analoge Deduktion liefert dann eine (12a) entsprechende Darstellung $\pi^2 \gamma m_M^3 q = h^2$, oder wenn die Mq die Nukleonen atomarer Nuklide sind, $\pi^2 q \approx 46[\text{Mpc}]$. Auch diese Beziehung ist mit den astronomischen Beobachtungen verträglich⁽¹⁾ und gestattet ebenfalls eine Deduktion in Analogie zu derjenigen, die zu (27) und (32) führte. Allerdings erscheint dann in der Triade der unteren Schranke des Spek-

(1) G. O. ABELL: Astrophys. Journal Suppl. 31 (1958) 3, S. 211 (Superclusters mit charakteristischen Dimensionen $\approx 60 \text{ Mpc}$)

trums komplexer Kondensationen ein durch π^2 bestimmter Faktor, der sich wesentlich vom Wert 1 unterscheidet. Damit verschiebt sich aber dieses Spektrum komplexer Hermetrie in (27) derart, daß sich für die untere Schranke des d -Spektrums ein Wert ergibt, der numerisch wesentlich von m_e abweicht. Ein derartiger Sachverhalt ist aber mit der Empirie unvereinbar; denn die untere Schranke des d -Spektrums muß ein Ladungsfeld $e_{\pm}$ tragen und zeitlich stabil sein. Tatsächlich kann jedoch außer dem Elektron keine d -Struktur empirisch aufgefunden werden, welche diesen Anforderungen genügt und zugleich den Charakter einer unteren Schranke des gesamten d -Spektrums aufweist. Aus diesem empirischen Grund ist also der alternative logische Zweig zur Bestimmung von q nicht relevant, so daß die Beziehungen (12) bis (12b) eindeutig sind. Diese Eindeutigkeit, bedingt durch (32), läßt also über die Nukleonenkräfte die Aussage zu, daß eine Wechselbeziehung zwischen diesen wie auch immer gearteten Nukleonenkräften und der makromaren gravitativen Feldstruktur bestehen muß.

2. Aktualisierung der kosmischen Bewegung und die Kondensorkonstanten

Das gemeinsame Kennzeichen aller überhaupt möglichen metrischen Kondensationen ist die Notwendigkeit ihrer x_6 -Hermetrie. Da außerdem aufgrund der hermetrischen Weltarchitektur und aus Gründen der Definition zugleich auch eine x_5 -Hermetrie gegeben ist, kann festgestellt werden, daß jede Kondensation des Raumes, der Zeit oder des R_4 von (x_5, x_6) -Selbstkondensationen begleitet wird. Im allgemeinen erscheinen diese Selbstkondensationen als latente Terme (in bezug auf R_4), so daß sich auf diese Weise alle Strukturkondensationen der Raumzeit R_4 in diesen Weltbereich fortsetzen. Die quantenhafte Natur aller metrischen Kondensationsstufen geht dabei auf den imaginären Charakter der Architektureinheiten x_4, x_5 und x_6 zurück; denn wegen (22a) und der Eulerschen Relation $e^{iy} = \cos y + i \sin y$ werden Eigenwerte des Kondensationsvorganges allein durch die imaginären Architektureinheiten der Welt bestimmt.

Zur Weiterführung erscheint es sinnvoll, zunächst eine Interpretation der beiden imaginären Koordinaten x_5 und x_6 zu versuchen. Die Matrixuntersuchung von $\vec{\vec{T}}$, die zur heuristischen Aussage (9) führte, zeigte darüber hinaus, daß es einen R_6 -Feldtensor $\vec{\vec{M}}$ gibt, derart, daß $\vec{\vec{T}} = sp(\vec{\vec{M}} \times \vec{\vec{M}})$ mit $\vec{\vec{M}} = -\vec{\vec{M}}^\times$ und $M_{kk} = 0$ in der Diagonalen, also $\vec{\vec{T}} = \vec{\vec{T}}^\times$ gilt.

In ganz allgemeiner Form kann weder T_{ik} noch M_{ik} explizit angegeben werden, weil jedes energetische System und jede materielle Struktur einen typischen Energiedichtetensor im R_6 definiert. Selbst wenn dieser Tensor in dem einen oder anderen Fall explizit angegeben werden könnte, dann ist damit noch keine direkte Aussage über die explizite Natur der M_{ik} möglich; denn wird die charakteristische Determinante von $\vec{\vec{T}}$ in der charakteristischen Gleichung über die Determi-

nantenminore in das invariante Säkularpolynom entwickelt, dann entsteht eine algebraische Gleichung vom Grade des Matrizenranges, der aber im Fall eines R_6 -Tensors zweiten Grades mit dem Matrizenrang 6 der quadratischen Matrix identisch ist. Eine algebraische Gleichung 6. Grades kann aber nicht allgemein gelöst werden. Immerhin kann jedoch festgestellt werden, daß ganz allgemein die charakteristische Gleichung und ihre Lösungen existieren, weil auf jeden Fall $\vec{T} = \vec{T}^\times$ und wegen des Tensorcharakters hinsichtlich der zugelassenen Koordinatentransformationen auch die Regularität $\text{def } \vec{T} = 0$, also $\text{rg } \vec{T} = 6$ gegeben sein muß. Wird darüber hinaus aus physikalischen Gründen noch die mindestens semidefinite Natur $\text{sp } \vec{T} \geq 0$ unterstellt, dann wird unabhängig von dem spezifischen Bau der T_{ik} allein aus diesen allgemeinen Eigenschaften von $\vec{T}$ die Existenz von $\vec{M}$ unmittelbar evident, und zwar unabhängig davon, ob $\vec{T}$ explizit durch phänomenologische physikalische Feldgrößen dargestellt werden kann oder nicht.

Das empirische Prinzip (a) aus I., 1. fordert $\overline{\text{div}_6} \vec{T} = \vec{0}$, was zwangsläufig auch für den Feldtensor $\overline{\text{div}_6} \vec{M} = \vec{0}$ zur Folge hat. Nun ist $\vec{M}$ als die doppelte Ränderung des R_4 -Abschnittes $\vec{M}_{(4)}$ aufzufassen, dessen Quelle gemäß $\overline{\text{div}_4} \vec{M}_{(4)} = A\vec{I}$ einem komplexen R_4 -Strom $\vec{I}$ proportional ist. Gilt für diesen Strom die Spaltung $A\vec{I} = \vec{X} + i\vec{Z}$, dann beschreibt $\vec{Z}$ einen elektrischen Ladungsstrom und $\vec{X}$ den der Trägheitsmasse. Es kann also durchaus im Fall eines neutralen Stromes $\vec{Z} = \vec{0}$ werden, jedoch bleibt stets $\vec{X} \neq \vec{0}$, weil jede Art Dynamik mindestens mit einem Energiedurchsatz verbunden ist, für den grundsätzlich das Energiematerieäquivalent gilt.

In $\vec{M} = -\vec{M}^\times$ sei $M_{k5} = if_k(x_1 \dots x_4)\varphi(x_5, x_6)$ und $M_{k6} = iF_k(x_1 \dots x_4)\psi(x_5, x_6)$, aber $M_{56} = iW(x_5, x_6)$, wobei die $1 \leq k \leq 4$ Funktionen f_k oder F_k die Komponenten von R_4 -Vektoren $\vec{f}$ und $\vec{F}$ sind. Diese vereinfachte Darstellung schränkt offenbar die Allgemeingültigkeit nicht ein. Zur Kürzung sollen weiterhin die Indi-

zierungen ε und η an φ , ψ und W die partiellen Ableitungen nach ε und η aus $x_5 = i\varepsilon$ und $x_6 = i\eta$ symbolisieren. Damit folgt aber

$$\overrightarrow{\text{div}}_6 \vec{M} = \vec{X} + i\vec{Z} + \vec{f}\varphi_{,\varepsilon} + \vec{F}\psi_{,\eta} - \vec{e}_5(i\varphi \text{div}_4 \vec{f} + i\psi \text{div}_4 \vec{F} - W_{,\eta}) - \\ - \vec{e}_6(i\varphi \text{div}_4 \vec{f} + i\psi \text{div}_4 \vec{F} + W_{,\varepsilon}), \text{ wenn die Einheitsvektoren der}$$

Koordinaten das normierte Orthogonalsystem $(\vec{e}_i \vec{e}_k)_6 = \hat{E}$ bilden.

Einsetzen in $\overrightarrow{\text{div}}_6 \vec{M} = \vec{0}$ und Spaltung in den Real- und Imaginärteil liefert dann für die Stromvektoren $\vec{X} + \vec{f}\varphi_{,\varepsilon} + \vec{F}\psi_{,\eta} + \vec{e}_5 W_{,\eta} = \vec{e}_6 W_{,\varepsilon}$ und $\vec{Z} = (\vec{e}_5 + \vec{e}_6)(\varphi \text{div}_4 \vec{f} + \psi \text{div}_4 \vec{F})$. Zwar kann durchaus $\vec{Z} = \vec{0}$ werden, wenn $\vec{f}$ und $\vec{F}$ quellenfrei sind, doch bedeutet dies keineswegs, daß diese Vektoren verschwinden. Andererseits muß grundsätzlich (und unabhängig von $\vec{Z} \neq \vec{0}$) immer $\vec{X} \neq \vec{0}$ sein, was im Fall $\vec{f} = \vec{F} = \vec{0}$ durch $W_{,\varepsilon} \neq 0$ und (oder) $W_{,\eta} \neq 0$ bzw. $\vec{e}_6 W_{,\varepsilon} - \vec{e}_5 W_{,\eta} \neq \vec{0}$, oder aber im Fall $\vec{f} \neq \vec{0}$ und (oder) $\vec{F} \neq \vec{0}$ für $\varphi_{,\varepsilon} \neq 0$ und (oder) $\psi_{,\eta} \neq 0$ fordert. Es muß also grundsätzlich mindestens eine der Funktionen φ , ψ oder W eine von 0 verschiedene erste partielle Ableitung nach x_5 und (oder) x_6 haben, wenn prinzipiell $\vec{X} \neq \vec{0}$ bleiben soll. In diesen Beziehungen werden die beiden R_4 -Ströme durch ihre Komplemente $\vec{N} = \varphi_{,\varepsilon} \vec{f} + \psi_{,\eta} \vec{F} + \vec{e}_5 W_{,\eta} - \vec{e}_6 W_{,\varepsilon}$ und $\vec{K} = \vec{e}_k(\varphi \text{div}_4 \vec{f} + \psi \text{div}_4 \vec{F})$ gemäß $\vec{X} + \vec{N} = \vec{0}$ und $\vec{Z} - \vec{K} = \vec{0}$ mit $\vec{e}_k = \vec{e}_5 + \vec{e}_6$ ausgedrückt.

Das materielle Geschehen in einem R_4 -Bereich ist stets dynamischer Art, derart, daß aufgrund des empirischen Prinzips (c) und der Dynamik der atomaren Struktur der Materie auch zeitlich statisch stabil erscheinende Zustände tatsächlich durch eine dynamische Stabilität gekennzeichnet sind. Eine Konsequenz dieser allgemeinen Dynamik materieller Zustände in R_4 sind dabei die R_4 -Ströme $\vec{X}$ und $\vec{Z}$, bzw. ihre Komplementaritäten $\vec{N}$ und $\vec{K}$ im (x_5, x_6) -Bereich. Kommt es zu einer Änderung des Zustandes, dann sind also die partiellen Zeitableitungen dieser Ströme von 0 verschieden, wogegen diese Ableitungen im Fall einer stationären dynamischen Stabilität verschwinden. Auch sind die durch $\vec{X}$ und $\vec{Z}$ gekennzeichneten Zustände der Materie stets «Organisationszustände» im R_4 , so daß $\vec{X} \neq \vec{0}$ stets zeitliche Änderungen eines solchen Organisationszustandes kennzeichnen, die immer so verlaufen, daß ein anderer stationärer Organisa-

tionszustand durch $\vec{X} = \vec{Z} = \vec{0}$ im R_4 erreicht wird. Mit $\text{div}_4 \vec{f} = \text{div}_4 \vec{F} = 0$ wird $\vec{K} = 0$, so daß auch $\vec{Z} = \vec{0}$ für den R_4 -Ladungsstrom gilt, wogegen der neutrale Strom wegen $\vec{N} \neq \vec{0}$ stets existiert. Zur Vereinfachung werde $\vec{f} = \text{const}$ und $\vec{F} = \text{const}$ hinsichtlich der Zeit t angenommen und es sei $\phi_{,\varepsilon} = \psi_{,\eta} = 0$, wogegen $\dot{W}_{,\varepsilon} \neq 0$ und $\dot{W}_{,\eta} \neq 0$ bleiben soll. Unter diesen Voraussetzungen ergibt sich neben $\vec{K} = \vec{0}$ und $\vec{Z} = \vec{0}$ für den neutralen R_4 -Strom $\vec{X} \neq \vec{0}$, weil auch sein Komplement $\vec{N} \neq \vec{0}$ bleibt. Als partielle Zeitableitung dieses komplementären neutralen Stromes folgt dann $\vec{N} = \vec{e}_5 \dot{W}_{,\eta} - \vec{e}_6 \dot{W}_{,\varepsilon}$, wobei festgestellt werden kann, daß immer dann, wenn $W_{,\varepsilon} \neq 0$ und $W_{,\eta} \neq 0$ existiert, auch $W_{,\varepsilon\eta} \neq 0$ existieren kann, sofern W nicht linear von ε und η abhängt. Andererseits gilt wegen der Kommutativität partieller Ableitungen

$W_{,\varepsilon\eta} = W_{,\eta\varepsilon} = G \neq 0$, so daß eine Anwendung der Kettenregel

$\dot{W}_{,\eta} = G\dot{\varepsilon}$ und $\dot{W}_{,\varepsilon} = G\dot{\eta}$, also

$\vec{N} = G(\vec{e}_5 \dot{\varepsilon} - \vec{e}_6 \dot{\eta}) = -iG(\vec{x}_5 - \vec{x}_6)$ liefert. Für $\vec{N} = \vec{0}$ folgt für das R_4 -Komplement $\vec{X} = \vec{0}$, also der stationäre Zustand $\vec{X} = \text{const} \neq \vec{0}$. Ist $\dot{\eta} > \dot{\varepsilon}$, dann bedeutet dies wegen $\vec{X} = -\vec{N}$ den Anstieg $\vec{X} > \vec{0}$ mit $\vec{N} < \vec{0}$, jedoch wirkt $\dot{\varepsilon} > 0$ diesem Anstieg entgegen, bis bei $\dot{\varepsilon} = \dot{\eta}$ der stationäre Zustand $\vec{N} = \vec{0}$ mit $\vec{X} = \text{const}$ im R_4 erreicht ist. Hingegen würde $\dot{\varepsilon} > \dot{\eta}$ zwar $\vec{N} > \vec{0}$ und den Abfall des neutralen R_4 -Stromes $\vec{X} < \vec{0}$ bedeuten.

Da die R_4 -Ströme wegen der internen und externen Dynamik aller R_4 -Strukturen sowohl sich zeitlich ändernde als auch stationäre Organisationszustände beschreiben, wäre ε und damit $x_5 = i\varepsilon$ als ein Maß der Bewertung solcher sich zeitlich ändernder Organisationszustände anzusprechen. Bereits in der Antike wurden (vor allem bei ARISTOTELES) Organisationszustände mit zeitlicher Finalbestimmung als Entelechien definiert. Wird dieser so umschriebene Entelechiebegriff anders definiert, derart, daß er den quantitativen physikalischen Gegebenheiten Rechnung trägt, dann wäre die Entelechie eines materiellen Systems als dessen Organisationszustand in zeitlicher Abhängigkeit zu definieren. Aufgrund dieser Neudefinition erscheint also die Entele-

chie als invers zum Entropiebegriff (als Maß der Desorganisation). In diesem Bild wirkt dann ε und damit x_5 als bewertender Maßstab entelechaler Zustände einer R_4 -Struktur (wobei dieser Maßstab relativer Natur sein kann), während η und damit x_6 offensichtlich diejenige Koordinate ist, durch welche die x_5 -Struktur bei ihrer zeitlichen Änderung in den stationären, also dynamisch stabilen Zustand gesteuert wird. Einer Anregung von Frau Prof. Dr. H. Konrad-Martius folgend (anlässlich eines Gespräches mit dem Autor) kann x_5 als die **entelechale Dimension** interpretiert und definiert werden. Als weitere Konsequenz dieser Anregung sollte die den stationären Zustand ansteuernde Dimension x_6 als **äonische Dimension** entelechaler Strukturen interpretiert werden; denn x_6 kann nur die entelechalen Strukturen während des wie auch immer gearteten zeitlichen Definitionsintervalles kosmischer Bewegung, also während des Weltzeitalters (Äon), aktualisierend steuern. Im Gültigkeitsbereich des zweiten thermodynamischen Hauptsatzes, dem empirischen Prinzip (b) entsprechend, muß diese äonische Steuerung stets (bezogen auf die Umgebung) zu Zuständen minimaler Entelechie, aber maximaler Entropie, führen, weil hier die Entropie nicht abnimmt. Eine unmittelbare Konsequenz aus diesem Sachverhalt ist im Fall komplexer Kondensationen die Interpretation der äonischen Projektion in den R_3 als

$2\eta \equiv \frac{h}{mc}$ nach (26a), was wiederum die Unmöglichkeit einer äonischen Antihermetrie demonstriert.

Da nach IV. und (19) eine Koordinate allein niemals metrische Kondensationsstufen bilden kann, aber eine x_6 -Antihermetrie unmöglich ist, kommt also kontinuierlichen x_6 -Strukturen tatsächlich die Bedeutung latenter Seinspotenzen zu, die in Selbstkondensationen mit x_5 primär die a -Terme generieren. Möglicherweise könnten unter konkreten Bedingungen bestimmte a -Terme die übrigen semantischen Architektureinheiten x_4 und (oder) R_3 in den Kondensationsprozeß einbinden, derart, daß nach (27a) zunächst $m_{(1)} = \mu \sqrt[4]{2}$ für $n = 1$ als obere Schranke von (27) im R_4 eventuell über ein Gravitonensystem generiert und ein zeitlicher stufenförmiger Zerfall $n > 1$ aller Terme

aus (27a) anschließt, wobei $n = n_N$ die Grenze (32) der komplexen c - und d -Hermetrie kennzeichnet. Die a -Terme der primären Selbstkondensationen werden dabei eindeutig von vorhandenen äonischen Seinspotenzen induziert. Alle diese so induzierten Kondensationen haben aber ihre Fortsetzung über eine entelechale Hermetriestruktur in den (x_5, x_6) -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 entelechalen Struktur ergibt sich unmittelbar aus der Projektion der (x_5, x_6) -Strukturen in den R_3 mit $\underline{x}_5 = i\underline{\varepsilon}$ und $\underline{x}_6 = i\underline{\eta}$, wobei die eindeutige Interpretation von $\underline{\eta}/\underline{\varepsilon}$ im Sinne (2, 3), also

$$\underline{\eta} = \frac{h}{2mc} \text{ und } \underline{\varepsilon} = \frac{h^2}{\gamma m^3}$$

zu verwenden ist, wobei (2, 3) bei der Herleitung von (26) erklärt wurde. Substitution von m liefert dann die Beziehung

$$\underline{\varepsilon} = \frac{8 \eta^3 c^3}{\gamma h} \text{ oder } \gamma h = 8c^3 \frac{\eta^3}{\underline{\varepsilon}}.$$

Dieses Produkt γh ist aber nach (15) der Zähler im Metron

$$\tau = \frac{\gamma h}{2\omega c^2} = \frac{3\gamma h}{8c^3}. \text{ Die Substitution ergibt dann } \tau = \frac{3 \eta^3}{\underline{\varepsilon}},$$

also den Zusammenhang

$$\underline{\eta} = \sqrt[3]{\tau \underline{\varepsilon} / 3} \quad (34),$$

der auch im (x_5, x_6) -Berich gelten muß und aus dem unmittelbar hervorgeht, daß eine Einflußnahme $\eta(\varepsilon)$ über dem R_4 vorliegt. Die auf diese Weise veränderte Entelechalstruktur 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

$2\underline{\eta} = \frac{h}{mc}$ zugänglich wird, wenn man annimmt, daß m die Trägheitsmasse einer kinetischen Energie ist. Unter dieser Annahme wird dann

$mc^2 = E_k = pc$ mit dem gegen $\hat{A}_-$ invarianten Impuls p einer Elementarkorpuskel. Einsetzen liefert $p\eta = h/2 = \pi\hbar$. Nach Gleichung (34) gilt dann aber $p = \frac{h}{2} \left(\frac{\tau}{3} \underline{\varepsilon} \right)^{-1/3}$, woraus hervorgeht, daß p auf ε zurückgehen muß, und zwar erfolgt die Rückwirkung grundsätzlich über ein Gravitonensystem, weil $\underline{\varepsilon}$ gemäß $2\underline{\varepsilon} = \lambda'$ als Wellenlänge eines elementaren Gravitationsfeldes nach (26a) interpretierbar ist. Jede Wirkung im R_3 wird also nach (34) gravitativ über die entelechalen x_5 -Komponenten 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 $w = \oint p ds = 2\pi \int p dr$ und $w = Nh$ mit $N \geq 1$, also $\pi \int p dr = N\pi\hbar \cong \pi\hbar = p\eta$, woraus sich eine Art Unschärferelation (wegen $N \geq 1$), nämlich $\frac{w}{2p} \cong \underline{\eta}$ ergibt, die aussagt, daß die äonischen Seinspotenzen bezogen auf den R_4 in akausaler Weise eine metronische Kondensation über $p \sim \underline{\varepsilon}^{-1/3}$ zeitlich aktualisieren. Nach

$$\begin{aligned} p\eta &= \pi\hbar, & p &= \frac{h}{2} \left(\frac{\tau}{3} \cdot \underline{\varepsilon} \right)^{-1/3}, \\ \frac{w}{2p} &\cong \underline{\eta}, & w &= Nh \end{aligned} \quad (34a)$$

wird der Prozeß der äonischen Aktualisierung des zeitlichen Geschehens einer metronischen Kondensation, wie er aus metronischen Notwendigkeiten bei der Konstruktion der äonischen Welt gefordert werden mußte, völlig transparent. Nach dem Vorgegangenen induzieren die äonischen Seinspotenzen nicht nur mit der entelechalen Dimension α -Terme als Selbstkondensationen, die im «Raumschluß» als imaginäre oder komplexe Kondensationen raumzeitlich erscheinen; vielmehr hat jede R_4 -Struktur wegen der begleitenden α -Hermetrie eine (x_5, x_6) -Fortsetzung. Nach Gleichung (34a) ist aber die zur Kondensation gehörige Entelechalstruktur grundsätzlich we-

gen der nachgewiesenen äonischen Hermetrie mit der semantischen Einheit $s_{(4)} \equiv x_6$ gekoppelt, so daß diese äonischen Seinspotenzen die Entelechalstruktur ständig ändern und in Richtung $s_{(2)} = x_4$ zeitlich neu aktualisieren, was nach Gleichung (34a) im R_3 als zeitliches Geschehen erscheint, dessen Impulse wegen der Interpretation von $\underline{g}$ immer über ein Gravitonensystem vermittelt werden. Auch muß es im Falle einer metronischen Kondensation zu einer akausalen Aktualisierung kommen, das heißt, zu jedem Ereignis des R_4 hinsichtlich der betreffenden Korpuskel gibt es als **Futuralpotenz** ein ganzes Spektrum futuraler Möglichkeiten, doch folgt die Wahl der Aktualisierung aus dem Äon heraus grundsätzlich keinem Kausalgesetz, weil immer

$$\frac{w}{2p} \cong \underline{\eta} \text{ bleibt.}$$

Erst wenn eine große Zahl metronischer Kondensationen eine statistische Kollektive bildet, muß es zur Superposition aller Akausalitäten kommen, so daß die makromare Kollektive in bezug auf die Peristase so aktualisiert wird, wie es in bezug auf diese Peristase dem größten Wahrscheinlichkeitsgrad aller mikromaren Kondensationen entspricht. Auf diese Weise entsteht eine makromare Kausalität, deren besonderer Aktualisierungscharakter von der Peristase, also der korrespondierenden entelechalen Strukturierung 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 bezeichnet, 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 Raumzeit R_4 den manifesten Ablauf der

kosmischen Bewegung als Kausalkette aller manifesten Ereignisse erscheinen läßt, in welcher aber akausale Koinzidenzen latenter Ereignisse jenseits der raumzeitlichen Projektion 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 Kondensorthorie der Weltstrukturen (dargestellt durch (19)) zurück, welche durch die **Kondensorkonstanten**, wie τ , μ und $e_{\pm}$ bestimmt wird. Aus diesem Grunde liegt es nahe, die empirischen Rudimente mit Hilfe dieser Kondensorkonstanten ebenfalls zu eliminieren. Hier sei kurz an das Planksche Maßsystem erinnert. Die einzigen Rudimente dieser Art sind die empirischen Naturkonstanten, deren Beträge und Dimensionierungen auf die willkürlichen Maßeinheiten und Meßmethoden zurückgehen. Alle empirischen Naturkonstanten, wie zum Beispiel die abgeleiteten empirischen Konstanten der Gravitation und des Elektromagnetismus u. s. w., 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 , die der Einführung entsprechend angegeben wurden. Die verfügbaren Kondensorkonstanten sind τ , μ und $|\epsilon_{\pm}| = \kappa$ nach (28) und (29). Tatsächlich beziehen sich die Dimensionierungen der drei Kondensorkonstanten auf das Längenmaß (τ), die Masse (μ) und die Ladung (κ), doch muß zur Metrisierung der empirischen Elementarkonstanten noch eine vierte Kondensorkonstante für das Zeitmaß aufgefunden werden. Zu diesem Zweck können das Minimum der Spektralfunktion (27) und die durch den niedrigsten Term definierten Distanzextrema im R_4 verwendet werden, weil es ebenfalls im R_3 eine Maximalgeschwindigkeit von Wirkungen gibt.

Da das Leptoneutrino $m_L = m_0$ mit der hinsichtlich der Masse symmetrischen Struktur des Antiterms gemäß $m_0 = \frac{h}{\beta c} \sqrt[3]{4/\underline{\epsilon}}$ als untere Grenze des c -Spektrums der Spektralfunktion bekannt ist, können zunächst die beiden absoluten Grenzen des gravitativen Realitätsbereiches $R_0 = R(m_0)$ und $s' = s(m_0)$ durch Naturkonstanten

ausgedrückt werden. R_0 muß dabei als die im R_3 größtmögliche, von ponderabler Materie definierte Reichweite aufgefaßt werden, so daß $2R_0 = D$ als Durchmesser des Universums R_3 interpretiert werden kann. Das andere absolute Extremum s' wiederum muß die kleinstmögliche Distanz im R_3 sein, d. h., wie auch immer die Deformationen der einzelnen Metronen bei Kondensationsvorgängen sein mögen, es kann im Weltensorium keine Strukturkondensation geben, bei welcher ein Metron in seinen Abmessungen in irgendeiner Weise s' unterschreitet. R_0 und s' sind also absolute metrische Strukturkonstanten der Weltarchitektur. Nach Gleichung (32) ist m_0 die schwächste komplexe Kondensation, so daß für diese Masse die Approximation

$$R_0 \approx 2 \frac{\omega c}{\gamma M_0} \varrho_0^2 \text{ den geringsten Approximationsfehler aller Terme}$$

der Spektralfunktion aufweist. Das gleiche Fehlerminimum muß dann

$$\text{auch für } \varrho_0 = \frac{h^2}{\gamma m_0^3}, \text{ sowie } M_0 = \frac{e}{2} m_0 \text{ und } s' = eA = e \frac{3\gamma m_0}{16c^2}$$

gelten. Dies bedeutet aber, daß in $s' = e \frac{3\gamma m_0}{16c^2}$ der Wert

$$m_0 = \frac{h}{\beta c} \sqrt[3]{4/\varepsilon} \text{ eingesetzt werden kann. Das Distanzmaximum } R_0$$

im R_3 ist zur Definition einer zeitdimensionierten Kondensorkonstanten mittels der Grenzggeschwindigkeit unbrauchbar, so daß im folgenden nur das minimale Extremum s' diskutiert zu werden braucht. Aus dem Bau von s' und m_0 wird sofort deutlich, daß sich in s' die Konstanten h und c kompensieren, wenn mit dem Metron

$$\tau = \frac{\gamma h}{2\omega c^2} \text{ die Gravitationskonstante } \gamma = \frac{2}{h} \omega c^2 \tau = \frac{8}{3h} \cdot c^3 \tau$$

substituiert wird. Auf diese Weise ergibt sich das Distanzminimum zu

$$s' = \frac{eE^{-1/3}}{\sqrt[4]{\pi} \sqrt[3]{2}} \cdot \tau^{5/6}, \text{ das heißt, mit der Dimensionierungsgröße}$$

b wird das Distanzminimum unmittelbar durch τ gemäß

$$s' = b\tau^{5/6}, \quad b = \frac{eE^{-1/3}}{\sqrt[4]{\pi} \sqrt[3]{2}} \quad (35)$$

ausgedrückt, weil stets $\underline{\varepsilon} \cdot \tau = E = 1[m^2]$ ist. Die größtmögliche Geschwindigkeit im R_3 , die eine physikalische Wirkung haben kann, ist offensichtlich $\omega = \frac{4}{3}c$, so daß $s' = \omega\vartheta$ ein kleinstmögliches Zeitintervall ϑ im R_4 setzt, was als «Chronon» bezeichnet werden soll. Es kann also die metronische Elementarkonstante s' durch eine Elementarzeit

$\vartheta = \frac{3b}{4c} \tau^{5/6}$ ersetzt werden, da als metrische Größe des R_3 bereits τ nach (15) existiert. Neben diesen beiden metronischen Elementarkonstanten ϑ und τ des R_4 gibt es aber noch zwei unmittelbare metronische Kondensorkonstanten $\mu = \sqrt{ch/\gamma}$ der Raumkondensationen

und $\kappa = |\varepsilon_{\pm}| = \frac{3}{\pi^2} \sqrt{\hbar/R_-}$ komplexer Raumkondensationen.

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

$$\begin{aligned} \vartheta &= \frac{3b}{4c} \tau^{5/6}, & 2\omega c^2 \tau &= \gamma h, & \gamma \mu^2 &= ch \\ \pi^4 \kappa^2 R_- &= 9\hbar \end{aligned} \quad (35a),$$

womit also die Metrisierung der Naturkonstanten möglich wird. Zunächst folgt aus (35a) sowie $\gamma h = 2\omega c^2 \tau$ und

$$\mu = \sqrt{ch/\gamma} \text{ mit } \omega = \frac{4}{3}c \text{ unmittelbar } c = \frac{3b}{4\vartheta} \tau^{5/6} \text{ und}$$

$$h = 2\mu c \sqrt{2\tau/3} = \frac{\mu b}{\vartheta} \sqrt{3/2} \tau^{4/3},$$

womit bereits h metrisiert wurde. Ganz entsprechend wird

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

$$= \frac{3}{4} \sqrt{3/2} b^2 \frac{\tau^2 \sqrt[6]{\tau}}{\mu \vartheta^2} \text{ und mit } c \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} = 1 \text{ sowie}$$

$$\pi^2 \kappa = 3 \sqrt{\hbar/R_-} \text{ nach (35a) schließlich } \frac{2}{9} \pi^5 \kappa^2 = \hbar/R_- = c h \varepsilon_0 =$$

$$= \varepsilon_0 \mu^2 \gamma = \varepsilon_0 \frac{3}{4} \sqrt{3/2} b^2 (\tau/\vartheta)^2 \mu \sqrt[6]{\tau}, \text{ also}$$

$$\varepsilon_0 = (\pi \kappa)^2 \left(\frac{2}{3} \pi \right)^3 \sqrt{2/3} \left(\frac{\vartheta}{b \tau} \right)^2 (\mu \sqrt[6]{\tau})^{-1}. \text{ Dieser Wert wieder kann}$$

in $c^2 \varepsilon_0 \mu_0 = 1$ oder $1/\mu_0 = c^2 \varepsilon_0$ mit c als Lichtgeschwindigkeit

$$\text{eingesetzt werden, was dann } 1/\mu_0 = c^2 \varepsilon_0 = \left(\frac{3b}{4\vartheta} \right)^2 \tau^{5/3} \varepsilon_0 =$$

$$= \frac{\pi^3}{6} (\pi \kappa)^2 \sqrt{2/3} (\mu \sqrt{\tau})^{-1} = \frac{1}{6} \pi^5 \kappa^2 \sqrt{2/3} (\mu \sqrt{\tau})^{-1} \text{ oder}$$

$$\mu_0 = \frac{6}{\pi^5} \sqrt{3/2} \frac{\mu \sqrt{\tau}}{\kappa^2} \text{ liefert. Damit sind alle empirischen Elementar-}$$

tarkonstanten durch die metronischen Elementarkonstanten der Strukturkonsolidation innerhalb des Weltensoriums ausgedrückt worden. Für diese Metrisierung gilt also das System

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

$$\varepsilon_0 = (\pi \kappa)^2 \left(\frac{2}{3} \pi \right)^3 \sqrt{2/3} \left(\frac{\vartheta}{b \tau} \right)^2 (\mu \sqrt[6]{\tau})^{-1},$$

$$\mu_0 = \frac{6}{\pi^5} \sqrt{3/2} \frac{\mu \sqrt{\tau}}{\kappa^2} \quad (36).$$

In diesem System erscheinen μ , ϑ und τ in allen Beziehungen, nicht aber κ . Wenn es also gelingt, μ , ϑ oder τ durch das bereits erwähnte Distanzmaximum $D = 2R_0$ auszudrücken, welches als Durchmesser des gesamten R_3 interpretiert werden konnte, dann führt die Metrisie-

rung zu einer Reduktion der empirischen Naturkonstanten auf den Durchmesser des Universums. Eine derartige Reduktion muß aber außerordentlich weitgehende kosmologische und kosmogonische Konsequenzen haben, wenn der Zusammenhang zwischen D und den betreffenden Kondensorkonstanten aufgrund der Spektralfunktion (27) nicht approximativ, sondern exakt angegeben werden kann. Da μ in $[kg]$, ϑ in $[s]$, τ in $[m^2]$, aber D in $[m]$ dimensioniert ist, liegt aus dimensionellen Gründen $D(\tau)$ nahe, was insofern 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 (27) vernünftig.

3. Das kosmologische Problem und Referenzstrukturen.

Die Entfernung R_0 ist der größtmögliche Radius im physischen R_3 und somit $D = 2R_0$ 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 $r q e^{-q} \sim (1 - r/q)^2$ mit

$$q = 1 - \sqrt{1 - \frac{3\varphi}{8c^2}}, \text{ denn die Realitätsforderung}$$

$Imq = 0$ oder $2\omega c - \varphi \geq 0$ mit $r\varphi = \gamma m(1 - r/q)^2$ setzt die Realitätsgrenze (14) bis (14c). Die obere Realitätsgrenze $R_+ = R(M_0)$ mit $M_0 = Lm$ gemäß (11) ist dabei so geartet, daß R für $m \rightarrow 0$ divergiert, das heißt, $R = R_0$ erreicht den größtmöglichen Wert für die untere Schranke m_L des Spektrums komplexer Kondensationen nach (32), wenn in (11) für die gravitative Feldquelle $L = 1$ gesetzt wird. Substitution mit $M_0 = m_L = m_0$ aus (32) in $R_+ = R$ aus (14) liefert dann mit $D = 2R_0$ und $R(m_0) = R_0$ eine Darstellung von D , die immer noch wegen (32) ein approximatives Element enthält, aber zur Abschätzung gut verwendbar ist. Zur exakten Formulierung wird mit (30) und $n = n_N$, sowie $R = R_0$ in (27) substituiert, aber bei der Substitution berücksichtigt, daß die Projektion der sphärischen Raumstruktur in die Ebene zu konzentrischen Kreisen führt, was in (30) für den Proportionalitätsfaktor den Einheitskreis πE mit $E = 1[m^2]$ liefert. Die Beziehung (27) liefert dann $m_L = m_0 = m(n_N, 0)$ für die exakte untere Schranke des Punktspektrums komplexer Hermetrie, mit welcher im Ausdruck der oberen Realitätsschranke (14) zu substituieren ist. Dies liefert dann $R_0 = \frac{D}{2}$, derart, daß D algebraisch ausgedrückt wird durch die elementaren empirischen Naturkonstanten γ , h und c einerseits und E andererseits. Hierin kann nun mit τ aus (15) und (10) substituiert werden. Auf diese Weise entsteht dann ein algebraischer Ausdruck höheren Grades, der D des physischen Raumes R_3 mit der geo-

metrischen Letzteinheit τ allein durch die Zahlen π und e , sowie die Einheitsfläche E verknüpft, wogegen außer τ weder empirische Konstanten, noch Kondensorkonstanten erscheinen. Explizit ergibt sich für diesen eigenartigen Zusammenhang

$$f\sqrt{3/2}\left(\frac{D}{4\sqrt{\tau}}f^3\sqrt{3/2}-1\right)^2=\frac{D}{\sqrt{\tau}} \quad (37),$$

wenn zur Kürzung und besseren Übersicht

$$\left(\frac{eD\sqrt{\tau}}{\pi E}-1\right)f^2=\sqrt{\frac{eD\sqrt{\tau}}{\pi E}}, \quad E=1[m^2] \quad (37a)$$

verwendet wird. Dieser durch reine Zahlen vermittelte algebraische Zusammenhang kann zunächst approximativ untersucht werden. Auf jeden Fall ist $D \gg \sqrt{\tau}$ und $eD\sqrt{\tau} \gg \pi E$ ebenso erfüllt wie $2\rho_0 \ll D$ mit $\gamma m_0^3 \rho_0 = h^2$ nach (12a) und $m_0 = m_L$. Damit wird $eD\sqrt{\tau}f^4 \approx \pi E$, wogegen auch $Df^3\sqrt{3/2} \gg 4\sqrt{\tau}$ gilt. Mit diesen Näherungen ergibt sich für D die einfache Approximation

$$aD \approx \tau^{-11/6}, \quad 2a = (3\pi 2^5)^{-2} E^{-7/3} \quad (37b).$$

Diese Näherung ist immer dann sehr gut erfüllt, wenn $D \gg \sqrt{\tau}$ gültig ist.

Für D des physischen Universums gibt es grundsätzlich nur die beiden Möglichkeiten eines wie auch immer gearteten dynamischen Universums $D(t)$ einer Zeitfunktion oder $D = \text{const}$ hinsichtlich dieser Zeit t im Falle eines statischen Universums. Diese beiden Fälle des dynamischen oder statischen Universums werden daher ausgedrückt durch $\dot{D} \neq 0$ oder $\dot{D} = 0$. Aus dieser Alternative kann also das kosmologische Problem formuliert werden. Ist $A = \dot{D}/D$ das Verhältnis der möglichen dynamischen Änderung zu D , dann würde sich die Alternative des kosmologischen Problems ausdrücken in

$$DA = \dot{D}, \quad A \neq 0, \quad A = 0 \quad (38),$$

derart, daß die Lösung des kosmologischen Problems auf eine Entscheidung der Dreideutigkeit $A < 0$, $A = 0$ oder $A > 0$ hinausläuft. Im Fall $A \neq 0$ hätte $D(t)$ wegen (37) bis (37b) auch $\tau(t)$ und damit eine Zeitabhängigkeit der empirischen Elementarkonstanten nach (36) zur Folge, die aber nur eine Abhängigkeit vom Alter des physischen R_3 (Weltalter) sein kann. Dieser Sachverhalt wird besonders deutlich, wenn mit der inversen Form von (37b) nämlich $\tau \approx (aD)^{-6/11} \sim D^{-6/11}$ in (36) substituiert wird, was einer Weiterführung der Metrisierung empirischer Naturkonstanten entspricht. Wegen der zeitlichen Konstanz von μ , κ und ϑ ergeben sich dann die Proportionalitäten

$$\begin{aligned} h &\sim D^{-8/11}, & \gamma &\sim D^{-13/11}, & \varepsilon_0 &\sim D^{13/11}, \\ \mu_0 &\sim D^{-3/11} \end{aligned} \quad (39).$$

Wenn nun $D(t)$ ist, dann kann versucht werden, dasjenige Verhältnis empirischer Elementarkonstanten zu finden, welches sich in höchster Ordnung mit D verändert. Ist diese Ordnung n und η das hierzu gehörige Verhältnis, dann muß $\eta \sim D^n$ sein. Wenn nun noch die Möglichkeit besteht, η so mit geeigneten konstanten Faktoren A zu versehen, daß $\eta A = y \sim D^n$ zu einem Verhältnis physikalisch meßbarer Größen wird, dann folgt nach einer Logarithmierung $\ln y = n \ln D + \text{const.}$ und nach zeitlicher Differentiation $\dot{y}/y = n \dot{D}/D$. Wenn also $\dot{y} \neq 0$ nachweisbar ist, dann muß auch $\dot{D} \neq 0$ bleiben, das heißt, eine eventuelle Messung von $\dot{y}$ würde zeigen, ob sich D des R_3 im Verlauf der kosmischen Bewegung ändert oder nicht. Derartige Untersuchungen, beschrieben durch

$$D\dot{y} = n\dot{D}y \quad (39a),$$

könnten eine empirische Basis zur eindeutig expliziten Beschreibung der kosmischen Bewegung innerhalb der Weltarchitektur liefern, weil die empirischen Naturkonstanten in (36) durch D auf die makromare kosmische Struktur des R_3 zurückgeführt wurden.

Wenn das kosmologische Problem (38) mit (39a) formuliert werden soll, dann erscheint es sinnvoll, das Verhältnis γ physikalisch so zu bestimmen, daß γ während des gesamten Alters materieller kosmischer Strukturen definiert war, und (bezogen auf sehr große Zeitintervalle) physikalische Auswirkungen (bezogen auf den gegenwärtigen Zustand dieser kosmischen materiellen Strukturen) haben muß, die gegenwärtig observabel sind, und die Auswahl eines Zweiges in (38) ermöglichen.

Wenn das kosmologische Problem in diesem Sinne formuliert werden soll, dann bieten sich hierfür wegen (36) und (39) die exakte Darstellung (29) des Feldes $e_{\pm}$ und der Näherung (32) seiner ponderablen Masse m_e an, wobei der Näherungscharakter weder in (32) noch in (37b) relevant erscheinen darf, wenn γ physikalisch richtig bestimmt wird. Dies wird möglich, weil h , μ_0 , ε_0 und γ nach (39) unter der im Momentanzustand des R_3 gültigen Approximation (37b) allein vom Dehnungszustand, also dem Durchmesser $D(t) < \infty$ des R_3 abhängen. Aus dem Bau der Beziehungen (29) und (32) ergibt sich die Einführung der beiden Zahlenfaktoren

$$as_0\eta^3\sqrt{2\eta} = 4\sqrt[4]{\pi^3}\sqrt[3]{3s_0} \text{ mit } s_0 = 1[m] \text{ und } 4\pi^2b = 3\sqrt{\frac{\vartheta}{\pi}} \text{ mit}$$

$\vartheta = 5\eta + 2\sqrt{\eta} + 1$, wodurch $e_{\pm}$ und m_e die Formen

$$m_e = a^3\sqrt{\gamma h} \sqrt{\frac{h}{c\gamma}} \text{ und } e_{\pm} = \pm b \sqrt{\frac{h}{R_-}} \text{ annehmen.}$$

Hier dürfen ϑ und R_- (elektromagnetischer Wellenwiderstand des leeren R_3) nicht mit (35a) und (14) verwechselt werden. Bezeichnen K_g und K_e die gravitative, bzw. die elektrostatische Wechselwirkungskraft zwischen zwei Elektronen im Abstand r , dann gilt für die Beträge $r^2|K_g| = \gamma m_e^2$ und $4\pi\varepsilon_0 r^2|K_e| = e_{\pm}^2$. Für das Verhältnis $\mathcal{W}$ dieser beiden Wechselwirkungen folgt demnach

$$\mathcal{W} = |K_g| |K_e|^{-1} = 4\pi\varepsilon_0\gamma \left(\frac{m_e}{e_{\pm}}\right)^2.$$

Werden hierin $e_{\pm}$ und m_e eingesetzt, $c\varepsilon_0 R_- = 1$ berücksichtigt und das Weltmetron $2\omega c^2\tau = \gamma h$ mit $3\omega = 4c$ nach (10) eingeführt,

dann ergibt sich für W die einfache Darstellung

$$W = \frac{16}{3} \pi \sqrt[3]{3} \left(\frac{a}{b} \right)^2 \tau^{2/3}.$$

Dieses Verhältnis hängt also allein von τ ab oder nach (37) bis (37b) wegen $D(t)$, bzw. $\tau(D)$ allein von D des R_3 , derart, daß W mit wachsendem D abfällt, woraus geschlossen werden kann, daß W in einem früheren Weltalter wesentlich höher gewesen sein muß. Wenn dies aber in früher liegenden Teilen der Raumzeit so gewesen ist, dann muß die allgemeine Gravitationswirkung ebenfalls höher gewesen sein, was zur Folge haben müßte, daß die intrastellaren thermonuklearen Brennvorgänge intensiver waren. Die Brennleistung stellarer Strukturen muß also in diesen wesentlich früher liegenden R_3 -Mannigfaltigkeiten ebenso wie die damit verbundene He-Produktion entsprechend höher gelegen haben. Tatsächlich wird im Momentanzustand des R_3 ein He-Überschuß beobachtet⁽²⁾, der nur durch $W \sim \sqrt[3]{\tau^2}$ und $\tau(D)$ mit $\dot{D}(t) > 0$ verstanden werden kann.^(3, 4) Ferner kann mit m_e die approximativ sphärische Oberfläche F des Elektrons wegen $2r_e = \lambda$ und $cm_e\lambda = h$ zu $F = 4\pi r_e^2 = \pi\lambda^2$ ermittelt werden. Nach (15a) ist aber jede Fläche ein ganzzahliges Vielfaches des Metrons τ , so daß auch $F = N\tau$ gesetzt werden darf.

Es sei hier bemerkt, daß der infinitesimale Begriff der Feldlinie dadurch definiert ist, daß die Tangentenvektoren der eindimensionalen Punktmannigfaltigkeit im physischen Raum die das Feld charakterisierende R_3 -Anisotropie kennzeichnen, derart, daß im Bereich des Feldes durch jeden R_3 -Punkt (ausgenommen sind Feldsingularitäten wie z. B. die Feldquelle) nur eine Feldlinie läuft. Das hierdurch gekennzeichnete Feld ist hingegen eine Zustandsfunktion, die jedem Punkt ihres R_3 -Definitionsbereiches einen Zustandswert zuordnet. Wird $\tau > 0$ berücksichtigt, dann muß dem R_3 eine Zellenstruktur zukommen, wobei das metronische Zellenvolumen vom metrischen

(2) G. BURBRIDGE: Pub. Ast. Soc. Pacific. 70 (1958) S. 83

(3) F. HOYLE / R. J. TAYLER: Nature (1964) S. 1108

(4) J. W. TRURAN / C. J. HANSEN / A. G. W. CAMERON: Can. J. Phys. 43 (1965) S. 1616

Zustand, also von der Gruppe zugelassener Koordinatentransformationen und ihrer Funktionaldeterminante im R_3 abhängt. Werden nun die Felder als metrische Strukturen aufgefaßt, die typischen Invarianzforderungen (bezogen auf die Transformationsgruppe) oder Symmetrien genügen, dann erhält der Begriff der Feldlinie eine durch $\tau > 0$ modifizierte, aber eventuell physikalisch realistischere Interpretation. In metronischer Fassung wäre eine Feldlinie begrifflich durch das einfache metronische Tensorium von diesen R_3 -Zellen (bedingt durch $\tau > 0$) zu ersetzen, derart, daß dieses einfache Zellentensorium einen Bereich des metrisch vom Feld strukturierten R_3 durchgängig mit der Feldquelle verbindet. Im folgenden werde also unter der Voraussetzung $\tau > 0$ der Feldlinienbegriff stets im Sinne solcher einfacher Tensorien aus R_3 -Zellen verstanden.

Da nun die elektrischen Feldlinien von der Oberfläche der Ladung ausgehen, aber der Querschnitt einer solchen niemals τ unterschreiten kann, und das elektrostatische Feld nach dem Kapitel III. eine metronische Strukturierung des R_3 ist, bei welcher Hyper- und Gitterselektoren (bei zusätzlichen metronischen Spinorientierungen) voneinander abweichen, muß N in $F = N\tau$ als Zahl der Feldlinien interpretiert werden. Der Vergleich mit $F = \pi\lambda^2$ liefert dann für diese Zahl der Feldlinien eines Elektrons

$$N = \pi \frac{\lambda^2}{\tau}. \text{ Wird hierin } c\lambda m_e = h \text{ und } m_e = a^3 \sqrt[3]{\gamma h} \sqrt{\frac{h}{c\gamma}} \text{ mit}$$

$2\omega c^2 \tau = \gamma h$ eingesetzt, dann folgt für diese Zahl der Feldlinien

$N^3 \sqrt[3]{3} a^2 = 2\pi \tau^{-2/3}$. Es wird also nur $N \rightarrow \infty$ für $\tau \rightarrow 0$. Da aber im R_6 stets $\tau > 0$ ist, bleibt $N < \infty$, das heißt, die von einer beliebigen elektrischen Ladung ausgehende Zahl der Feldlinien ist wegen $\tau > 0$ stets begrenzt.

Wegen $N = \text{const} < \infty$ metronischer Feldlinien und ihrer Eigenschaft, als einfache Tensorien metronischer R_3 -Zellen die Raumbereiche des Feldes durchgängig mit der Feldquelle zu verbinden, gilt für ihre Dichte ψ der Schnitte einer Äquipotentialfläche F der Zusammen-

hang $F\psi = N$, oder im speziellen Fall sphärischer Äquipotentialflächen $F = 4\pi r^2$ die Proportionalität $\psi \sim r^{-2}$. Offensichtlich bilden diese N metronischen Feldlinien ein Bezugsraster einfacher Tensorien aus R_3 -Zellen in der als metronisches Feld erscheinenden metrischen R_3 -Struktur. Der Verlauf dieser metronischen Feldlinien (also einfacher Tensorien aus R_3 -Zellen) gibt ebenfalls die R_3 -Anisotropie im Definitionsbereich der nunmehr metronischen Feldfunktion wieder, doch braucht nicht notwendig jede R_3 -Zelle wegen $N < \infty$ zu einem solchen einfachen Tensorium einer metronischen Feldlinie zu gehören. Multiplikation von N mit W liefert wiederum eine kosmologische Konstante, welche ebenso wie α' aus (29a) nicht durch $D(t)$ beeinflußt wird. Man erhält, wenn b^2 verwendet wird

$$NW = \frac{32}{3} \frac{16\pi^7}{9\vartheta}. \text{ Hierin ist nach (29a) aber}$$

$9\vartheta = 9 \cdot (5\eta + 2\sqrt{\eta} + 1) = (2\pi)^5 \alpha'$, also $3\alpha'NW = (4\pi)^2$, so daß NW als kosmologische Konstante direkt durch die andere kosmologische Konstante α' ausgedrückt wird. Diese deduzierten Sachverhalte hinsichtlich W und N werden zusammengefaßt in

$$\begin{aligned} 3W &= 16\pi \left(\frac{a}{b}\right)^2 \sqrt[3]{3\tau^2}, & a^2 N \sqrt[3]{3\tau^2} &= 2\pi, \\ 3\alpha'NW &= (4\pi)^2 \end{aligned} \quad (40),$$

worin für die Zahlenfaktoren a und b die Definitionen

$$\begin{aligned} a s_0 \eta \sqrt[3]{2\eta} &= 4 \sqrt[4]{\pi} \sqrt[3]{3s_0}, & s_0 &= 1[m], \\ 4\pi^2 b &= 3 \sqrt{\vartheta/\pi}, & \vartheta &= 5\eta + 2\sqrt{\eta} + 1 \end{aligned} \quad (40a)$$

zu verwenden sind.

Betrachtet man diese Beziehungen im Hinblick auf die spektroskopische Empirie des He-Überschusses im optisch observablen R_3 , dann wird $A > 0$ in (38) nahegelegt. Dies bedeutet $D(t)$, was auch $\tau(t)$ nach

(37) zur Folge hat. Eine Zeitdifferentiation dieser Gleichung (37) zeigt, daß nicht nur in der approximativen Fassung (37b) die Forderung $\dot{D} > 0$ den Abfall $\dot{\tau} < 0$ zur Konsequenz hat. Das in (38) gestellte kosmologische Problem wird also wegen (40) präzisiert in

$$DA = \dot{D} > 0, \quad \dot{\tau} < 0 \quad (41),$$

woraus hervorgeht, daß die Flächenisometrie der τ grundsätzlich in einer jeden zu x_4 normalen momentanen Welthyperfläche R_5 gilt, jedoch nicht in der x_4 -Folge solcher Hyperflächen, derart, daß τ in später liegenden Streckenräumen kleiner, aber in früher liegenden größer (vom Betrage her) ist.

Die Expansion $\dot{D} > 0$ des R_3 müßte sich in einer allgemeinen Fluchtbewegung der R_3 -Strukturen äußern, die von der R_3 -Distanz s zwischen Objekt und Beobachtungsort abhängt, und sich in einer Rotverschiebung der Spektrallinien emittierter Photonen der Wellenlänge λ als Doppler-Effekt $\lambda z = \delta\lambda$ äußern muß. Tatsächlich wird eine derartige Rotverschiebung extragalaktischer Spiralnebelspektren als Hubble-Verschiebung beobachtet, die mit $B = \text{const}$ im Beobachtungsbereich der empirischen linearen Entfernungsabhängigkeit $z \approx Bs$ genügt und dispersionsfrei ist, aber gewisse Anomalien empirisch aufweist. Wird diese allgemeine Rotverschiebung aller Spektrallinien als Doppler-Effekt $z = v/c$ der Fluchtgeschwindigkeit v interpretiert, dann würde sich mit der Hubble-Konstante $H = cB$ der Zusammenhang $v \approx Hs$ ergeben. Wird diese spekulative Interpretation angenommen, dann könnte mit $A = H$ das kosmologische Problem (41) gelöst werden, weil H spektroskopisch meßbar ist. Mit $w^2 = c^2 + \dot{\varepsilon}^2 + \dot{\eta}^2$ gilt aber, weil $D = 2R_0(m_L)$ ist, $\dot{D} \leq 2w$ wegen $\hat{C}(R_6)$, als Lorentzmatrix $\hat{C}\hat{C}^* = \hat{E}$ im R_6 , doch bleibt im Meßbarkeitsbereich empirisch in sehr guter Näherung $w = c$. Andererseits ist aber nach (37b) der Definitionsbereich D des R_3 im gegenwärtigen Zustand derart groß, daß wegen $\dot{D} \leq 2w \approx 2c$ der Wert A weit unter dem Meßwert H liegt, es sei denn, für die integrale kosmische Bewegung gilt $\dot{\varepsilon}^2 + \dot{\eta}^2 \gg 0$, also $w \gg c$, so daß $A = H$ tatsächlich das kosmologische Problem ausdrückt.

Zur Untersuchung dieser Aussage werde unter Voraussetzung der Interpretation von z als Doppler-Effekt $A = H$ gesetzt und in (39b) die Wellenlänge λ eines Photons $h\nu$ mit $\nu\lambda = c$ verwendet, welches beim Übergang eines angeregten Zustandes der Quantenzahl $\underline{\mu}$ in den durch die Quantenzahl $n < \underline{\mu}$ gekennzeichneten Grundzustand einer atomaren Elektronenhülle emittiert wird. Da die Feinstrukturkonstante ohnehin eine kosmologische Konstante (29a) ist, kann die vereinfachte, gegen $\hat{A}_-$ nicht invariante Formulierung verwendet werden. Für diesen Übergang $\underline{\mu} > n$ gilt dann

$$h\nu = m_e \left(\frac{2e_+^2}{\varepsilon_0 h} \right)^2 (\underline{\mu}^2 - n^2) (\underline{\mu}n)^{-2},$$

$$\text{was wegen } h\nu = \frac{ch}{\lambda} \text{ mit } C = \frac{ch}{m_e} \left(\frac{\varepsilon_0 h}{2e_+^2} \right)^2$$

als Proportionalitätsfaktor die Wellenlänge der Emissionslinie

$\lambda = Cn^2 \underline{\mu}^2 (\underline{\mu}^2 - n^2)^{-1}$ liefert. Hierin hängen die ganzen Quantenzahlen $\underline{\mu}$ und n des angeregten Niveaus $\underline{\mu}$ und des Grundzustandes n auf keinen Fall von D ab, jedoch gilt $C(D)$ wegen (39). Unter Berücksichtigung dieser Beziehung folgt dann $C \sim D^{-1/11}$. Damit folgt also

$$\frac{\dot{\lambda}}{\lambda} = \frac{\dot{C}}{C} = -\frac{A}{11}, \text{ oder im Fall } A = H \text{ einer Interpretation von } z \text{ als}$$

Dopplereffekt einer Fluchtbewegung $\frac{\dot{\lambda}}{\lambda} = -\frac{H}{11}$. Ist δT ein zeitliches

Vergleichsintervall, sodaß $\dot{\lambda}\delta T = \delta\lambda$ eine kosmologische Wellenlängenvariation während δT angibt, dann folgt also für diese kosmologische Variation $\lambda z = \delta\lambda$ die Darstellung $11z = -H\delta T$. Das Beobachtungsobjekt sei 10^9 Lichtjahre entfernt, so daß die gegenwärtig beobachtete Emissionslinie des Objektes vor $\delta T = 10^9$ Jahren emittiert wurde. Setzt man dieses Zeitintervall mit dem spektroskopischen Meßwert $H \approx 2,4 \cdot 10^{-18} [s^{-1}]$ in $11z = -H\delta T$ ein, dann ergibt sich eine kosmologische Blauverschiebung $z \approx -0,007$ von also ca. 0,7 Prozent der Emissionslinienwellenlänge. Dieser Sachverhalt steht aber im starken Widerspruch zur Empirie der kosmologischen Rotverschiebung $z \approx Bs > 0$ extragalaktischer Spiralnebelspektren. Hieraus könnte der

Schluß gezogen werden, daß $z \approx Bs$ nicht auf A in (41) zurückgeht, und daher auch nicht im Sinne $v \approx Hs$ als Dopplereffekt einer Fluchtbewegung v interpretiert werden sollte, weil auf jeden Fall $A \ll H$ bleibt. Durch diesen in

$$A \ll H, \quad z \approx Bs, \quad v \approx Hs, \quad H = cB \quad (41a)$$

zusammengefaßten Sachverhalt, der (41) ergänzt, ist aber ein kosmologisches Paradoxon gegeben, welches nur dann aufgelöst werden kann, wenn die empirische Beziehung $z \approx Bs$ eine nicht auf D zurückgehende Erklärung findet. Eine derartige Lösung des Paradoxons (41a) könnte geeignet sein, das sich aus den Beziehungen (35) bis (41) ergebende Bild des R_4 zu bestätigen. Zunächst sollten jedoch alle Prozesse zusammengestellt werden (soweit sie theoretisch überhaupt zugänglich sind), welche die Wellenlänge λ eines Photons im leeren R_3 zeitlich variieren können.

In $E = h\nu$ ist $\lambda E = ch \sim D^{-13/11}$ nach (39). Andererseits ist das Photon ein imaginärer b -Term, der wegen $E = mc^2$ von dem ebenfalls imaginären a -Term (wegen der Feldmasse m des Photons) begleitet wird. Da $\omega > c$ ist, und das Ganze ein imponderables System darstellt, läuft die a -Struktur mit $\omega - c > 0$ dem Photon voran, doch wird nach dem Laufweg λ ein begleitender a -Term von der b -Struktur (wegen dessen Feldmasse) neu generiert, was $h\nu$ senkt. Es ist $\Delta(ch) = \lambda \Delta E + E \Delta \lambda$, worin ΔE ein Energieverlust ist. Für ΔE gilt im R_{+4} daher $\Delta E = \mu_g \omega^2$ mit

$$\mu_g = -\frac{3\gamma m^2}{16c^2 r_0} \left(1 - \frac{r_0}{Q}\right)^2 \approx -\frac{3\gamma m^2}{16c^2 r_0} \quad \text{in sehr guter Näherung}$$

mit $2r_0 = \lambda \ll 2\zeta$ der Photonenwellenlänge. Dies bedeutet

$$\Delta E = -\frac{2}{3} \frac{\gamma m^2}{\lambda} = -\frac{2\gamma h^2}{3c^2 \lambda^3} \quad \text{wegen } mc\lambda = h. \quad \text{Für die Emissionszeit}$$

des a -Terms gilt $(\omega - c) \Delta t = \lambda$, so daß

$$\frac{\Delta E}{\Delta t} = -\frac{2\gamma h^2}{3c^2 \lambda^4} (\omega - c) = -\frac{4\omega \tau h}{3\lambda^4} (\omega - c) = -\frac{\omega^2 \tau h}{3\lambda^4} \quad \text{nach (10)}$$

und (15) wird. Mit $\Delta(ch) = \lambda \Delta E + E \Delta \lambda$ wird daraus auf ch bezogen

$$-\frac{4}{9}\omega\tau\lambda^{-3} + \frac{\Delta\lambda}{\lambda\Delta t} = \frac{\Delta(ch)}{ch\Delta t} = D^{13/11} \frac{\Delta}{\Delta t} D^{-13/11} \text{ oder}$$

wegen $\lambda \ll D$ infinitesimal $-\frac{4}{9}\omega\tau + \lambda^2 \dot{\lambda} = \frac{13\lambda^3}{11} A$. Wird hierin

$$y = \lambda^3 \text{ sowie } p = \frac{39A}{11} \text{ und } 3q = 4\omega\tau \text{ gesetzt, dann ergibt sich die}$$

lineare inhomogene Form $\dot{y} + yp = q$, für welche sich die Lösung

$$y = e^{-\int p dt} \cdot (\int q e^{\int p dt} dt + C) \text{ mit der Konstante } C \text{ ergibt.}$$

$$\text{Da } p = \frac{39}{11} \frac{d}{dt} \ln D \text{ und } \int p dt = \frac{39}{11} \ln D \text{ ist und } q = +\frac{4}{3}\omega\tau \sim D^{-1} \text{ ist,}$$

folgt, wenn $\alpha \neq 0$ den Proportionalitätsfaktor von q darstellt,

$$y = D^{-39/11} \cdot (\alpha \int D^{28/11} dt + C).$$

Diese Integration kann jedoch nicht ausgeführt werden, weil der Verlauf $D(t)$ der kosmischen Bewegung unbekannt ist. Dagegen besteht die Möglichkeit $\Delta\lambda$ abzuschätzen. Für eine Spektrallinienverschiebung $\Delta\lambda$ als Folge von $D(t)$ und $\omega > c$ ergibt sich

$$\Delta\lambda/\lambda = -\left(\frac{39}{11} \frac{\lambda \dot{D}}{cD} - \frac{16\tau}{9\lambda^2}\right) = -\left(\frac{39\lambda \dot{D}}{11cD} - \frac{16}{9\lambda^2} (aD)^{-6/11}\right)$$

nach (37b), also im allgemeinen eine sehr schwache Blauverschiebung, wenn der Expansionsteil den Alterungsanteil übertrifft. Hieraus wird deutlich, daß die allein auf $\omega > c$ zurückgehende Lichtalterung bei $D = \text{const}$ 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 durch (41) auch eine Rotverschiebung der Photonenwellenlänge

$$c \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = As \text{ in Analogie zu der Interpretation von } z \approx Bs \text{ durch den}$$

Doppler-Effekt einer Fluchtbewegung $v \approx Hs$ bedingt, die jedoch

wegen (41a) unter der Meßbarkeitsschranke liegen muß. Mithin wird die Wellenlänge des Photons im leeren $\dot{R}_3$ kosmologisch durch drei Komponenten variiert, die auf die Struktur des R_4 an sich zurückgehen. Zunächst erscheint die durch (41) bedingte dynamische Komponente $cz_D = As$ im Sinne einer sehr schwachen Fluchtbewegung ($A \ll H$). Als weitere Komponente muß es eine äußerst schwache nicht meßbare strukturelle, ebenfalls auf (41) zurückgehende Blauverschiebung $z_S = -\frac{39\lambda}{11c}A$ geben, die z_D entgegenwirkt. Schließlich existiert noch die durch eine Lichtalterung auf $\omega > c$ und den imaginären Charakter der a - und b -Hermetrie zurückgehende Rotverschiebung $z_a = \frac{16\tau}{9\lambda^2}$. Diese drei Komponenten werden also zusammengefaßt in

$$cz_D = As, \quad z_S = -\frac{39\lambda}{11c}A, \quad z_a = \frac{16\tau}{9\lambda^2} \quad (42),$$

und zur Linienverschiebung

$$z_k = z_D + z_S + z_a \quad (42a)$$

der kosmischen R_4 -Struktur superponiert.

Diese Beziehungen (42) und (42a) können jedoch nur eine theoretische Bedeutung haben; denn wegen (37b) und (15) liegen sowohl z_k als auch die Komponenten (42) weit unter jeder spektroskopischen Meßbarkeitsschranke, so daß durch diese Wellenlängenvariationen eines Photons durch die R_4 -Struktur weder das kosmologische Problem (41) noch sein Paradoxon (41a) gelöst wird. Immerhin kann jedoch die Frage nach dem Zeitverlauf $D(t)$ und nach der Abhängigkeit A von dem Weltalter T oder $A = \text{const}$ aufgeworfen werden. Auf jeden Fall gilt (41), so daß $A = \frac{d}{dt} \ln D$ geschrieben werden kann.

Wird das Zeitintegral ψ von $t = 0$ eines kosmogonischen Weltenursprungs als Eckereignis des R_4 bis zum gegenwärtigen Termin $t = T$ erstreckt, dann gilt

$$\psi = \int_0^T A dt = \ln D(T) - \ln D(0) = \ln \left(\frac{D_T}{D_0} \right) \text{ oder } D_T = D_0 e^\psi,$$

wobei vorausgesetzt wird, daß es tatsächlich D_0 mit $t = 0$ gibt. Hierbei handelt es sich jedoch zunächst um eine Spekulation, denn die Existenz dieses Ursprungsereignisses des R_4 ist aus (41) trotz $A > 0$ keineswegs evident. Ist diese Spekulation jedoch gerechtfertigt, dann würde dies $D_0 > 0$ bei $t = 0$ fordern, das heißt, wenn es einen R_4 -Ursprung gegeben hat, dann kann es sich gemäß

$$D(T) = D_0 e^\psi, \quad \dot{\psi} = A, \quad D_0 > 0 \quad (43)$$

bei diesem Beginn der kosmischen Bewegung niemals um einen R_3 -Punkt gehandelt haben.

In der Darstellung (42) wird deutlich, daß z_D wegen s vom relativen Standpunkt im R_3 und z_a von der Natur des Photons abhängt, wogegen z_S ein ganz universeller Prozeß ist, dem jede Elementarstruktur der Materie im R_3 unterworfen, und dessen Ursache in der Natur der kosmischen Bewegung und der R_4 -Struktur begründet ist. Bezieht man z_S auf $c\Delta t = \lambda$, dann folgt

$$\frac{1}{\lambda} \frac{\Delta \lambda}{\Delta t} = -\frac{39}{11} A, \text{ was in sehr guter Näherung den infinitesimalen Limes } \dot{\lambda}/\lambda = -\frac{39}{11} A \text{ approximiert. Mit } mc\lambda = h \text{ unter Verwendung von (39) wird daraus } \frac{d}{dt} \ln \lambda = \dot{h}/h - \dot{c}/c - \dot{m}/m = -\frac{3A}{11} - \dot{m}/m,$$

was im Vergleich $\dot{m}/m = \frac{36}{11} A$ liefert. Diese Beziehung

$$\frac{d}{dt} \ln m = \frac{36}{11} A > 0 \quad (43a)$$

beschreibt den Massenanstieg als Folge der R_4 -Struktur, doch kann die Integration nicht durchgeführt werden, weil die untere Integrationsgrenze unbekannt ist. Selbst wenn es ein Ursprungsereignis $t = 0$ des R_4 mit $D_0(R_3) > 0$ nach (43) gegeben haben sollte, dann braucht die Kosmogonie materieller Elementarstrukturen keineswegs notwendig

mit diesem Anfangsereignis des R_4 kongruent zu sein, vielmehr könnte sich diese Kosmogonie der Materie auch in wesentlich später liegenden Bereichen des R_4 vollzogen haben.

Unabhängig von dieser zeitlichen Integrationsmöglichkeit muß es jedoch im gesamten b -Spektrum eine Photonenwellenlänge geben, bei welcher unabhängig von irgendeiner Distanz s die universale strukturelle Blauverschiebung von der Rotverschiebung z_a kompensiert wird. Hierfür gilt die Bedingung $z_s + z_a = 0$ oder wenn λ_r diese Wellenlänge

ist $\frac{39\lambda_r}{11c}A = \frac{16\tau}{9\lambda_r}$, was in sehr guter Näherung

$$\lambda_r^3 \approx \frac{c\tau}{2A} \quad (44)$$

liefert, sofern näherungsweise $A = \text{const}$ unterstellt werden kann. Dieses Photon λ_r kann also als eine Referenzstruktur der kosmischen Bewegung aufgefaßt werden; denn hier wird ein Feldmassenanstieg nach (43a) grundsätzlich kompensiert, was jedoch nicht für einen geometrischen Anteil des R_4 gilt, der sich in der dynamischen Komponente z_D äußert. Wird $\dot{R}_0 = w \approx c$ gesetzt, so daß mit $DA \approx 2c$ substituiert werden kann, dann ergibt sich die einfache Darstellung $4\lambda_r^3 \approx \tau D$. Die Proportionalitäten (39) gelten unter der Approximationsvoraussetzung (37b), was aus der Referenzstruktur die kosmologischen Konstanten $c\lambda_r^3 = \text{const}$, oder mit $m_r c \lambda_r = h$ auch

$\frac{\sqrt{h}}{m_r^3} = \text{const}$ und $\left(\frac{\lambda_r}{m_r}\right)^3 c \sqrt{h} = \text{const}$ liefert. (44) kann also ergänzt werden durch

$$\begin{aligned} 4\lambda_r^3 \approx \tau D, \quad c\lambda_r^3 = \text{const}, \quad \frac{\sqrt{h}}{m_r^3} = \text{const}, \\ \left(\frac{\lambda_r}{m_r}\right)^3 c \sqrt{h} = \text{const} \end{aligned} \quad (44a).$$

Eine weitere Analyse des kosmologischen Problems (41) wird offensichtlich erst dann möglich, wenn es gelingt, die sich in (41a) äußernde Paradoxie zu klären.

4. Lösung des kosmologischen Paradoxons

Die Beschreibung von $H \gg A$ kann aufgrund der Beziehungen (11) bis (11c) aus II., 4. mit $Lm_0 = M_0$ und $\gamma m^3 \varrho = h^2$ versucht werden; denn wegen

$$g = G = \frac{d\varphi}{dr} = -\gamma \frac{M_0}{r^2} \left(1 - \frac{r^2}{\varrho^2} \right) e^q \text{ wird } G \cong 0 \text{ f\"ur } r \cong \varrho.$$

Es sei ein Massensystem C (Spiralnebelsystem) der Masse M_0 und der Gravitationsgrenze ϱ gegeben, in welchem sich ein Beobachtungsort S im Abstand $s_0 \gg 0$ vom Gravitationszentrum von C befindet (S liege jedoch noch innerhalb ϱ), so daß $s_0 < \varrho$ gilt.

Soll eine Masse μ von S an einen Ort $S(\varrho)$ auf $r = \varrho$ gebracht werden, dann muß μ eine kinetische Energie erhalten, die dem Gravitationspotential des Feldes $g < 0$ zwischen ϱ und s_0 entspricht. Wird jedoch μ in den Bereich $r > \varrho$ gebracht, dann müßte nach der Beziehung (11c) das Feld $g > 0$ (wegen $r > \varrho$) die Masse μ von C fortbeschleunigen. Hierbei müßte aber μ einen ständigen Zuwachs an kinetischer Energie erhalten, der auf irgendeine Weise von C aufgebracht werden muß. Nimmt man dagegen an, daß $g > 0$ jenseits ϱ nur latent existiert, also in $r > \varrho$ überhaupt keine radiale Beschleunigung $g > 0$ von C fortgerichtet bewirkt und $g > 0$ erst im Sinne einer Verzögerung wirksam wird, wenn μ aus $r > \varrho$ dem System C genähert werden soll, dann entfällt diese Schwierigkeit. Jenseits ϱ wirkt unter dieser Voraussetzung auf μ also keine abstoßende Beschleunigung, doch muß Energie aufgewendet werden, wenn μ aus $r > \varrho$ dem Massensystem genähert werden soll. Mit dieser Annahme kann man offenbar im Fall eines statischen oder quasistatischen Universums die beobachtete Rotverschiebung extragalaktischer Spiralnebelspektren mit Gleichung (11) verständlich machen. Neben dem Massensystem C existiere in einem hinreichend großen Abstand ein weiteres System C' der Masse M'_0 mit ϱ' .

Im Abstand $s'_0 \gg 0$ vom Gravitationszentrum des C' (auch hier sei $s'_0 < q'$), befinde sich ebenfalls ein Ort S' , von welchem Photonen der Energie $E = h\nu$, also der Wellenlänge $\lambda\nu = c$ emittiert werden. Die Distanz zwischen $q(C)$ und $q'(C')$ sei $s \gg 2q$, wogegen $q \approx q'$ (zumindest in der Größenordnung) sei. Der gradlinige Weg des in S' emittierten Photons zum Empfangsort S ist also $q' - s'_0 + s + q - s_0$. Das Photon $E = h\nu$ habe nach $mc^2 = E$ die Feldmasse m . Ganz allgemein gilt das energetische Gravitationspotential $V = -\mu \int \vec{g} d\vec{r}$, wenn $\vec{g}$ auf eine Masse μ einwirkt.

Nach der Emission bei $S'(C')$ läuft das Photon von s'_0 nach q' und verliert hierbei die Feldmasse $\delta'm$, weil im g' -Feld das Potential

$$V' = -(m - \delta'm) \int_{s'_0}^{q'} \vec{g}' d\vec{r}' \text{ mit } g' < 0 \text{ überwunden werden muß.}$$

Jenseits q' wirkt nach der oben aufgeführten Annahme C' nicht mehr auf das in $r' > q'$ laufende Photon, wohl aber C im Sinne eines weiteren Verlustes von Feldmasse δm längs der Strecke s zwischen q' und q . Hier ist das Potential des g -Feldes von C mit $g > 0$ zu überwinden,

$$\text{welches gegeben ist durch } V = -(m - \delta'm - \delta m) \int_s^q \vec{g} d\vec{r}.$$

Das letzte Wegstück von q zum Empfangsort $S(C)$, also $q - s_0$ hat in Analogie zum «freien Fall» einen Energiegewinn des Photons zur Folge, so daß die Feldmasse um $\delta_1 m$ anwächst, also

$$V_1 = (m - \delta'm - \delta m + \delta_1 m) \int_q^{s_0} \vec{g} d\vec{r} \text{ mit } g < 0 \text{ gilt.}$$

Die Potentiale V' , V und V_1 müssen durch Variationen der Photonenenergie gedeckt werden. Offenbar bedeuten $V' = \delta'E$ und $V = \delta E$ Energieverluste des Photons und $V_1 = -\delta_1 E$ einen Energiegewinn. Werden diese Energievariationen in die drei Beziehungen eingesetzt und mit c^2 multipliziert, dann ergeben sich wegen $E = mc^2$ die Beziehungen

$$\begin{aligned} -\delta'E c^2 &= (E - \delta'E) \int_{s'_0}^{q'} \vec{g}' d\vec{r}' \text{ sowie} \\ -\delta E c^2 &= (E - \delta'E - \delta E) \int_s^q \vec{g} d\vec{r} \text{ und} \end{aligned}$$

$$\delta_1 E c^2 = - (E - \delta' E - \delta E + \delta_1 E) \int_{\varrho}^{s_0} \vec{g} d\vec{r}.$$

Addition dieser drei Energievariationen liefert die Gesamtvariation

$$\begin{aligned} c^2(\delta_1 E - \delta' E - \delta E) &= (E - \delta' E) \int_{s'_0}^{\varrho'} \vec{g}' d\vec{r}' + \\ &+ (E - \delta' E - \delta E) \int_s^{\varrho} \vec{g} d\vec{r} - (E - \delta' E - \delta E + \delta_1 E) \int_{\varrho}^{s_0} \vec{g} d\vec{r}. \end{aligned}$$

Diese Beziehung kann aber durch $(E - \delta' E - \delta E + \delta_1 E)$ dividiert werden. Da auf jeden Fall $|\delta_1 E| \ll |E - \delta' E - \delta E|$ und

$|\delta_1 E - \delta E| \ll |E - \delta' E|$ bleibt, gilt in guter Näherung

$$(E - \delta' E)(E - \delta' E - \delta E + \delta_1 E)^{-1} \approx 1 \text{ und}$$

$$(E - \delta' E - \delta E)(E - \delta' E - \delta E + \delta_1 E)^{-1} \approx 1. \text{ Dies bedeutet aber}$$

$$\begin{aligned} c^2(\delta_1 E - \delta' E - \delta E)(E - \delta' E - \delta E + \delta_1 E)^{-1} &\approx \int_{s'}^{\varrho'} \vec{g}' d\vec{r}' + \int_s^{\varrho} \vec{g} d\vec{r} - \\ &- \int_{\varrho}^{s_0} \vec{g} d\vec{r} = K \text{ (es sei } K \text{ eine Kürzung), und hierin ist zu berücksichti-} \end{aligned}$$

gen, daß für den Lichtweg $\cos(\vec{g}', \vec{r}') = -1$ zwischen s'_0 und ϱ' , sowie

$\cos(\vec{g}, \vec{r}) = -1$ zwischen ϱ' und ϱ längs s wegen $g > 0$, aber

$\cos(\vec{g}, \vec{r}) = +1$ zwischen ϱ und s_0 gilt. Damit wird aber

$$\begin{aligned} K &= \int_{\varrho}^s g dr - \int_{s'_0}^{\varrho'} g' dr' - \int_{\varrho}^{s_0} g dr = \varphi(s) - \varphi(\varrho) - \varphi'(\varrho') + \varphi'(s'_0) - \\ &- \varphi(s_0) + \varphi(\varrho) = \varphi(s) + \varphi'(s'_0) - \varphi(s_0), \text{ weil stets } d\varphi = g dr \text{ und} \\ \varphi(\varrho) &= \varphi'(\varrho') = 0 \text{ ist. Es kommt nunmehr darauf an } \varphi \text{ zu eliminieren.} \end{aligned}$$

Die Beziehung (11) enthält $\varphi(r)$ nur implizit, doch kann eine unbekannte stetige Ortsfunktion $f(r)$ definiert werden, für welche an der Oberfläche $r = r_0$ der gravitativen Feldquelle $f(r_0) = 1$ gilt.

$$\text{Mit dieser Funktion kann dann } \varphi(r) = \frac{\gamma M_0}{r} f(r) (1 - \frac{r}{\varrho})^2 \text{ geschrieben}$$

werden, wobei jedoch $f(\varrho) = 0$ bleiben darf. Aus der Beziehung (11)

$$\text{folgt mit } q = 1 - \sqrt{1 - \frac{3\varphi}{8c^2}} \text{ oder } \frac{3\varphi}{8c^2} = 1 - (1 - q)^2 = q(2 - q)$$

auch $qe^{-q} = \frac{3\gamma M_0}{16c^2 r} (1 - \frac{r}{Q})^2 = \frac{1}{f} \left(\frac{3\varphi}{8c^2} \right) = \frac{q}{2f} (2 - q)$, also

$f(r) = \frac{1}{2}(2 - q)e^q$, was in $r\varphi = \gamma M_0 f(1 - \frac{r}{Q})^2$ eingesetzt

$2r\varphi = \gamma M_0 (1 - \frac{r}{Q})^2 (2 - q)e^q$ liefert.

Hiermit kann aber K approximativ erfaßt werden; denn für $\varphi \ll 2\omega c$ (hier ist wieder $3\omega = 4c$) kann offenbar $q \approx 0$ gesetzt werden, was für $\varphi'(s'_0)$ und $\varphi(s_0)$ zutrifft, weil s_0 und s'_0 innerhalb der Grenze Q oder Q' liegen. Im Fall $s \gg Q$ in $\varphi(s)$ nähert φ sich dem Wert $2\omega c$, so daß hier $q \approx 1$ zu setzen ist. Da zugleich $s \gg Q$ gilt, wird außerdem

$$(1 - \frac{s}{Q})^2 \approx \frac{s^2}{Q^2}, \text{ also}$$

$$\varphi'(s'_0) - \varphi(s_0) \approx \gamma \frac{M'_0}{s'_0} \left(1 - \frac{s'_0}{Q'}\right)^2 - \gamma \frac{M_0}{s_0} \left(1 - \frac{s_0}{Q}\right)^2$$

$$\text{und } \varphi(s) \approx \frac{1}{2} \gamma e \frac{M_0}{s} \left(1 - \frac{s}{Q}\right)^2 \approx c^2 B s, \text{ wenn zur Kürzung}$$

$2c^2 Q^2 B = e\gamma M_0$ verwendet wird. Aus der Darstellung $\varphi'(s'_0) - \varphi(s_0)$ geht sofort $|\varphi'(s'_0) - \varphi(s_0)| \ll c^2 B s$ hervor, so daß $K \approx c^2 B s$ gesetzt werden kann. Diese Vernachlässigung hat aber für die Energievariationen unmittelbar $|\delta_1 E - \delta' E| \ll |\delta E|$ und somit

$$(\delta_1 E - \delta' E - \delta E)(E + \delta_1 E - \delta' E - \delta E)^{-1} \approx -\delta E(E - \delta E)^{-1} \text{ oder}$$

$$K \approx -c^2 \delta E(E - \delta E)^{-1} \text{ zur Folge, was im Vergleich}$$

$-\delta E(E - \delta E)^{-1} \approx B s$ ergibt. δE des in C' emittierten Photons $E = h\nu = c \frac{h}{\lambda}$ hängt also allein von den Eigenschaften $B = B_C$ des Empfangssystems C ab. Für die Energievariation folgt, wenn $z\lambda = \delta\lambda$ gesetzt wird $\delta E = ch\delta(1/\lambda) = -h\nu z_C = -E z_C$, wobei sich die Indizierung C auf das Empfangssystem C bezieht. Für die Linienverschiebung gilt also nach Einsetzen von δE die Beziehung $z_C(1 + z_C)^{-1} \approx B_C s$ mit

$$2c^2 Q^2 B_C = e\gamma M_0. \text{ Die Systemkonstante } B_C > 0 \text{ bedingt offenbar}$$

$z_C = B_C s(1 - B_C s)^{-1} > 0$, also auch $\delta\lambda > 0$, so daß die durch $g > 0$ bedingte Linienverschiebung eines Photons aus $s \gg Q$ nur eine Rotverschiebung sein kann. z_C bezieht sich jedoch nur auf das Massensystem C der Masse M_C . Wegen der anfangs gemachten Latenzforderung für

$g > 0$ müssen jedoch sämtliche Massen wirksam sein, welche außerhalb C in einem Zylindervolumen liegen, in dessen Achse das beobachtete Photon läuft, und dessen Querschnitt mit dem attraktiven Wirkungsquerschnitt πq^2 des Systems C identisch ist, wobei der Mittelpunkt dieses Zylinders mit dem Gravitationszentrum von C zusammenfällt, so daß sich die Zylinderhöhe y in die beiden Halbräume oberhalb und unterhalb des Querschnittes πq^2 erstreckt. Für das gesamte Zylindervolumen gilt dann $V_w = 2\pi q^2 y$ derart, daß die gesamte in V_w enthaltene Masse $M_0'' \gg M_C$ im Sinne $\delta\lambda > 0$ wirkt. Mit $2c^2 q^2 B = e\gamma M_0''$, also $B \gg B_C$ folgt dann für die gesamte Rotverschiebung $z \approx Bs(1 - Bs)^{-1}$, worin nun noch M_0'' zu bestimmen ist. Diese Beziehung $z(s)$ ist aber die von S. BELLERT im Jahr 1969 vorgeschlagene (jedoch nicht aus einer umfassenden Theorie hergeleitete) Formel für die Rotverschiebung⁽⁵⁾, die, wie S. BELLERT zeigte, mit den astrophysikalischen Beobachtungen hinsichtlich der Rotverschiebung und der Galaxienverteilung verträglich ist. Es sei σ die Massendichte im physischen R_3 , so daß sich für irgendeine Masse $M = \sigma V$ in einem hinreichend großen R_3 -Volumen V ergibt. Dies bedeutet aber für die wirksame Masse $M_0'' = \sigma V_w = 2\pi q^2 \sigma y$, worin y eine Maximaldistanz $s_{\max} = y$ ist. Nach $z \approx Bs(1 - Bs)^{-1}$ ist aber eine solche Maximaldistanz durch $1 - By = 0$ gegeben, weil für $s = y$ die Rotverschiebung zu $z \rightarrow \infty$ divergiert, so daß y eine optische Grenze ist. Einsetzen von

$$y = \frac{1}{B} \text{ und } M_0'' \text{ in } B \text{ liefert dann } cB = \sqrt{\pi e \gamma \sigma},$$

so daß nunmehr B quantitativ auf σ reduziert wurde. Dieser Sachverhalt einer durch Gleichung (11) bedingten Rotverschiebung wird zusammengefaßt in

$$\begin{aligned} z &\approx Bs(1 - Bs)^{-1} > 0, & cB &= \sqrt{\pi e \gamma \sigma}, & s &\gg q, \\ \gamma m^3 q &= h^2, & z\lambda &= \delta\lambda \end{aligned} \quad (45).$$

(5) S. BELLERT: Zeitschr. für Astrophys. 3 (1969) 2, S. 268

Nunmehr kommt es darauf an, die Konstante B zu interpretieren. Im Fall hinreichend kleiner Distanzen $s > \varrho$ sei $Bs \ll 1$, so daß für z die Linearität $z \approx Bs$ gilt. Wird nun z in der nach (41a) nicht zulässigen Form durch eine radiale Fluchtbewegung v der kosmischen Objekte im R_3 interpretiert, dann gilt $cz = v$, also $v \approx cBs$, was mit der empirischen Beziehung $v \approx Hs$ verglichen $H \approx cB$ liefert, was aber eine durch

$$H \approx \sqrt{\pi e \gamma \sigma} \quad (45a)$$

ausgedrückte Darstellung der Konstante H ist, durch welche empirisch die dispersionsfreie Rotverschiebung aller Spektrallinien dargestellt wird. B ist also ebenfalls als eine derartige Konstante der Rotverschiebung aufzufassen, welche auf die Beziehung (11) zurückgeht. Tatsächlich ist die zur Interpretation (45a) führende Linearität nur die Approximation von (45), woraus hervorgeht, daß es im Bereich $s \gg \varrho$ eine Grenze $s = y$ geben muß, für welche wegen $1 - By = 0$ die Rotverschiebung $z \rightarrow +\infty$ eine optische Wahrnehmbarkeitsgrenze photonischer Signale hinsichtlich $S(s_0)$ in C setzt. $s' > y$ hätte wegen $Bs' > 1$ eine Blauverschiebung $z < 0$ zur Folge, welche aber hinsichtlich S irrelevant bleibt, weil $s' \rightarrow y$ auch $z \rightarrow -\infty$ zur Folge haben müßte, was dann in $z \rightarrow +\infty$ umspringt, so daß eine räumliche Schranke optischer Signale bestimmt durch $1 - By = 0$, also

$$y \sqrt{\pi e \gamma \sigma} \approx c \quad (46)$$

in bezug auf den Beobachtungsort $S(C)$ im R_3 vorliegt. Das gravitative Strukturfeld, verursacht durch $\sigma > 0$, bedingt also neben $B > 0$ eine Aufteilung des R_3 in optische Raumsegmente vom Radius $y < \infty$. Erst für $\sigma \rightarrow 0$ würde $B = 0$ und $y \rightarrow \infty$, wenn für den R_3 auch $D \rightarrow \infty$ divergent wäre. Aus (46) folgt numerisch, daß selbst für einen stark unterschätzten σ -Wert im Vergleich mit (37b) immer $2y \ll D$ bleibt, und andererseits photonische Signale nur aus $s < y$ empfangen werden können. Nach

$$s < y, \quad 2y \ll D \quad (46a)$$

wird also der physische R_3 vom Durchmesser $D < \infty$ durch das gravitative Strukturfeld $\sigma > 0$ in eine große Zahl relativer optischer Raumsegmente aufgeteilt, wobei sich $2y \ll D$ und $s < y$ stets auf den relativen Beobachtungsort im R_3 bezieht. Schließlich wird die Infrastruktur eines solchen optischen Raumsegmentes durch die attraktiven Wirkungsradien ϱ der makromaren Massensysteme bestimmt, derart, daß $z > 0$ nur für $s > \varrho$, aber für $s \leq \varrho$ stets $z = 0$ für den statischen z -Anteil gilt, was aber nur für $\sigma = 0$ außerhalb des Systems C gilt. Diese theoretischen «Vakuolen der Rotverschiebung» werden demnach ausgedrückt durch

$$\begin{aligned} s \leq \varrho, & \quad z = 0, & \quad \varrho < s < y, & \quad z > 0, \\ s \rightarrow y, & \quad z \rightarrow +\infty \end{aligned} \quad (46b),$$

wodurch auch die Natur des Radius y eines solchen Raumsegmentes zum Ausdruck gebracht und die Natur von (45) gut demonstriert wird.

Ein Argument gegen diese statische Beschreibung wäre die Möglichkeit, daß die hypothetische Latenzforderung für $g > 0$ in $r > \varrho$ nicht erfüllt wird, so daß ein dynamisches Modell gegeben ist. In diesem Fall müßte $g > 0$ eine Radialbewegung

$v = \frac{dr}{dt}$ der Systeme zueinander verursachen. Es gilt dann

$$dv = gdt = \frac{g}{v} dr = \frac{d\varphi}{v} \quad \text{oder} \quad dv^2 = 2d\varphi. \quad \text{Längs } \varrho \leq r \leq s$$

integriert liefert dies $v^2 - v^2(\varrho) = 2\varphi(s) - 2\varphi(\varrho) = 2\varphi(s)$ wegen $\varphi(\varrho) = 0$. Ohne Einschränkung der Allgemeinheit kann für den Anfangswert $v(\varrho) \ll v$ gesetzt werden, so daß mit $v^2 = 2\varphi(s)$ zu rechnen ist. Es ist $2s\varphi = \gamma M_0 \left(1 - \frac{s}{\varrho}\right)^2 (2 - q)e^q$ und hierin kann für

$s \gg \varrho$ immer $q \approx 1$, also $v^2 = \frac{e\gamma M_0}{\varrho^2} s$ gesetzt werden. Wegen der fehlenden Latenzforderung gilt hier für das $M_0 = \sigma V_w$ bestimmende

Zylindervolumen $V_w = \pi q^2 s$, also $v^2 = \pi e \gamma \sigma s^2$ oder $v = Hs$. Diese Radialbewegung muß aber einen Doppler-Effekt verursachen, der eine spektrale Rotverschiebung $z = \frac{v}{c} > 0$ bewirkt, weil v wegen $g > 0$ nur als radiale Fluchtbewegung erscheinen kann. Einsetzen liefert also $z = Bs$ und $v = cBs$. Schließlich wird $s_{\max} = y < \infty$ bei $v = c$ erreicht, derart, daß dieses dynamische Modell in seinem Aussagewert nicht über das statische Modell hinausgeht, sondern von diesem hinsichtlich seiner Aussagen impliziert wird, weil $z = Bs$ für $Bs \ll 1$ aus $z = Bs(1 - Bs)^{-1}$ approximativ hervorgeht. In $v = cBs$ wird $s = y$ nur für $v = c$ erreicht. Empirisch werden aber alle Spiralnebelsysteme durch die Hermetriestruktur c und d bestimmt, deren Ponderabilität aber $v = c$ in y zu einem Widerspruch hinsichtlich $\hat{A}_-$ und auch $\hat{C}$ werden läßt. Andererseits muß aber $y < \infty$ sein, weil nur auf diese Weise die empirische Helligkeitsdifferenz zwischen Tag- und Nachthimmel verständlich wird. Dieser Widerspruch hinsichtlich der Invarianznotwendigkeit gegen $\hat{C}$ (als Lorentzmatrix im R_6) bedeutet, daß zur Beschreibung von $H \gg A$ als Lösung des kosmologischen Paradoxons nur das statische Bild optischer Raumsegmente in Betracht kommt. Das kosmologische Paradoxon, welches durch die Beziehung (41a) formuliert wurde, und damit das Problem der H -Konstante aufwarf, konnte also durch die Beziehungen (45) bis (46b) über die Gleichung (11) zu einer einfachen Beschreibung der makromaren gravitativ bedingten R_3 -Struktur führen. Eine quantitative Untersuchung hinsichtlich H und y wird erst dann möglich, wenn es gelingt, σ mindestens im beobachtbaren optischen Raumsegment des R_3 eindeutig zu ermitteln. Dem Autor lagen vier empirische etwas differierende σ -Werte in $[Kgm^{-3}]$ vor, nämlich $\sigma_1 = 3 \cdot 10^{-28}$ (aus Zählungen von Galaxiengruppen wie ABELL Clusters und aus Galaxienzählungen), sowie $\sigma_2 = 10^{-26}$ (aus Zählungen im Coma-Haufen), ferner $\sigma_3 = 2 \cdot 10^{-26}$ (aus Zählungen der lokalen Gruppen) und $\sigma_4 = 1,5 \cdot 10^{-25}$. Dieser letzte Wert σ_4 soll nicht weiter diskutiert werden, weil er nach J. HEIDMANN unrealistisch ist.⁽⁶⁾ Die sich hieraus ergebenden H -Werte in $[s^{-1}]$ sind $H_1 = 0,4203 \cdot 10^{-18}$, sowie $H_2 = 2,3872 \cdot 10^{-18}$ und $H_3 = 3,376 \cdot 10^{-18}$

(6) J. HEIDMANN: Relativistic Cosmology. - Berlin, New York: Springer 1980, S. 37

nach (45a). Werden diese H -Werte in die geläufigere Dimensionierung $[Kms^{-1}Mpc^{-1}]$ umgerechnet, dann zeigt sich, daß eine gute Übereinstimmung mit dem von J. HEIDMANN im Jahr 1980 angegebenen empirischen Werten von $H = (80 \pm 21)[Kms^{-1}Mpc^{-1}]$ besteht. Für die zugehörigen Radien der optischen Raumsegmente y in Lichtjahren ergibt sich

$y_1 = 75,4456 \cdot 10^9$, sowie $y_2 = 13,2833 \cdot 10^9$, und $y_3 = 9,3927 \cdot 10^9$ nach (46). Diese Daten zeigen, daß (45) auf der Basis (11) die beobachtete Rotverschiebung⁽⁷⁾ verhältnismäßig gut ohne die Spekulation eines mit $v = Hs$ expandierenden R_3 wiedergibt. Auch muß $y = R_H$ nach diesen Daten als Hubble-Radius interpretiert werden, der also keineswegs mit dem Radius des R_3 identisch erscheint, sondern nur der Radius eines «optischen Universums» ist, derart, daß photonische Signale nur aus Bereichen $s < y = R_H$ empfangen werden können. Für den Durchmesser D des Universums, also den Definitionsbereich des R_3 gilt $D \gg 2R_H$. Da sich diese optischen Raumsegmente $2y \ll D < \infty$ wegen $\sigma > 0$ immer nur auf den Beobachtungspunkt beziehen, also relativer Natur sind, müssen sie sich bei einem Standortwechsel des Beobachters verschieben. Auch kann eine große Anzahl solcher relativer optischer Universen im R_3 mit $D < \infty$ existent sein.

Aus der Herleitung der Beziehung (45) wird sofort deutlich, daß z in gewisser Hinsicht richtungsabhängig ist, wobei diese Abhängigkeit durch die spezifische Struktur des σ -Feldes längs der Visierlinie der Beobachtung bedingt wird. Nur im Fall einer völligen σ -Isotropie im R_3 wäre z richtungsunabhängig, jedoch dürfte diese Bedingung kaum erfüllt sein. Im allgemeinen dürften jedoch die Anisotropien des σ -Feldes so geringfügig sein, daß eine hierdurch bedingte richtungsabhängige z -Anomalie unter der spektroskopischen Meßbarkeitsgrenze liegt. Es ist aber nicht auszuschließen, daß derartige Anisotropien eine deutlich meßbare z -Anomalie verursachen. Tatsächlich werden solche Anomalien der Rotverschiebung beobachtet, die mit der spekulativen Interpretation $v = Hs$ der Linienverschiebung $z > 0$ extragalaktischer

(7) H. ARP: Astrophysical Letters (1971) 7, S. 221; Astrophys. Journal (1971) 220, S. 401

Spiralnebselspektren nicht verstanden werden können.^(8,9,10) Selbst wenn man unterstellt, daß $v = Hs$ auf die nicht als latent angenommene Auswirkung von $g > 0$ in $r > \varrho$ zurückgeht, ergibt sich ein Widerspruch zur Beobachtung. In diesem mit (11) verträglichen Bild müßte die zur Veranschaulichung erwähnten mehr metaphorischen «Vakuolen» der Rotverschiebung in $r < \varrho$ wirklich beobachtbar sein, wogegen im Bilde der latenten Beschleunigung $g > 0$ nach (11) das gesamte σ -Feld im R_3 vor dem Photon im Sinne $z > 0$ wirkt, so daß im Fall einer latenten Beschleunigung $g > 0$ (was zu (45) führte), eine solche Vakuole der Rotverschiebung nicht beobachtbar sein kann. Da die vom Andromedanebel emittierten Photonen im Bereich $r < \varrho$ abgestrahlt werden, weil dieser Andromedanebel innerhalb einer solchen Vakuole liegt, dürften die Linien seines Spektrums keine Rotverschiebung aufweisen, wenn $v = Hs$ (verursacht durch $g > 0$) richtig wäre. Tatsächlich zeigen jedoch auch diese Spektrallinien eine Rotverschiebung, so daß hierdurch die Forderung der latenten Beschleunigung $g > 0$ in $r > \varrho$ eine empirische Begründung findet. Vakuolen der Rotverschiebung werden sich dagegen für die stellaren infragalaktischen Objekte ergeben, jedoch nicht weil hier grundsätzlich $z = 0$ wäre, sondern deshalb, weil in (45) die Distanzen s so gering sind, daß der adäquate z -Wert spektroskopisch nicht feststellbar ist, und weil darüber hinaus diese Rotverschiebung wegen der geringen infragalaktischen Distanzen durch $g < 0$ kompensiert werden kann.^(11,12) Unterstellt man dennoch das Bild der R_3 -Expansion $v = Hs$, dann wird anscheinend eine Aussage über die Kosmogonie der Materie möglich; denn dann müßte die Expansionsbewegung v vor $t_x > 10^{10}$ Jahren in einer Urexplosion als Folge einer Singularität ihren Anfang genommen haben. Für dieses Bild spricht einerseits die Existenz einer nahezu isotropen elektro-

(8) Derselbe ebenda

(9) G. B. FIELD / H. ARP / J. N. BAHCALL: The Redshift Controversy. - London: Benjamin 1973

(10) T. JAAKOLA / M. MOLES / J. P. VIGIER / J. C. PECKER / W. YOURGAU: Foundation of Physics 5 (1975) 2, S. 257

(11) G. DE VAUCOULEUR: Astrophysical Journal 205 (1976) S. 13 ff.

(12) E. SCHÜCKING: Zeitschrift für Physik 137 (1954) S. 595 ff.

magnetischen $3K$ -Hintergrundstrahlung im gegenwärtigen R_3 und andererseits die Tatsache, daß es auch noch gegenwärtig schwere radioaktive Nuklide gibt. Diese beiden Argumente sind jedoch nicht eindeutig, weil die $3K$ -Strahlung keineswegs völlig isotrop, und auch anders erklärbar ist als ein «Echo» der hypothetischen Urexplosion,^(13 bis 16) wogegen das zweite Argument insofern nicht notwendig für diese Urexplosion spricht, als über die Entstehung schwerer Elemente zu wenig bekannt ist. Nach neuesten Messungen scheint die beobachtete Energieverteilung auch in signifikanter Weise von derjenigen der Planckfunktion eines schwarzen Körpers abzuweichen,⁽¹⁷⁾ so daß die Hypothese einer einfachen Urexplosion ohnehin einer Revision unterworfen werden muß, sofern derartige Beobachtungen bestätigt werden könnten.

Unterstellt man hingegen, daß mit den Beziehugen (45) bis (46a) das kosmologische Paradoxon (41a) gelöst wurde, dann besteht die Möglichkeit, auf der Basis (37) eine Kosmogonie des R_3 zu versuchen.

(13) S. WEINBERG: Gravitation and Cosmology. - New York, London, Toronto: John Wiley 1972, S. 526 – 528

(14) R. J. GOULD: Astrophysical Journal 196 (1975) S. 689 – 694

(15) F. HOYLE: Astrophysical Journal 196 (1975) S. 661 – 670

(16) M. SURDIN: Found. Phys. 8 (1978) S. 341

(17) D. P. WOODY / P. L. RICHARDSON: Physical Review Letters 42 (1979) S. 925

5. Kosmogonie

Unter Verwendung von (41) kann festgestellt werden, daß in allen R_3 -Streckenräumen, die früher liegen als der gegenwärtige R_3 , stets $D(t_N) < D(t_{N-1})$ gilt, wenn t_N früher ist als t_{N-1} . Mit fortschreitendem N gelangt man in immer frühere Bereiche des R_4 , wobei sämtliche Flächen als R_2 -Unterräume des R_3 dem Prinzip (15a) genügen müssen. Wenn aber D abfällt, dann steigt nach (41) der Betrag von τ unter Wahrung von (15a). Nach einer Zahl von $N = J < \infty$ Schritten in die Vergangenheit wäre schließlich $D(t_J)$ so beschaffen, daß ein Element τ_J den R_3 umschließt. Da aber τ nie unterschritten werden kann, wäre bei $N = J$ eine Schranke der Vergangenheit gesetzt, derart, daß $t_J = 0$ als zeitlicher Ursprung mit $D(t_J) = D_0$ des R_3 in diesem Ursprung gesetzt werden darf, wofür $D_0 > 0$ nach (43) angenommen werden muß. Der zeitliche Ursprung des R_3 lag also bei $t = 0$ der kosmologischen Zeitskala, so daß die Vergangenheit des R_3 im Zeitintervall $0 \leq t < T$ liegt, wenn T das gegenwärtige Weltalter (bezogen auf den momentanen R_3) bedeutet. Entsprechend sei $\tau_J = \tau_0$ das Metron bei $t = 0$, so daß τ_0 den Ursprung als Anfangsereignis des R_4 dadurch charakterisiert, daß nur ein Element τ_0 den ganzen R_3 bei $t = 0$ im Zustand $D_0 < D$ umschließt.

Da andererseits die Kugelfläche von allen Raumflächen bei minimalem Flächeninhalt ein Volumenmaximum umschließt, kann $\tau_0 = \pi D_0^2$ für den Weltanfang geschrieben werden. Im Weltanfang existiert deshalb nur ein Metron, so daß allein exakte metronische Beziehungen zur weiteren Analyse dieses Weltanfangs verwendet werden können. Auf keinen Fall kann also zur Beschreibung des Weltanfangs die Approximation (37b) benutzt werden, die nur Aufschluß über den Trend des Verlaufs $D(\tau) \gg D_0$ geben kann. Die exakte Form (37) dagegen käme in Betracht, wenn (37) auch für einzelne Metronen gilt. Hierbei ist zu berücksichtigen, daß (37) im wesentlichen auf die Lösung (27) des Weltselektors zurückgeht. Tatsächlich ist Gleichung (27) eine solche

Beziehung; denn die Spektralfunktion ergab sich aus dem Eigenwertproblem der im zweiten Bereich approximierten Partiallösung des Hermetrieproblems. Dabei konnte gezeigt werden, daß dieses Eigenwertspektrum mit demjenigen der exakten Partiallösung identisch ist. Gleichung (37) gilt also auch im Bereich einzelner Metronen. Schließlich wurde noch $Imq = 0$ aus $rqe^{-q} \sim (1 - r/\varrho)^2$ und das Theorem zweidimensionaler Metronen nach (30) 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 (37) ist also eine universell gültige kosmische Beziehung, welche auch im Weltanfang Gültigkeit hat. Einsetzen von $\tau_0 = \pi D_0^2$ in diese Beziehung für $t = 0$ liefert dann

$$1 = f_{(0)} \cdot \sqrt{3 \frac{\pi}{2}} \cdot \left(\frac{1}{4} \sqrt{\frac{3}{2\pi}} f_{(0)}^3 - 1 \right)^2 = \pi^3 \sqrt{6/\pi} \cdot \eta^2 (\eta^6 - 1)^2 = \\ = \pi^3 \sqrt{6/\pi} \cdot (\eta^7 - \eta)^2 \text{ oder } \eta^7 - \eta = \pm a, \text{ wenn die Substitutionen}$$

$$2\eta^2 = f_{(0)} \sqrt[6]{6/\pi} \text{ und } a\sqrt{\pi} = \sqrt[6]{\pi/6} \text{ verwendet werden. Hierin gilt}$$

$$f_{(0)} \cdot (eD_0^2 \cdot (E\sqrt{\pi})^{-1} - 1)^{1/2} = \sqrt[4]{eD_0^2 (E\sqrt{\pi})^{-1}}, \text{ weil die Substitution}$$

$\tau_0 = \pi D_0^2$ und $D(o) = D_0$ auch in $f(D, \tau)$ der Gleichung (37) zu erfolgen hat. Mithin ist D_0 des Weltanfangs implizit in der Bestimmungsgleichung

$$\eta^7 - \eta = \pm a, \quad 2\eta^2 = f_{(0)} \sqrt[6]{6/\pi}, \quad a\sqrt{\pi} = \sqrt[6]{\pi/6}, \\ f_{(0)} (eD_0^2 (E\sqrt{\pi})^{-1} - 1)^{1/2} = \sqrt[4]{eD_0^2 (E\sqrt{\pi})^{-1}} \quad (47)$$

enthalten. Eine elementare Lösung dieser zweideutigen Gleichung siebenten Grades existiert nicht, doch besteht die Möglichkeit der Interpolation. Da immer $D_0 > 0$ mit $ImD_0 = 0$ sein muß, kommen nur positive reelle Lösungen in Betracht. Stets kann $\eta^7 - \eta \mp a = 0$ als Ordinatennullstelle $y(\eta) = 0$ der ebenen Kurve $y(x) = x^7 - x \mp a$ aufgefaßt

werden. Wird $y = x^7 - x + a$ im Gegensatz zu $y = x^7 - x - a$ gesetzt, dann wird evident, daß y durch eine einfache Drehung der Koordinatenebene (x, y) um π wegen $\cos \pi = -1$ in $y(x)$ der Koordinatenebene (x, y) übergeht, so daß nur noch der positive Zweig $\eta^7 - \eta = a > 0$ und damit $y = x^7 - x - a$ untersucht zu werden braucht. Wegen $a > 0$ liegen die drei Punkte $x = \pm 1$ und $x = 0$ auf einer Parallelen zur Abszisse, nämlich $y(\pm 1) = y(0) = -a < 0$, wogegen im Bereich $-1 > x > -\infty$ der Verlauf stetig im Intervall $|-a| < |y| < |-\infty|$ ist. Ganz analog gilt für $1 < x < +\infty$ das offene Intervall $-a < y < +\infty$. Die Extrema werden beschrieben durch

$$\frac{dy}{dx} = 7x^6 - 1 = 0, \text{ also } x_e = \pm \sqrt[6]{1/7}. \text{ Nach } \frac{d^2y}{dx^2} = 42x^5 \text{ beschreibt}$$

$x_e = -\sqrt[6]{1/7} = x_{\max}$ und $x_e = +\sqrt[6]{1/7} = x_{\min}$, während der Wendepunkt bei $x_w = 0$ liegt. Für die zugehörigen Ordinaten folgt

$$y_{\max} = (1 - 1/7) \sqrt[6]{1/7} - a > 0, \text{ aber } y_w = -a \text{ und}$$

$y_{\min} = -(1 - 1/7) \sqrt[6]{1/7} - a < -a < 0$. Hieraus folgt, daß $y(x)$ aus $-\infty$ kommt, den Punkt $y(-1) = -a$ in $x = -1$ durchläuft, die Abszisse in $-1 < x < 0$ zur Erreichung des positiven Maximums zweimal schneidet, um über den Wendepunkt $y_w = -a$ in $x_w = 0$ in das Minimum zurückzulaufen, um anschließend über $y(+1) = -a$ nach $+\infty$ anzusteigen, wobei wiederum die Abszisse in $x_+ > +1$ mit $y(x_+) = 0$ geschnitten wird. $y(x)$ hat also drei reelle Nullstellen, von denen zwei in $x < 0$ liegen. Gleichung (47) hat also unabhängig von der Zweideutigkeit in jedem Fall, da die beiden Zweige spiegelsymmetrisch sind, drei reelle Lösungen $-1 < \eta_1 < -\sqrt[6]{1/7} < \eta_2 < 0$ und $\eta_3 > +1$, welche durch eine Interpolation abgeschätzt werden können. Da Gleichung (47) eine algebraische Gleichung 7. Grades ist, müssen sieben Lösungen existieren. Nach der Definition ist aber

$f_{(0)} = 2 \sqrt[6]{\frac{\pi}{6}} \eta^2 > 0$, weil $f_{(0)}$ die reellen positiven Terme der Spektralfunktion (27) bestimmt, so daß $\eta^2 > 0$ gefordert werden muß, woraus

folgt, daß die imaginären Lösungen der Gleichung (47) von der Untersuchung auszuschließen sind, während die graphisch ermittelten Nullstellen η_1 , η_2 und η_3 als reelle Lösungen von (47) relevant sind.

Aus den numerisch ermittelbaren Beträgen dieser drei reellen Lösungen kann D_0 ermittelt werden. Hierbei stellt sich heraus, daß für jede der $1 \leq j \leq 3$ reelle Lösungen η_j ein anderer D_0 -Wert d_j existiert, und zwar in der Folge $D_2 > D_1 > D_3$. Das Ursprungsereignis des R_4 mit $t = 0$ und $R_3(D_0)$ ist also durch drei konzentrische monometronische Sphären charakterisiert, wobei die größte dieser Sphären $D_2 = D_p$ als **Protosphäre** dieses Protouniversums umschließt, derart, daß diese Protosphäre D_p bei ihrer Aktualisierung die Initiation der kosmischen Bewegung bedingt. Der monometronischen Sphäre D_3 mit dem kleinsten Durchmesser kommt offensichtlich in bezug auf die Aktualisierung des R_3 eine grundlegende aber unbekannte Bedeutung zu, so daß diese monometronische Sphäre D_3 als **Fundamentalsphäre** $D_f = D_3$ bezeichnet werden soll. Entsprechend werde die zwischen diesen beiden konzentrischen Sphären liegende Lösung D_1 als **Mesosphäre** $D_1 = D_m$ bezeichnet. Das Protouniversum im Weltenursprung wird also durch eine **kosmogonische Sphärentrinität** aus den drei konzentrischen monometronischen Sphären mit den Durchmessern

$$D_f(t=0) < D_m(t=0) < D_p(t=0) \quad (48)$$

strukturiert, deren numerische Werte in $[m]$ als reelle Lösungen von (47) durch

$$D_f = 0,90991797, D_m = 1,06425810, D_p = 3,70121163 \quad (48a)$$

gegeben sind, wobei der Begriff kosmogonisch sich auf das initiale Ursprungsereignis $t = 0$ des R_4 bezieht. Ursprung und Bedeutung der Sphärentrinität sind offensichtlich mit den vorliegenden Methoden nicht zugänglich.

Es kann lediglich festgestellt werden, daß D_f und D_m in irgendeiner Weise das Protouniversum strukturieren, wodurch wiederum irgendwie die kosmische Bewegung initiiert und die Weltstruktur an sich festgelegt wird.

Wenn sich aber der R_3 im Verlauf der kosmischen Bewegung aus diesem Anfangszustand heraus gemäß $D(t) > D_0$ 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 $D_e \rightarrow \infty$ oder $D_e < \infty$. Im Fall $D_e \rightarrow \infty$ wäre $\tau_e = 0$ und damit $\gamma_e = 0$, sowie $h_e = 0$ und $\mu_{(e)0} = 0$, aber $\varepsilon_{(e)0} \rightarrow \infty$, wogegen μ , κ und ϑ als Elementarkonstanten jeder Kondensation erhalten bleiben. $\vartheta > 0$ im Finalzustand $D_e \rightarrow \infty$ bedeutet aber ebenso einen Widerspruch in sich selbst, wie das Vorhandensein von Elementarladungen $\kappa > 0$ ohne eine untere Grenze des Massenspektrums (27), die mit $\tau_e = 0$ ebenfalls verschwindet, wogegen die obere Grenze $\mu \sqrt[4]{2}$ erhalten bleibt, aber wegen $\gamma_e = 0$ kein Gravitationsfeld erregt. Auch müssen die tieferen Terme der Spektralfunktion als Massenquanten weiter bestehen, obwohl $h_e = 0$ ist. Schließlich wäre noch $\omega_e = c_e = 0$, 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 $D_e \rightarrow \infty$ verschwindenden Krümmung exakt gelten. Diese logischen Widersprüche entfallen dagegen, wenn $D_e < \infty$ angenommen wird. Eine solche Annahme hätte zur Folge, daß $D(t)$ mit $A > 0$ bis zu einem Maximalwert $D_{\max} = A < \infty$ anwächst, aber nach Erreichung $D \rightarrow A$ in $A < 0$ umschlägt, wenn $D_e < \infty$ für das eschatologische Endzeituniversum gilt. Die sich aus $D_e \rightarrow \infty$ ergebenden logischen Widersprüche werden also mit $D_0 \leq D(t) \leq A < \infty$ mit $A \geq 0$ und $\dot{t} \leq 0$, aber $A > D(t) \geq D_e > 0$ als kontraktiver Anschluß $A < 0$ und $\dot{t} > 0$ vermieden. Die kosmische Bewegung setzt sich also aus zwei Halbphasen, nämlich $A > 0$ mit $\dot{t} < 0$ und $A < 0$ mit $\dot{t} > 0$ zusammen, die durch $A = 0$ und $\dot{t} = 0$ bei $D_{\max} = A < \infty$ getrennt sind. Dies bedeutet aber, daß sich der vorangehenden Phase der kosmogonischen Expansion in einem späteren Weltalter eine Kontraktion anschließt und diese Kon-

traktion kann, wiederum aufgrund der metronischen Struktur nur bis $D_e = D_0$ gehen, wodurch dann der Finalzustand als Endzeituniversum erreicht wird. Da Gleichung (47) zweideutig ist, und der positive Zweig zur Sphärentrinität des Weltanfangs $(D_{(0)f}, D_{(0)m}, D_{(0)p}) = D_{fmp}$ 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 (–) das Finalstadium der kosmischen Bewegung. Bedeutet $A \xrightarrow[z]{u} B$, daß der Zustand A durch den Prozeß u der Eigenschaft z zeitlich in den Zustand B übergeht, und kennzeichnen die Indizierungen x und y die unbekannten 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

$$D_{fmp}^{xy+} \xrightarrow[\cos \alpha_4 > 0]{D(R_3^+)} D_{fmp}^{yx-}, \text{ wobei zweifellos die Transposition der Semantik in der Endzeittrinität bezogen auf den Weltanfang mit der durch}$$

$\cos \alpha_4 > 0$ ausgedrückten Orientierung der kosmischen Bewegung in der Raumzeit R_4^+ zusammenhängt. Da für die Antiwelt R_4^- mit ihren Antipararäumen R_3^- die kosmische Bewegung durch $\cos \alpha_4 < 0$ orientiert wird, müßte eine kosmische Bewegung der Antiwelt exakt spiegelsymmetrisch zu derjenigen der Raumzeit sein, derart, daß die Endzeittrinität der Raumzeit mit der Sphärentrinität eines Weltanfangs im R_4^- und das Endzeituniversum des R_4^- mit dem Protouniversum der Raumzeit identisch werden muß. Da die Sphärentrinitäten des Proto- und Endzeituniversums wegen der Zweideutigkeit von (47) als spiegelsymmetrische Strukturen den R_4^+ zeitlich definitiv begrenzen und existieren müssen, kann geschlossen werden, daß auch die Antiwelt R_4^- als spiegelsymmetrische Struktur existiert. Die kosmischen Bewegungen verlaufen wegen $\cos \alpha_4 > 0$ im R_4^+ und $\cos \alpha_4 < 0$ im R_4^- antiparallel,

was durch die Spiegelsymmetrie der zeitlich semantischen Tektonik beider Raumzeitstrukturen zum Ausdruck kommt. Die vertiefte Auffassung der durch (5a) beschriebenen semantischen Sonderstellung der Zeitdimension innerhalb der Weltarchitektur liegt also in der zeitlich strukturierten Tektonik der Raumzeit und der Antiwelt mit antiparalleler kosmischer Bewegung. Die Sphärentrinitäten des Proto- und Endzeituniversums müssen auf jeden Fall als Grenzereignisse $T_1(0)$ und $T_2(t_e)$ dieser zeitlich strukturierten Architektur der Welttektonik der Raumzeitstrukturen $R_4^\pm$ aufgefaßt werden.

Für die kosmische Bewegung in der Raumzeit gilt also

$$T_1^+(D_{fmp}^{xy+}) \xrightarrow[\cos \alpha_4 > 0]{D(R_3^+)} T_2^+(D_{fmp}^{yx-}), \text{ wogegen im } R_4^- \text{ gemäß}$$

$$T_1^- \xrightarrow[\cos \alpha_4 < 0]{D(R_3^-)} T_2^- \text{ mit } T_1^- \equiv T_2^+ \text{ und } T_2^- \equiv T_1^+$$

die spiegelsymmetrische Tektonik (bezogen auf die jeweilige Zeitdimension) vorliegt. Die so definierten Raumzeitareale mit ihrer zeitlich strukturierten Welttektonik und den antiparallelen kosmischen Bewegungen werden also durch die kosmogonische Beziehung

$$\begin{aligned} T_1^+(D_{fmp}^{xy+}) &\xrightarrow[\cos \alpha_4 > 0]{D(R_3^+)} T_2^+(D_{fmp}^{yx-}) \equiv \\ &\equiv T_1^- \xrightarrow[\cos \alpha_4 < 0]{D(R_3^-)} T_2^- \equiv T_1^+ \end{aligned} \quad (49)$$

beschrieben, worin die raumzeitlichen Areale als R_4 -Unterräume in der entelechalen R_5 -Hyperfläche der äonischen Welt R_6 gegeben sind. Die R_4 -Grenzen sind unabhängig von ihrer Semantik eines Proto- oder Endzeituniversums stets die Sphärentrinität eines Weltursprungs. Da jedoch diese Sphärentrinität immer nur die R_3 -Projektion einer R_6 -Struktur ist, erscheint die Bezeichnung Weltenursprung sinnvoller, 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 eschatologischen Eigenschaft $0 < D_e < \infty$.

Die kosmische Bewegung (49) in R_4^+ oder R_4^- ist stets durch die beiden Halbphasen einer Expansion mit anschließender Kontraktion charakterisiert, welche durch die Maximalexpansion $\Lambda < \infty$ getrennt erscheinen. Auf diese Weise kann ein durch die Sphärentrinitäten (48) begrenztes Raumzeitareal durch diese Halbphasen gemäß

$$\begin{aligned} D_0 \leq D, \quad \Lambda > 0, \quad \dot{t} < 0, \quad D_{\max} = \Lambda < \infty, \\ \Lambda = 0, \quad \dot{t} = 0, \quad \Lambda > D \geq D_e > 0, \quad \Lambda < 0, \\ \dot{t} > 0 \end{aligned} \tag{49a}$$

beschrieben werden, wodurch (49) ergänzt wird. Es ist mit Sicherheit $D_e = D_0$ zu erwarten, wenn in der Kontraktionsphase die gleichen Strukturgesetze des R_4 gelten, wie in der Expansionsphase. Unter dieser Voraussetzung erweist sich also die **eschatologische Sphärentrinität** des Endzeituniversums als spiegelsymmetrisch zur kosmogonischen Sphärentrinität des Weltenursprungs.

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 (35a) 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 Durchmesser vergrößerung entsprechende Metronenverkleinerung nach (37), 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, daß auf das m -Metron bezogen, das p -Metron um ϑ später, und das f -Metron um ϑ früher liegt. Wegen $\vartheta > 0$ und der Unmöglichkeit ϑ 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 Intervalllänge $2\vartheta > 0$. Dieser nicht mehr singuläre Zwischenbereich trennt in jedem Punkt der kosmischen Bewegung die zweischaligen vierdimensionalen Hyperbelräume als Orte zukünftiger früher oder später liegender Ereignisse oder aber manifest vergangener älterer oder jüngerer Ereignisse.

Zwar wird nach den vorangegangenen Darlegungen eine Kosmogonie der Evolution des R_3 in einer zeitartigen kosmischen Bewegung transparent, doch ist $D(t)$ stets nur ein Maß des R_3 -Definitionsbereiches. Auf keinen Fall kann hingegen der Termin T_M einer Kosmogonie der Materie mit $t = 0$ in (48) oder (48a) zusammenfallen. Sehr wahrscheinlich scheint sich diese Kosmogonie materieller Elementarstrukturen in wesentlich später liegenden R_4 -Bereichen $T_M \gg 0$ vollzogen zu haben, wobei (bezogen auf den gegenwärtigen Zustand) durchaus um $T - T_M = t_x$ vor dem gegenwärtigen Weltalter T eine solche Kosmogonie der Materie sich katastrophenhaft im Sinne spekulativer Urexplosionen vollzogen haben kann. Allerdings wäre es nach diesem entwickelten Bilde wahrscheinlicher, daß nicht eine, sondern eine ganze Kette solcher Urexplosionen (wohl auch außerhalb des beobachtbaren optischen Universums) durch die Kosmogonie der Materie in irgendeinem Zeitintervall um T_M verursacht wurde. Über die

Natur einer solchen Kosmogonie der Materie kann vorerst überhaupt nichts ausgesagt werden, es sei denn, es würde eine eventuelle Internstruktur der vier Hermetrieformen aus IV. bekannt, wodurch möglicherweise die Frage nach einer Kosmogonie partiell beantwortet werden könnte. Spekulativ könnte vermutet werden, daß die, wie auch immer geartete Kosmogonie der Materie nach der unbekannten Zeit $T_M < T$ des gegenwärtigen Weltalters irgendwie mit dem Expansionszustand $D(T_M) \gg D_p$ und der pikophysikalischen R_3 -Struktur τ zusammenhängen mag, jedoch kann auch diese Frage noch nicht untersucht werden. Hingegen scheint es vernünftig zu sein, zunächst die durch (49) und (49a) beschriebene kosmische Bewegung hinsichtlich ihrer Grenzen zu betrachten und ihre durch (35a) und (48) bedingte Mikrostruktur im Hinblick auf das Hermetrieproblem zu analysieren.

6. Grenzen von Raum und Zeit

Eine allgemeine kosmologische Betrachtung des integralen R_4 in der R_6 -Welt setzt offensichtlich eine Untersuchung eventueller Grenzen dieses R_4 voraus. Nach Gleichung (37) befindet sich der R_3 im momentanen Weltalter T mit $\dot{D} > 0$ und $\dot{t} < 0$ in einem dynamischen Expansionszustand vom R_3 -Durchmesser $D = 2R$, wobei allerdings der Zeitverlauf $D(t)$ unbekannt ist.

Das durch Gleichung (37) aufgeworfene kosmologische Paradoxon wurde zwar hinsichtlich H durch die Beziehungen (45) bis (46a) statisch gelöst, derart, daß $DA = \dot{D}$ mit $D(\tau) = D(t)$ für die beobachtete Rotverschiebung H wegen $A \ll H$ nicht relevant ist. Empirisch wäre ein statisches Universum mit $\dot{D} = 0$ und ein unendlicher R_3 mit $D \rightarrow \infty$, also $A = 0$ mit (45) verträglich, doch gilt ${}^2\bar{g}(x_k)_1^6 \neq {}^2\bar{E}$ als Strukturfeld auch im R_3 , der durch den raumartigen Abschnitt des Strukturtenors (also die Tensorindizierungen von 1 bis 3) nichteuklidisch gekrümmt ist, was $D < \infty$ und die Grenzenlosigkeit erzwingt. Andererseits folgt für die Richtungswinkel der Weltlinientangenten im Fall $v = \dot{\epsilon} = \dot{\eta} = 0$ immer $\cos^2 \alpha_4 = 1$, aber $\cos \alpha_k = 0$ für alle $k \neq 4$, so daß die kosmische Bewegung des R_3 längs $x_4 = ict \perp R_3$ und im Fall $\dot{\epsilon}^2 + \dot{\eta}^2 = 0$ allgemein mit $w = c$ erfolgt. Dieser Befund zusammen mit der nichteuklidischen Weltstruktur legt ohnehin eine Untersuchung der Grenzen des raumzeitlichen Definitionsbereiches nahe.

Hinsichtlich des R_3 liefert die zweideutige Nullstellenbeziehung (47) der kosmologischen Fundamentalgleichung (37) wegen der Verknüpfung $D(\tau)$ durch reine Zahlen für den positiven Zweig die drei reellen Lösungen (48) einer kosmogonischen Sphärentrinität des initialen monometronischen Protouniversums zum absoluten kosmogonischen Zeitnullpunkt $t = 0$. Durch die Neuaktualisierungen der x_5 -Komponenten aus x_6 entfaltet sich während $0 \leq t \leq T$ der R_3 bis zum Momentanzustand $\dot{D} > 0$ mit $\dot{t} < 0$ expansiv. Diese R_3 -Entfaltung

kann jedoch nach (49a), also $D(t) \leq A = \text{const} < \infty$ nur noch im Intervall $T \leq t \leq T_A$ erfolgen, derart, daß die Grenze der expansiven kosmischen Bewegung des R_3 in x_4 bei $D(T_A) = A$ mit $\dot{D} = 0$ und $\dot{t} = 0$ erreicht wird. Da (47) zweideutig ist, liefert der negative Zweig ebenfalls 3 reelle Lösungen, welche eine zu (48) antisymmetrische (Sphärensemantik) eschatologische Sphärentrinität eines ebenfalls monometronischen Endzeituniversums beschreiben. Nach der Expansionsphase während $0 \leq t \leq T_A$ mit $T < T_A$ muß also in $t > T_A$ mit $\dot{D} < 0$ und $\dot{t} > 0$ eine Kontraktionsphase anschließen, welche sich während $T_A < t \leq \theta$ vollzieht und bei $t = \theta < \infty$ diese eschatologische Sphärentrinität erreicht. Der Momentanzustand des R_3 , also $D_T = D(T)$ kann mit den momentanen empirischen Naturkonstanten $\tau\omega c^2 = \pi\gamma\hbar$ aus der Fundamentalbeziehung (37) abgelesen werden.

Das Maß für $\dot{D} \neq 0$ ist A . Allgemein und integral (also auf den ganzen R_3 bezogen) gilt für die kosmische Bewegung $DA(T) = \dot{D}$, wogegen sich für einen lokalen R_3 -Bereich wegen $\hat{C}$ der pseudo-euklidischen R_6 -Konstruktion $D_L A_L = 2w$ mit dem Imaginärteil der Weltgeschwindigkeit $w^2 = c^2 + \dot{\varepsilon}^2 + \dot{\eta}^2$ aus $x_5 = i\varepsilon$ und $x_6 = i\eta$ ergibt. Hier wird $D_L A_L \neq DA$ unmittelbar evident, weil lokale R_3 -Strukturen als Folge ihrer Transkomponenten die verschiedensten Werte $\dot{\varepsilon}^2 + \dot{\eta}^2 \neq 0$ realisieren können. Existiert hingegen ein hinsichtlich der jeweiligen Welthyperebene $R_5 \perp x_4$ integraler Mittelwert $w_g^2 = c^2 + \dot{\varepsilon}_g^2 + \dot{\eta}_g^2$ mit nur einem möglichen Wert $\dot{\varepsilon}_g^2 + \dot{\eta}_g^2$, dann wird die Ungleichheit zur Gleichheit $DA = 2w_g$ oder $\dot{D} = 2w_g$. Diese Beziehung enthält den unbekannten Verlauf $D(t)$ in $\dot{\varepsilon}_g^2 + \dot{\eta}_g^2$, weil nach (39) die Abhängigkeit $c(D)$ bekannt ist.

Allgemein kann festgestellt werden, daß das physikalische Geschehen in empirisch observablen R_3 -Bereichen von Erhaltungsprinzipien bestimmt wird, welche zumindest im mikromaren Bereich teilweise durchbrochen werden können, weil der R_4 und erst recht der R_3 als Unterräume des R_6 aufzufassen sind. Im R_6 hingegen muß es allgemein exakt gültige Erhaltungsprinzipien geben, die als unmittelbarer Ausdruck der Weltstruktur erscheinen und allgemeine integrale R_6 -Symmetrien kennzeichnen. Ein im R_6 unabdingbar gültiges Erhal-

tungsprinzip folgt aus der Beziehung $L; \overline{\square} = {}^4\overline{0}$ als Quellenfreiheit $\overline{\text{DIV}}_6 {}^2\overline{T} = \overline{0}$ des kanonischen Energiedichtetensors, die aber wegen ${}^2\overline{T} = {}^2\overline{T}^\times$ die Quellenfreiheit des Drehimpulses $\overline{\text{DIV}}_6 {}^3\overline{M} = {}^2\overline{0}$ impliziert. Derartige integral gültige Erhaltungsprinzipien beziehen sich dabei auf die x_4 -Folge von Streckenräumen $R_5 \perp x_4$ von Welthyperebenen. Andererseits beziehen sich der Energiebegriff wie auch alle übrigen universellen Erhaltungsprinzipien genügenden Begriffe stets nur auf die materiellen Letzteinheiten der Welt, also auf die Kondensationsstufen der Hermetrieformen a bis d . Diese Hermetrieformen wiederum werden durch ihre Komponenten in x_5 und x_6 vollständig charakterisiert, weil alle Kondensationen als Anbindungen an Selbstkondensationen in x_5 und x_6 aufgefaßt werden können. Hieraus folgt aber unmittelbar, daß es in allen zu x_4 normalen R_5 -Welthyperebenen die gleiche integrale **Mundalentelechie** $\overrightarrow{M} = \text{const}(t) < \infty$ hinsichtlich der quantitativen Wertevorräte x_5 und x_6 geben muß. Kennzeichnet (g) diese integrale Bewertung in den R_5 -Streckenräumen, dann muß für diese Mundalentelechie das übergeordnete Erhaltungsprinzip $\vec{x}_5^{(g)} + \vec{x}_6^{(g)} = i\overrightarrow{M} = \text{const}(x_4) < \infty$ konzipiert werden. Dieses Prinzip liefert mit $x_5^{(g)} = i\varepsilon_g$ und $x_6^{(g)} = i\eta_g$ nach Zeitdifferentiation und Quadrierung die Aussage $\varepsilon_g^2 + \eta_g^2 = 0$. Dieses Prinzip der Mundalentelechie

$$\vec{x}_5^{(g)} + \vec{x}_6^{(g)} = i\overrightarrow{M} = \text{const}(x_4) < \infty, \quad \varepsilon_g^2 + \eta_g^2 = 0 \quad (50)$$

bedeutet offenbar, daß der integrale Wert $\overrightarrow{M}$ über den R_3 der R_5 -Streckenräume erhalten bleibt, daß sich aber die Transstrukturen über den lokalen R_3 -Bereichen in x_4 fortwährend verändern und dabei die Aktualisierung der kosmischen Bewegung generell verursachen. Dieser Sachverhalt wiederum muß irgendwie mit der Internstruktur der Sphärentrinitäten und der Natur der völligen Leere, also des **Apeirons** vor $t = 0$ und nach $t = \Theta$ zusammenhängen, jedoch ist dies mit einer quantitativen Methodik grundsätzlich unerfahrbar.

Eine Konsequenz von (50) betrifft die metrische Symmetrie $D(t)$ während des Definitionsintervalles von x_4 beziehungsweise t , also während Θ . Die Aktualisierung der R_3 -Entfaltung beginnt und endet stets mit der Protosphäre nach (49) und wird aus x_6 gesteuert (und zwar in der Aktualisierungsrichtung). Da das Zeitintervall der Welt an sich, also Θ als Weltzeitalter oder Äon interpretiert werden muß, wird hierdurch die Bezeichnung «äonische Dimension» für x_6 und «äonische Welt» für das metronische R_6 -Tensorium gerechtfertigt. Kennzeichnen D_{fmp} die kosmogonische und D_{pmf} die zu ihr antisymmetrische eschatologische Sphärentrinität, dann wird das Zeitintervall des Äons durch das geschlossene Intervall $T_0(D_{fmp}) = 0 \leq t \leq \Theta(D_{pmf}) < \infty$ beschrieben. Das Prinzip (50) bedingt nun für die integrale kosmische Bewegung eine Symmetrie der beiden durch T_A bedingten R_4 -Hemisphären $\dot{D} > 0$ und $\dot{D} < 0$, derart, daß die R_5 -Hyperebene bei T_A mit $\dot{D} = 0$ und $\dot{t} = 0$ das Äon halbiert, so daß $\Theta = 2 T_A$ eine metrische Konsequenz aus (50) hinsichtlich der R_4 -Hemisphären ist. Zusammengefaßt wird dieser Sachverhalt in

$$T_0(D_{fmp}) = 0 \leq t \leq \Theta(D_{pmf}) = 2 T_A < \infty \quad (50a),$$

worin früher als $t = 0$ oder später als $t = \Theta$ der Zeitbegriff nicht mehr existiert, was das Apeiron kennzeichnet.

Aus der Beziehung integraler kosmischer Bewegung $DA = D_L A_L$ mit $DA = \dot{D}$ und $D_L A_L = 2 w_g$, also $\dot{D} = 2 w_g$ wird wegen $w_g^2 = c^2 + \dot{\varepsilon}_g^2 + \dot{\eta}_g^2$ unter Verwendung von (50) einfach $w_g = c$ oder $\dot{D} = 2c$. In dieser Beziehung ist jedoch $c(D)$; denn wird nach (39) in

$c \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} = 1$ mit $\varepsilon_0 \sim D^{13/11}$ und $\mu_0 \sim D^{-3/11}$ substituiert, dann folgt

$c = CD^a$ mit $11a = -5$, wenn $C = \text{const}$ die Kondensorkonstante von $c(D)$ ist. Zeitdifferentiation liefert $\dot{D} = 2\dot{c}$ und Division durch $\dot{D} = 2c$ ergibt das Verhältnis $\dot{D} : \dot{c} = \frac{\dot{c}}{c}$, worin wegen $c = CD^a$ mit $\frac{\dot{c}}{c} = a \frac{\dot{D}}{D}$ substituiert werden kann. Dies liefert dann die Differentialgleichung

$$D\ddot{D} - a\dot{D}^2 = 0, \quad 11a = -5 \quad (51),$$

nach welcher $D(t)$ in den Hemisphären des R_4 verläuft.

Die Zeitintervalle dieser Beziehung werden von einem Anfangswert $t_1 \geq 0$ mit $D_1 = D(t_1) \geq D_p$ erstreckt, wogegen die Integrale als Funktionen der oberen Schranke aufgefaßt werden. So folgt aus der Fassung $\ddot{D} : \dot{D} = a \frac{\ddot{D}}{\dot{D}}$ als erstes Zeitintegral nach Potenzierung $\dot{D} = 2c_1 \left(\frac{D}{D_1} \right)^a$. Hier gilt $c_1 = c(t_1) = CD_1^a$ der Beziehung (39) entsprechend. Damit entsteht aber die wiederum integrierbare Form $D^{-a} \dot{D} = 2C = \text{const}$ als Kondensorkonstante. Mit der Kürzung $\beta = 1 - a$ liefert das zweite Zeitintegral als Funktion der oberen Integrationsgrenze die allgemeine Lösung

$$D^\beta - D_1^\beta = 2\beta C(t - t_1), \quad \beta = 1 - a \quad (51a),$$

welche den unbekannten Verlauf $D(t)$ implizit enthält.

Nach (37b) kann zunächst im Momentanzustand des R_3 in sehr guter

Näherung, nämlich $D \approx \frac{\pi}{e} \left(\frac{3\pi\sqrt{3}}{32e\sqrt{2}} \right)^{4/3} E^{7/3} \tau^{-11/6}$ approximiert

werden, weil $D \gg D_p$ ist. Einsetzen der im momentanen R_3 -Zustand gemessenen Konstanten γ, c und h liefert $\tau_T \approx 6,15 \cdot 10^{-70} [m^2]$ und daher $D_T \approx 6,03 \cdot 10^{125} [m]$, wenn T das momentane Alter des R_3 ist.

Zur vollständigen Beschreibung der R_4 -Grenzen wird noch eine Darstellung des maximalen Expansionszustandes Λ des R_3 als $D_{\max} = \Lambda$ erforderlich. Es muß darauf ankommen, Λ aus dem momentanen R_3 -Zustand $D_T = D$ zu ermitteln. Die D definierende untere Schranke m_L komplexer Hermetrie wird als c -Term durch (32) beschrieben. Werden in dieser Beziehung die Naturkonstanten nach (36) metrisiert, dann folgt für diesen minimalen c -Term $m_L \sim \sqrt[3]{\tau}$, das heißt, auch m_L fällt in der expansiven Phase der kosmischen Bewegung mit dem Weltalter ab. Es gilt mithin $m_L \geq m(t) \geq m(T_A) > 0$ im Zeitintervall

$T \leq t \leq T_A$. Wenn es also gelingt, $m(\lambda)$ aus den gegenwärtigen (zur Zeit $t = T$) Naturkonstanten zu bestimmen, dann wäre die obere Realitäts-schranke nach (14), also

$R_+ = \varrho_\lambda (1 + \alpha) \left(1 + \sqrt{1 - (1 + \alpha)^{-2}} \right)$ mit $\alpha e \gamma m(\lambda) = 2 \omega c \varrho_\lambda$ identisch mit diesem zukünftigen Maximalwert $\lambda = 2R_+(m(\lambda))$ für m_L aus (32) im R_3 -Zustand λ . Da in diesem Extremfall die Approximation (12a) ebenso optimal erfüllt sein dürfte wie (37b), und auch $\alpha \gg 1$ gilt, wäre in äußerst guter Näherung

$$\lambda = 4\alpha\varrho_\lambda = \frac{32c^2 h^4}{3e\gamma^3} m(\lambda)^{-7} \quad \text{gültig. Zur Bestimmung der unteren}$$

Schranke komplexer c -Hermetrie im Zustand λ des R_3 , also $m(\lambda)$ wird die aus (32) und (36) gewonnene Proportionalität $m_L \sim \sqrt[3]{\tau}$ zeitlich differenziert, was $3 \frac{\dot{m}}{m} = \frac{\dot{\tau}}{\tau}$ liefert. Unter Verwendung von (37b) und $DA = \dot{D}$ wird daraus $3 \dot{m}/m = -\frac{6\lambda}{11}$. Die Zeitintegration über das Intervall $T \leq t \leq T_A$ vom gegenwärtigen Zustand D bis λ liefert dann

$$\frac{m(\lambda)}{m_L} = \left(\frac{D}{\lambda} \right)^{2/11}. \quad \text{Hiermit kann in } \lambda \sim m(\lambda)^{-7} \text{ substituiert werden.}$$

Mit (12a) sowie (32) und $2\omega c^2 \tau = \gamma h$ wird dann

$$\lambda 3e\gamma m_L = 32c^2 \varrho_L^2 \left(\frac{\lambda}{D} \right)^{14/11} \quad \text{oder als eine zur Abschätzung geeignete Beziehung}$$

$$\left(\frac{\lambda}{D} \right)^{3/11} \sqrt{E} = 2^9 e^4 \sqrt[4]{\pi} \left(9\pi^2 \sqrt[3]{2} \right)^{-1} \left(\frac{\tau}{E} \right)^{11/6} D \quad (52).$$

Die Entwicklung dieser etwas spekulativ anmutenden Beziehung lief letztlich darauf hinaus, mit (39) nach (32) die Änderung $\dot{m}_L < 0$ mit dem Weltalter zu analysieren und daraus derart auf den Endzustand λ der expansiven R_4 -Hemisphäre in der Form $m(\lambda) < m_L$ zu schließen, daß λ durch irgendeinen früher liegenden R_3 -Zustand $D < \lambda$ und $\tau > \tau(\lambda)$ ausgedrückt werden kann. Hierbei wurde $2R_+$ aus (14) des noch nicht im gegenwärtigen Weltalter T realisierten Wertes $m(\lambda) < m_L$ als R_3 -Maximaldurchmesser λ interpretiert.

Akzeptiert man (52), dann kann $\mathcal{A}$ durch die Gegenwartswerte $\tau(T)$ nach (15) und $D_T \approx 6,03 \cdot 10^{125}[m]$ numerisch ermittelt werden. Man erhält $\mathcal{A} \approx 1,562 \cdot 10^{126}[m]$, also $\mathcal{A} \approx 2,6 D_T$.

Ganz entsprechend kann mit (51a) das momentane Weltalter T auf D_T reduziert werden, dessen Approximation nach (37b) aus (37) folgte. Setzt man für $t_1 = 0$ die kosmogonische Protosphäre $D_1 = D_p$ und für die andere Grenze $t = T$ mit $D_T \gg D_p$ in (51a) ein, dann ergibt sich $2\beta CT = D_T^\beta - D_p^\beta \approx D_T^\beta$ in sehr guter Näherung. Aus dem Chronon ϑ in (35a) und der Geometrisierung (36) mit (39) ergibt sich $C \approx 44,64 \cdot 10^{64}[m^\beta s^{-1}]$, wogegen $11\beta = 16$ nach (51a) und (51) ist. Damit kann aber T aus D_T zu $T \approx 1,72 \cdot 10^{115}[s]$ und $T_{\mathcal{A}}$ bis zur Erreichung des Endzustandes $\mathcal{A}$ der expansiven Hemisphäre zu $T_{\mathcal{A}} \approx 2,754 \cdot 10^{117}[s]$, also zu $T_{\mathcal{A}} \approx 160 T$ ermittelt werden. Dies bedeutet, daß die kosmische Bewegung hinsichtlich $T_{\mathcal{A}}$ im gegenwärtigen Weltalter T erst ca. 0,6% ihrer Zeitstruktur in der expansiven R_4 -Hemisphäre aktualisiert hat, wogegen der Definitionsbereich $\mathcal{A}$ im maximalen Expansionszustand des R_3 erst zu ca. 38% expansiv als Folge der kosmischen Bewegung im Sinne D_T realisiert worden ist. Für das Äon als zeitliches Definitionsintervall des R_4 -Unterraumes der Welt ergibt sich also numerisch $\Theta = 2 T_{\mathcal{A}} \approx 320 T$.

Wegen der Größenordnung des gegenwärtigen Weltalters $T \approx 1,72 \cdot 10^{115}[s]$ kann bemerkt werden, daß die Kosmogonie der Materie unmöglich mit dem Eckereignis $t = 0$ des R_4 begonnen haben kann. Unterstellt man dennoch, daß der Beginn dieser Materiekosmogonie mit $t = 0$ zusammenfällt, dann muß auch unterstellt werden, daß während des ganzen Intervalls $0 \leq t \leq T$ stellare Systeme (aus kondensierter Materie) als Folge infrastellarer Brennprozesse thermonuklearer Art höhere Nuklide aus H synthetisiert werden. Dies würde aber bedeuten, daß im gegenwärtigen Zustand des R_3 wegen der Größenordnung von T überhaupt kein Wasserstoff mehr existieren dürfte. Dies widerspricht aber jeder Erfahrung, so daß die Voraussetzung des Beginns der Materiekosmogonie mit $t = 0$ falsch sein muß. Es liegt daher der Schluß nahe, daß diese Kosmogonie der Materie erst von einer hinsichtlich T verhältnismäßig kurzen Zeit begann, als der

R_3 bereits eine erhebliche Ausdehnung erreicht hatte. Dies bedeutet aber, daß die Hypothese einer einzigen sogn. «Urexplosion» als Kosmogonie der Materie nicht unbedingt zwingend erscheint. Näheres wird hierzu weiter unten angeführt.

Nach der mit $\hat{C}$ durchgeführten Konstruktion des leeren R_6 müssen diese Grenzen von Raum und Zeit in entsprechend angepaßter Form auch für die Schar der Parallelräume $R_3^{+k} \equiv (+k)$ mit $k \geq 0$ gelten. Nach den Gesetzen der Richtungskosinus von Weltlinientangenten nimmt x_4 wegen der prinzipiellen Eigenschaft $\cos \alpha_4 \neq 0$ gegenüber den übrigen Koordinaten eine Sonderstellung ein, welche auf die Orientierung der kosmischen Bewegung zurückgeht. $\cos \alpha_4 > 0$ kennzeichnet die Schar $(+k)$ des R_4^+ , für den die Beziehungen (50a) bis (52) entwickelt wurden. Die gleichen Betrachtungen können jedoch auch für die antisymmetrische Struktur $\cos \alpha_4 < 0$ der $(-k)$ einer spiegelsymmetrischen R_4^- mit antiparalleler Zeit und antiparalleler kosmischer Bewegung der $(-k)$ durchgeführt werden. Dies bedeutet aber, daß es zu den beiden R_4^+ -Hemisphären die entsprechenden spiegelsymmetrischen R_4^- -Hemisphären gibt, deren (das gleiche Äon begrenzenden) Sphärentrinitäten gemäß (49) als Folge der antiparallelen kosmischen Bewegung spiegelsymmetrisch vertauscht erscheinen.

Die vorangegangenen Analysen aus IV., 1. bis IV., 3. ergaben die Existenz von 4 Hermetrieformen als Lösungsmannigfaltigkeiten von (19), welche offensichtlich die Urphänomene des materiellen Geschehens umfassend wiedergeben und die entsprechende Empirie aus I., 1. richtig beschreiben. Die erste Hermetrieform $H(x_6)$ ist als latente Seinspotenz ohne Kondensationsstufen außerhalb der entelechalen R_5 -Hyperfläche des R_6 gegeben, doch sind diese Seinspotenzen zur Induktion von Selbstkondensationen $H(x_5, x_6)$ 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 Nulllinien, dann

erscheinen sie über den R_{+4} in den R_3 projiziert als Gravitationsfeldstörungen, und an andere Kondensationen gekoppelt müssen diese Terme sich im R_3 stets als latente oder manifeste Gravitonensysteme auswirken.

Kondensiert neben $s_{(34)}$ noch die Zeit, dann erscheinen die Zeitkondensationen $H(x_4, x_5, x_6)$ über den R_{-4} in den R_3 projiziert nach (24) als Photonenfeld; wogegen die komplexen Kondensationen nach (27) als ponderable Elementarkorpuskeln erscheinen, deren Spektralfunktion (27a) auch für die Antistrukturen gilt. Die wechselseitige Bedingung dieser Hermetrieformen und ihre Transmutationen, sowie ihre Korrespondenzfähigkeit zu höheren Strukturen wird zwar durch die eventuell mögliche Zeitabhängigkeit der n und q in (27a) angedeutet, bleibt aber unbekannt. Die Ursache dieser empirischen Phänomene der radioaktiven Transmutation von Hermetrieformen können nur korrelative Systeme interner Strukturen sein, welche direkt nicht in (19) oder den Hermetrieformen enthalten sind. Es muß jedoch die Möglichkeit bestehen auf indirektem Wege eine diesbezügliche Aussage aus (19) 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 (19) transformierende Aussage aus den Lösungsmannigfaltigkeiten der Hermetrieformen zu finden, welche einen Einblick in die Substruktur der Kondensationsstufen ermöglicht. Hierfür bietet sich die nach (49a) diskutierte Aktualisierung der kosmischen Sphärentrinität und die durch ϑ getrennte Zeitfolge des p -, m - und f -Metrons an.

Eine metronische Struktur im R_3 ist also zu jeder Zeit durch die metronische Dreiheit des Gegenwartintervalls 2ϑ definiert, derart, daß grundsätzlich durch das p -, sowie das m - und f -Metron drei Arten von Metronen durch irgendeine Korrelation die betreffende metronische Struktur definieren. Alle Strukturen des R_6 erscheinen als R_3 -Projektionen, was sich in der kosmogonischen Sphärentrinität durch die Tatsache $D_f < D_m < D_p$ ausdrückt, während in später liegenden R_4 -Bereichen diese R_3 -Projektionen stets nach (19) in Form diskreter metronischer Kondensationsstufen erscheinen, welche

durch den hermiteschen Fundamentalselektor ${}^2\bar{\gamma} = {}^2\bar{\gamma}^\times$ beschrieben werden. Die auf (48) zurückgehende metronische Dreiheit dagegen erweist die Existenz von $\omega = 3$ metronischen Partialstrukturen, welche nach III., 5. stets einen dreireihigen Korrelator $\hat{\gamma} = ({}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)})_3$ bedingen, dessen Tensorelemente als Partialstrukturen gemäß ${}^2\bar{\gamma}({}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)})_1^3$ das hermitesche Feld ${}^2\bar{\gamma}$ als Kompositionsfeld komponieren, so daß wegen ${}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)} = sp({}^2\bar{\kappa}_{(\mu)} \times {}^2\bar{\kappa}_{(\nu)})$ die metronische Dreiheit des R_3 der Gegenwart simultaner Ereignisse die Existenz von $1 \leq \mu \leq 3$ Gitterkernselektoren ${}^2\bar{\kappa}_{(\mu)}$ fordert. Zwar ist ${}^2\bar{\gamma} = {}^2\bar{\gamma}^\times$ evident, doch gibt es für die Korrelationsvermittler als Elemente von $\hat{\gamma}$ und damit für die Gitterkerne keinerlei Aussagen über die Symmetrie, so daß zweckmäßig die allgemeinen nichthermiteschen Eigenschaften ${}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)} \neq {}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)}^\times$ mit nicht-hermiteschen Gitterkernen angenommen werden sollen.

Dieser Schluß auf $1 \leq \mu \leq 3$ strukturelle Gitterkerne ${}^2\bar{\kappa}_{(\mu)} \neq {}^2\bar{\kappa}_{(\mu)}^\times$ ist im R_6 wegen der Zweidimensionalität des Metrons mit (15b) verträglich und gibt dem heuristischen Schluß (9) eine Rechtfertigung. Die Lösung (27) der Weltselektorbeziehung (19) führt also über (32) zu einer durch (49) bis (52) beschriebenen kosmologischen R_4 -Struktur und zu einer durch (48) gegebenen Darstellung ihrer Grenzergebnisse im Sinne einer kosmogonischen und einer spiegelsymmetrisch eschatologischen Sphärentrinität aus jeweils drei monometronischen Sphären. Die Aktualisierung der kosmogonischen Sphärentrinität wiederum führt über das Gegenwartsintervall $2\vartheta > 0$ des, bezogen auf das m -Metron um ϑ später liegenden p -Metrons und des um ϑ früher liegenden f -Metrons zu den $1 \leq \mu \leq 3$ Gitterkernen ${}^2\bar{\kappa}_{(\mu)}$, die aber nach III., 5. eine Polymetrie des metronischen Weltensoriums nahelegen. Der in III., 5. definierte Begriff der Polymetrie universaler metronischer Hyperstrukturen bezieht sich auf den ganz allgemeinen Fall. In der folgenden Untersuchung handelt es sich um die spezielle Polymetrie des aus $L_2 = \binom{6}{2} = 15$ primitiv strukturierten R_2 -Mannigfaltigkeiten aufgespannten Weltensoriums R_6 , weil τ zweidimensional ist. Diese spezielle Polymetrie bezieht sich dabei auf 3 als Struktureinheiten auftretende Gitterkerne, derart, daß dieses polymetrische Zusammenwirken

der Struktureinheiten des R_6 im R_3 die physikalischen Phänomene beschreibt. Aus diesem Grunde werde zur Abkürzung diese spezifische Weltpolymetrie als **Synmetronik** bezeichnet. Eine Synmetronik der Welt muß also wegen (48) und (49) bis (52) von

$$1 \leq (\mu, \nu) \leq 3, \quad {}^2\overline{\kappa}_{(\mu)} \neq {}^2\overline{\kappa}_{(\mu)}^\times, \quad {}^2\overline{\gamma}_{(\mu\nu)} = sp({}^2\overline{\kappa}_{(\mu)} \times {}^2\overline{\kappa}_{(\nu)}),$$

$$\hat{\gamma} = ({}^2\overline{\gamma}_{(\mu\nu)})_3 \quad (53)$$

gemäß III., 5. ausgehen. Da die vier Hermetrieformen a bis d aus IV., 3. in ihren Koordinatenabhängigkeiten in $\hat{\gamma}$ wieder erscheinen müssen, wobei diese Koordinatenabhängigkeiten durch Einwirken eines Sieboperators oder einer geeigneten Siebkette auf $\hat{\gamma}$ (nach III.) entstehen, werden hierdurch entsprechende Abhängigkeiten der Gitterkerne bedingt. Sind die $C_k = \alpha_k()_k$ die Gitterselektoren des $R_{6(0)}$ (pseudo-euklidische Bezugswelt), dann wäre also nach IV., 3. für die Hermetrieformen $\hat{\gamma}_a = \hat{\gamma}_a(C_5, C_6)$ für die Selbstkondensationen, $\hat{\gamma}_b = \hat{\gamma}_b(C_4, C_5, C_6)$ für die Zeitkondensationen, aber $\hat{\gamma}_c = \hat{\gamma}_c(C_1, C_2, C_3, C_5, C_6)$ für die Raumkondensationen und $\hat{\gamma}_d = \hat{\gamma}_d(C_k)_1^6$ für die Raumzeitkondensationen zu fordern. Da diese Korrelatoren aber auf den Einfluß von Sieboperatoren zurückgehen müssen, setzt dies für die Gitterkerne die Abhängigkeiten

$${}^2\overline{\kappa}_{(1)} = {}^2\overline{\kappa}_{(1)}(C_5, C_6), \quad {}^2\overline{\kappa}_{(2)} = {}^2\overline{\kappa}_{(2)}(C_4),$$

$${}^2\overline{\kappa}_{(3)} = {}^2\overline{\kappa}_{(3)}(C_1, C_2, C_3) \quad (53a)$$

voraus, womit (53) zu ergänzen ist. Auf dieser Basis soll im folgenden eine Synmetronik der Welt entwickelt werden, was darauf hinaus laufen muß, daß die Methoden aus III. auf (53) und (53a) anzuwenden sind, und (19) in die Partialstrukturen gespalten wird, was dann zur Separation des c - und d -Spektrums in (27) und (27a) durch einen Termselektor führt.

KAPITEL VI

SYNMETRONIK DER WELT

1. Struktureinheiten und Gitterkerne

Nach den Hermetrieuntersuchungen im Kondensationsfeld in IV. hängt der jeweilige Kondensationszustand von den speziellen Hermetriebedingungen in bezug auf die vier semantischen Architektureinheiten der Welt ab. Die metronische Hyperstruktur der Kondensation wird dabei durch den hermiteschen Fundamentalselektor ${}^2\overline{\gamma} = {}^2\overline{\gamma}^\times$ und den mit seiner Hilfe definierten, ebenfalls hermiteschen Fundamentalkondensor $\overline{\square} = \overline{\square}^\times$ beschrieben, derart, daß durch die Einwirkung des Weltselektors auf den Fundamentalkondensor ein tensorieller Nullselektor 4. Grades nach (19) entsteht. Jede Kondensation des äonischen Welttensoriums muß aber nach (53) und III. eine innere Struktur haben; denn in jedem $(n = 2\omega)$ -dimensionalen metronischen Tensorium gibt es ω Partialstrukturen ${}^2\overline{\gamma}_{(\nu\nu)}$ und $\omega(\omega - 1)$ Korrelationsvermittler ${}^2\overline{\gamma}_{(\mu\nu)}$ mit $\mu \neq \nu$ für $1 \leq (\mu, \nu) \leq \omega$, die alle in $\hat{\gamma} = ({}^2\overline{\gamma}_{(\mu\nu)})_\omega$ zusammengefaßt sind. Nach der Theorie metronischer Hyperstrukturen in III. 4. und 5. ist aber jedes Element von $\hat{\gamma}$, also jeder Fundamentalselektor einer Partialkomposition, durch die ω Gitterselektoren ${}^2\overline{\kappa}_{(\nu)}$ im Sinne des Matrixenspektrums einer tensoriellen Multiplikation gemäß ${}^2\overline{\gamma}_{(\mu\nu)} = sp({}^2\overline{\kappa}_{(\mu)} \times {}^2\overline{\kappa}_{(\nu)})$ gegeben. Im speziellen Fall des metronischen Welttensoriums R_6 ist also $\omega = 3$, das heißt, $\hat{\gamma}$ umfaßt neun Elemente mit den drei Partialstrukturen in der Diagonalen und sechs extradiagonalen Korrelationsvermittlern. Alle diese Elemente von $\hat{\gamma}$ sind Argumente des hermiteschen Kompositionsfeldes ${}^2\overline{\gamma}({}^2\overline{\gamma}_{(mn)})_1^3 = {}^2\overline{\gamma}^\times$ und werden im Sinne des Matrixenspektrums (53) aus drei nichthermiteschen Gitterselektoren ${}^2\overline{\kappa}_{(\nu)} = {}^2\overline{\kappa}_{(\nu)+} + {}^2\overline{\kappa}_{(\nu)-} \neq {}^2\overline{\kappa}_{(\nu)}^\times$ aufgebaut, weil die Elemente von $\hat{\gamma}$ im Gegensatz zum Kompositionsfeld nicht hermitesch zu sein brauchen. Auch werde in ${}^2\overline{\kappa}_{(\mu)} \neq {}^2\overline{\kappa}_{(\mu)}^\times$ die Indizierung $(+)$ für den hermiteschen und $(-)$ für den antihermiteschen Anteil, also ${}^2\overline{\kappa}_{(\mu)+} = {}^2\overline{\kappa}_{(\mu)+}^\times$, aber ${}^2\overline{\kappa}_{(\mu)-} = -{}^2\overline{\kappa}_{(\mu)-}^\times$ verwendet. Da es nach (53) und (53a) möglich ist, die Gitterselektoren $C_k = \alpha_k(\cdot)_k$ der leeren

Bezugswelt $R_{6(0)}$ zu den $1 \leq \mu \leq 3$ Gitterkernen ${}^2\overline{\kappa}_{(\mu)}$ zu koordinieren, kann eine Analyse der Partialkompositionen im Sinne einer hermiteschen Theorie der inneren, also synmetronischen Struktur einer Kondensation des Kompositionsfeldes entwickelt werden. Auch erweisen sich diese Gitterkerne wegen einer solchen Koordinierungsmöglichkeit der C_k als wirkliche **Struktureinheiten** der Welt, derart, daß für $\hat{\gamma}_x$ der Indizierung $x \triangleq (a, b, c, d)$

einer Hermetrieform eine Auswahl der $\left[\begin{smallmatrix} \mu\nu \\ -+ \\ \kappa\lambda \end{smallmatrix} \right] \neq \hat{0}$ (hinsichtlich der Bassignaturen) durchgeführt werden kann.

Wenn einzelne der so als Struktureinheiten definierten Gitterkernselektoren hermetrisch sind (zum Beispiel die Struktureinheiten μ und ν), dann gilt dies auch für das Element ${}^2\overline{\gamma}_{(\mu\nu)}$ aus $\hat{\gamma}$. Nach der Hermetriedefinition ist aber ${}^2\overline{\gamma}_{(\mu\nu)} = \text{const.}$ in bezug auf die antihermetrischen Koordinaten, erscheint aber als Funktion der hermetrischen Koordinaten. Diese hermetrischen semantischen Architektureinheiten beziehen sich jedoch nach der Interpretation der Gitterkerne als Struktureinheiten auf die jeweiligen, ihnen koordinierten Struktureinheiten. Berücksichtigt man (53), sowie (53a) und ist eine dieser Architektureinheiten antihermetrisch, also herrscht zum Beispiel in bezug auf die Struktureinheiten ν völlige Antihermetrie, dann gilt ${}^2\overline{\gamma}_{(\nu\nu)} = \text{const.}$, was wegen ${}^2\overline{\gamma}_{(\nu\nu)} = sp({}^2\overline{\kappa}_{(\nu)} \times {}^2\overline{\kappa}_{(\nu)})$ unmittelbar auch ${}^2\overline{\kappa}_{(\nu)} = \text{const.}$ bedingt. Nach dieser Untersuchung besteht nunmehr die Möglichkeit für die in IV. diskutierten speziellen Hermetriebedingungen eine Klassifikation in bezug auf $\hat{\gamma}$ durchzuführen. Es handelt sich um vier mögliche Formen x der Hermetrie, welche durch den Einfluß von Sieboperatoren $S(\mu)$ auf $\hat{\gamma}$ definiert sind, derart, daß $S(\mu)$ die Struktureinheit μ antihermetrisch werden läßt. Nach (53a) ergeben sich für $\hat{\gamma}_x$ die folgenden Schemata:

$$\hat{\gamma}_a = S(2,3)\hat{\gamma} = \begin{pmatrix} {}^2\overline{\gamma}_{(11)}, & {}^2\overline{\kappa}_{(1)}, & {}^2\overline{\kappa}_{(1)} \\ {}^2\overline{\kappa}_{(1)}, & {}^2\overline{E}, & {}^2\overline{E} \\ {}^2\overline{\kappa}_{(1)}, & {}^2\overline{E}, & {}^2\overline{E} \end{pmatrix}, \text{ was die Selbstkondensationen}$$

jenseits des R_4 als eine Pseudo-Bimetrie kennzeichnet. Hingegen werden die Zeit- und Raumkondensationen gemäß

$$\hat{\gamma}_b = S(3)\hat{\gamma} = \begin{pmatrix} {}^2\bar{\gamma}_{(11)}, & {}^2\bar{\gamma}_{(12)}, & {}^2\bar{\kappa}_{(1)} \\ {}^2\bar{\gamma}_{(21)}, & {}^2\bar{\gamma}_{(22)}, & {}^2\bar{\kappa}_{(2)} \\ {}^2\bar{\kappa}_{(1)}, & {}^2\bar{\kappa}_{(2)}, & {}^2\bar{E} \end{pmatrix} \text{ und}$$

$$\hat{\gamma}_c = S(2)\hat{\gamma} = \begin{pmatrix} {}^2\bar{\gamma}_{(11)}, & {}^2\bar{\kappa}_{(1)}, & {}^2\bar{\gamma}_{(13)} \\ {}^2\bar{\kappa}_{(1)}, & {}^2\bar{E}, & {}^2\bar{\kappa}_{(3)} \\ {}^2\bar{\gamma}_{(31)}, & {}^2\bar{\kappa}_{(3)}, & {}^2\bar{\gamma}_{(33)} \end{pmatrix} \text{ durch eine zeitartige bzw.}$$

raumartige Pseudo-Hexametrie beschrieben, wogegen die Raumzeitkondensationen $\hat{\gamma}_d = ({}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)})_3$ durch die totale Hermetrie im R_6 als Enneametrie charakterisiert sind.

Mit Hilfe dieser Schemata $\hat{\gamma}_x$ kann nunmehr die synmetronische Analyse der Partialkompositionen durchgeführt werden, wobei sofort deutlich wird, daß auch in dieser synmetronischen Fassung die Hermetrieformen $x \triangleq (a, b)$ imaginärer Natur, aber die Formen $x \triangleq (c, d)$ wegen ${}^2\bar{\kappa}_{(3)}$ komplexer Natur sind.

Das strukturelle Kompositionsgesetz ist nach III. und (53) offenbar gegeben durch ${}^2\bar{\gamma}({}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)})_1^3 = {}^2\bar{\gamma}^\times$ mit ${}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)} \neq {}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)}^\times$ und ${}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)} = {}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)+} + {}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)-}$. Sind $i \neq k \neq \nu$ die Indizierungen $1 \leq i, k, \nu \leq 3$ der Struktureinheiten, dann folgt für die Einwirkung der Siebkette $S(i); S(k) = S(i, k)$ auf das hermitesche Kompositionsfeld $S(i, k){}^2\bar{\gamma} = {}^2\bar{\gamma}({}^2\bar{\gamma}_{(\nu\nu)}, {}^2\bar{\kappa}_{(\nu)})$. Unterstellt man hierin, daß $\hat{\gamma}$ nur aus den diagonalen Elementen ${}^2\bar{\gamma}_{(\nu\nu)}$ besteht, dann gestattet $S(i, k){}^2\bar{\gamma} = {}^2\bar{\gamma}({}^2\bar{\gamma}_{(\nu\nu)})$ eine Interpretation von ${}^2\bar{\gamma}_{(\nu\nu)\pm} = \pm {}^2\bar{\gamma}_{(\nu\nu)}^\times$.

Da ${}^2\bar{\gamma}$ als Kompositionsfeld eine hermitesche Kopplungsvorschrift der ${}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)}$ zu ${}^2\bar{\gamma}$ darstellt, aber im vorliegenden Spezialfall nach doppelter Einwirkung des Sieboperators keine Kopplung mehr existiert, muß ${}^2\bar{\gamma}({}^2\bar{\gamma}_{(\nu\nu)}) = {}^2\bar{\gamma}_{(\nu\nu)} = {}^2\bar{\gamma}_{(\nu\nu)+}$ mit ${}^2\bar{\gamma}_{(\nu\nu)-} = {}^2\bar{0}$ sein, weil ${}^2\bar{\gamma} = {}^2\bar{\gamma}^\times$ bleibt. Diese Aussage liefert aber eine Interpretation der hermiteschen

Anteile; denn eine Partialstruktur allein kann niemals im Sinne $\bar{\lambda} \neq \bar{0}$ im R_6 so existieren, daß im R_4 , beziehungsweise R_3 energetische Quantenstufen erscheinen. Dieser Sachverhalt ergibt sich aus der Tatsache, daß im Fall nur einer Partialstruktur auch eine metronische Hyperstruktur mit dem Hyperselektor $\bar{\psi}_{(v)} = S^2 \bar{\kappa}_{(v)}() \delta \bar{x}$ existieren muß. Da eine Darstellung des Fundamentalselektors durch den Gitterkern allgemein gültig und wegen ${}^2\bar{g}_{(vv)} = {}^2\bar{\gamma}_{(vv)}; n$, sowie ${}^2\bar{g}_{(vv)} \neq {}^2\bar{g}_{(vv)}^\times$ auch ${}^2\bar{\gamma}_{(vv)} = sp({}^2\bar{\kappa}_{(v)} \times {}^2\bar{\kappa}_{(v)}) \neq {}^2\bar{\gamma}_{(vv)}^\times$ sein muß, ist auch ${}^2\bar{\kappa}_{(v)} \neq {}^2\bar{\kappa}_{(v)}^\times$, wogegen $\bar{x} = \bar{x}^\times$ bleibt, was $\bar{\psi}_{(v)} - \bar{\psi}_{(v)}^\times \neq \bar{0}$ zur Folge hat, das heißt die $\bar{\psi}_{(v)}$ der Partialstrukturen sind keine metrischen Zustandsselektoren des metronischen Funktionenraumes. Diese Aussage hat wiederum die andere Aussage zur Folge, daß es für eine einzige Partialstruktur kein diskretes Punktspektrum von Eigenwerten $\bar{\lambda} \neq \bar{0}$ im R_6 geben kann. Andererseits gilt nach doppelter Einwirkung des Sieboperators ${}^2\bar{\gamma}({}^2\bar{\gamma}_{(vv)}) = {}^2\bar{\gamma}_{(vv)}+$, das heißt, der hermitesche Anteil von ${}^2\bar{\gamma}_{(vv)}$ muß als eine unquantisierte Protostruktur interpretiert werden, die erst durch den antihermiteschen Anteil ${}^2\bar{\gamma}_{(vv)}-$ zu einer Korrelation aktiviert werden kann. Erst dann, wenn mindestens zwei aktivierte Protostrukturen zur Korrelation kommen, kann es zur Ausbildung eines hermiteschen Kompositionsfeldes mit diskreten Strukturstufen kommen.

Nach den vorangegangenen Untersuchungen sind die Gitterkernselektoren mit metronischen Struktureinheiten von Unterräumen des R_6 identisch und zwar gilt zusammengefaßt für diese Funktionalselektoren das bereits im letzten Absatz von V. entwickelte System aus (53) und (53a).

Hieraus geht unmittelbar hervor, daß ein reales **Protofeld** mit diskreten Kondensationsstufen nur im Fall α existieren kann, wogegen in allen anderen Fällen diese Protofelder, sowie die entsprechenden **Feldaktivatoren** nur in kontinuierlichen Streckenspektren liegen können. Aus der (53a) ergänzenden Zusammenfassung

$$\begin{aligned}
S(k); S(i); {}^2\bar{\gamma} &= {}^2\bar{\gamma}({}^2\bar{\gamma}_{(vv)}, {}^2\bar{\kappa}_{(v)}), & i \neq k \neq v, \\
\hat{\gamma} \neq \hat{\gamma}^\times, & S(k); S(i); {}^2\bar{\gamma} = {}^2\bar{\gamma}_{(\mu v)+}, & \hat{\gamma} = ({}^2\bar{\gamma}_{(\mu v)}; \delta_{\mu v})_3, \\
\bar{\psi}_{(\mu)} &= S^2\bar{\kappa}_{(\mu)}; () \delta \bar{x} \neq \bar{\psi}_{(\mu)}^\times
\end{aligned} \tag{54}$$

wird unmittelbar evident, daß eine Partialstruktur für sich allein nur in Form eines hermiteschen Protofeldes ${}^2\bar{\gamma}_{(vv)+}$ ohne metrische Quantenstufen erscheinen kann. Erst durch den antihermiteschen Feldaktivator ${}^2\bar{\gamma}_{(vv)-}$ wird dieses Protofeld zu einer Korrelation aktiviert; doch erscheint ${}^2\bar{\gamma}_{(vv)} = {}^2\bar{\gamma}_{(vv)+} + {}^2\bar{\gamma}_{(vv)-}$ wegen $\bar{\psi}_{(v)} - \bar{\psi}_{(v)}^\times \neq \bar{0}$ immer noch ohne metrische Quantenstufen. Erst mit mindestens einer andersartigen aktivierten Protostruktur kommt es dann zu einer Korrelation und zur Ausbildung der diskreten Kondensationsstufen eines hermiteschen Kompositionsfeldes, die in den R_3 projiziert als Materiefeldquanten erscheinen. Zwar treten Protofeld und Feldaktivator nur im Fall eines diagonalen Korrelators in Erscheinung, doch sollen in Analogie zu diesem nichtrealisierten Spezialfall die Begriffe Protofeld, beziehungsweise **Protoselektor** und Feldaktivator, beziehungsweise **Aktivationsselektor** auf die hermiteschen und antihermiteschen Anteile aller Elemente realer, also nichtdiagonaler Korrelatoren $\hat{\gamma}$ nach (53) übertragen werden. Tatsächlich existiert ein in diskreten Kondensationsstufen auftretender Protoselektor wegen (53a) nur im Fall α , aber nicht für die übrigen Hermetrieformen. Hieraus folgt wiederum die Sonderstellung der latenten Terme der Selbstkondensationen, deren R_3 -Projektionen immer Gravitonensysteme sind. Dies ist eine unmittelbare Konsequenz von (53a), welche eine Notwendigkeit aus den Eigenschaften aller Hermetrieformen als Lösungsmannigfaltigkeiten von (19) ist. Da die intern korrelativen, aber auch alle nach außen gerichteten externen Wechselwirkungen der Partialstrukturen in den Strukturstufen der Kompositionsfelder nur über Feldaktivatoren nach (54) als Zustandsänderungen der Protofelder die Transmutationen ermöglichen, aber andererseits nur ein einziges Protofeld in α real existent ist, muß geschlossen werden, daß jede transmutative Änderung des Kompo-

sitionszustandes über dieses Prototfeld der (x_5, x_6) -Selbstkondensationen nach Induktion des adäquaten Feldaktivators erfolgt. In der R_3 -Projektion läuft also jede Transmutation irgendeines realen Kompositionsfeldes der Hermetrieformen a bis d und damit die Zeitänderungen der Terme in (27) und (27a) über ein Gravitonensystem im Sinne eines **Raumschlusses**, bezogen auf den R_3 .

Wenn das Kompositionsgesetz der Elemente von $\hat{\gamma}$ zu ${}^2\bar{\gamma} = {}^2\bar{\gamma}^\times$ nach (53) gilt, und alle diese Fundamentelektoren durch Gitterkerne dargestellt werden, dann muß wegen $sp({}^2\bar{\kappa} \times {}^2\bar{\kappa}) = {}^2\bar{\gamma}(sp({}^2\bar{\kappa}_{(\mu)} \times {}^2\bar{\kappa}_{(\nu)}))_1^3$ auch ${}^2\bar{\kappa}({}^2\bar{\kappa}_{(\mu)})_1^3 = {}^2\bar{\kappa}^\times$ das Ergebnis einer solchen Komposition sein. Dies wiederum bedeutet, daß auch die integralen Hyperselektoren gemäß $\bar{\psi}(\bar{\psi}_{(\mu)})_1^3 = \bar{\psi}^\times$ in gleicher Weise komponieren, weil die Struktureinheiten die Kerne derjenigen Integralselektoren sind, welche die Hyperselektoren darstellen. Schließlich definieren noch die neun Ele-

mente von $\hat{\gamma}$ gemäß $\begin{bmatrix} i \\ k l \end{bmatrix} \begin{smallmatrix} (\kappa\lambda) \\ -+ \\ (\mu\nu) \end{smallmatrix} = \gamma_{(\kappa\lambda)}^{i s} ; () \begin{bmatrix} \end{bmatrix}_{(skl)(\mu\nu)}$ die in $\begin{bmatrix} \widehat{\kappa\lambda} \\ -+ \\ \mu\nu \end{bmatrix} =$
 $= \left(\begin{bmatrix} i \\ k l \end{bmatrix} \begin{smallmatrix} (\kappa\lambda) \\ -+ \\ (\mu\nu) \end{smallmatrix} \right)_6$ dargestellten 81 Fundamentalkondensoren

nach III., 5., welche zu $\widehat{\Gamma} = f\left(\begin{bmatrix} \widehat{\kappa\lambda} \\ -+ \\ \mu\nu \end{bmatrix}\right)_1^3 = \widehat{\Gamma}^\times$ komponieren.

Mithin ist also (53) durch die Kompositionsgesetze

$$\begin{aligned} {}^2\bar{\kappa}({}^2\bar{\kappa}_{(\mu)})_1^3 &= {}^2\bar{\kappa}^\times, & \bar{\psi}(\bar{\psi}_{(\mu)})_1^3 &= \bar{\psi}^\times, \\ \widehat{\Gamma} &= f\left(\begin{bmatrix} \widehat{\kappa\lambda} \\ -+ \\ \mu\nu \end{bmatrix}\right)_1^3 = \widehat{\Gamma}^\times, & {}^2\bar{\kappa}_{(\mu)} &\neq {}^2\bar{\kappa}_{(\mu)}^\times, \\ \begin{bmatrix} \widehat{\kappa\lambda} \\ -+ \\ \mu\nu \end{bmatrix} &\neq \begin{bmatrix} \widehat{\kappa\lambda} \\ -+ \\ \mu\nu \end{bmatrix}^\times \end{aligned} \quad (54a)$$

zu ergänzen, worin die nichthermiteschen Eigenschaften der partiellen Fundamentalkondensoren nur auf die kovariante Basis-, nicht aber auf die Wirkungs- oder Kontrasignatur zurückgehen können, weil diese die kovariante Induzierung bestimmt. Von den vier Kompositionsgesetzen

${}^2\overline{\gamma}$, ${}^2\overline{\kappa}$, $\overline{\psi}$ und $\widehat{\square}$ ist dasjenige für $\widehat{\square}$ von primärer Bedeutung; denn wenn es gelingt, diese Komposition explizit anzugeben, dann kann über (19) das allgemeine synmetronische Fundamentalproblem gestellt werden. Zur Durchführung dieses Programmes scheint es sinnvoll, zunächst den Einfluß der tensoranalytischen Differentialektoren auf die Matrizespektren von Tensorprodukten explizit zu untersuchen, weil mit der Kürzung ${}^2\overline{\kappa}_{(a)} = {}^2\overline{a}$ alle Elemente von $\hat{\gamma}$ in der Form ${}^2\overline{\gamma}_{(ab)} = sp({}^2\overline{a} \times {}^2\overline{b})$ erscheinen. Derartige tensoranalytische Untersuchungen liegen jedoch explizit in III. vor, so daß mit

$(\text{ROT}_{(x)}())_{ik} = \check{\partial}_k()_i - \check{\partial}_i()_k$ und $(\widehat{\text{DIV}}_{(x)}())_{ik} = \check{\partial}_i()_k$ der kovariante

Kondensor $\left[{}_{ikl}\right]_{(ab)}$ umgeformt werden kann, wenn (x) die Bezugnahme

auf $x_k = C_k; n$ mit $1 \leq k \leq 6$ des $R_{6(0)}$ indiziert. Es ergibt sich im

Limes $\lim_{\tau \rightarrow 0} \left[{}_{ab}\right]; n = \widehat{\square}_{(ab)}$ die infinitesimale Darstellung

$2\left\{{}_{ikl}\right\}_{(ab)} = (sp({}^2\overline{a} \times \text{rot}_6 {}^2\overline{b}))_{kli} + (sp((\text{rot}_6 {}^2\overline{a}) \times {}^2\overline{b}))_{kil} +$
 $+ (sp({}^2\overline{a} \times \widehat{\text{div}}_6 {}^2\overline{b}))_{ikl} + (sp((\widehat{\text{div}}_6 {}^2\overline{a}) \times {}^2\overline{b}))_{lki}$, weil hier nach den Gesetzen der infinitesimalen Differentiation die quadratischen Metron-differentiale im Limes gegen Null konvergieren.

2. Feldaktivierung durch Spinfeldselektoren.

Wenn $r \leq 6$ Koordinaten bei irgendeiner der möglichen Hermetrieformen hermetrisch sind, dann spannen diese Koordinaten einen Unterraum V_r auf, wogegen die $s = 6 - r \geq 0$ antihermetrischen Koordinaten den strukturell offenen Bereich V_s mit euklidischer, beziehungsweise pseudoeuklidischer Metrik definieren. Gemäß $r + s = 6$ sind diese beiden Unterräume V_r und V_s stets zum R_6 zusammengesetzt. Zwar gibt es im V_s nach der Antihermetriedefinition keine von der Pseudoeuklidizität abweichende metrische Struktur, doch existiert im R_6 und damit auch im V_s , beziehungsweise V_r stets eine metronische Hyperstruktur, welche neben der Metrik noch durch ein metronisches Spinfeld gekennzeichnet ist, so daß die Möglichkeit der Induktion eines Spinfeldselektors wegen (54) im Sinne eines Feldaktivators aus dem V_r im V_s wirken kann. Im allgemeinen gilt für den Kondensor

$$\left[\widehat{\frac{\mu\nu}{-+}} \right]_{pq} \neq \hat{0}, \text{ doch gibt es im } V_r \text{ stets ein Bezugssystem, in welchem}$$

dieser Kondensor verschwindet, nämlich dann, wenn die Hyperselektoren dieses Bezugssystem geodätisch bestimmen.

Die Beziehung $\left[\widehat{\frac{\mu\nu}{-+}} \right]_{pq} = \hat{0}$ ist dagegen immer im V_s erfüllt, weil hier

aufgrund der Antihermetrie hinsichtlich metrischer Strukturen wegen der Proportionalität von Hyper- und Gitterselektoren die Geodäsiebedingung grundsätzlich erfüllt ist. In Komponentenform gilt daher in

diesem Bereich $\left[\begin{smallmatrix} i \\ \tilde{\kappa} l \end{smallmatrix} \right]_{(pq)}^{(\mu\nu)} = 0$, wenn wieder $\tilde{\kappa}$ eine antihermetrische

Indizierung kennzeichnet. Dieses Verschwinden der Kondensorkom-

ponenten kann aber wegen $\left[\begin{smallmatrix} i \\ \tilde{\kappa} l \end{smallmatrix} \right]_{(pq)}^{(\mu\nu)} = \gamma_{(\mu\nu)}^{is} ; () \cdot \left[\begin{smallmatrix} s \\ s\tilde{\kappa} l \end{smallmatrix} \right]_{(pq)}$ nur durch die

kovariante Basissignatur $\left[{}_{i\bar{k}l} \right]_{(pq)} = 1/2 \left(\frac{1}{\alpha_{\bar{k}}} \delta_{\bar{k}} \gamma_{il}^{(pq)} + \frac{1}{\alpha_l} \delta_l \gamma_{\bar{k}i}^{(pq)} - \frac{1}{\alpha_i} \delta_i \gamma_{\bar{k}l}^{(pq)} \right) = 0$, also $\delta_{\bar{k}} \gamma_{il}^{(pq)} = \frac{\alpha_{\bar{k}}}{\alpha_i} \delta_i \gamma_{\bar{k}l}^{(pq)} - \frac{\alpha_{\bar{k}}}{\alpha_l} \delta_l \gamma_{\bar{k}i}^{(pq)}$ erfüllt werden. Hieraus folgt aber unmittelbar wegen ${}^{2\bar{\gamma}}_{(pq)} = {}^{2\bar{\gamma}}_{(pq)+} + {}^{2\bar{\gamma}}_{(pq)-}$ die Aussage $\delta_{\bar{k}} \gamma_{+il}^{(pq)} = 0$ und $\delta_{\bar{k}} \gamma_{-il}^{(pq)} = \frac{\alpha_{\bar{k}}}{\alpha_i} \delta_i \gamma_{\bar{k}l}^{(pq)} - \frac{\alpha_{\bar{k}}}{\alpha_l} \delta_l \gamma_{\bar{k}i}^{(pq)}$, das heißt, die antihermetrischen Komponenten von ${}^{2\bar{\gamma}}_{(pq)}$ ändern sich in der antihermetrischen Struktur, nicht aber die hermiteschen Komponenten, so daß für diese hermiteschen Anteile immer ${}^{2\bar{\gamma}}_{(pq)+} = \text{const} (Z_{\bar{k}})$ gilt, wenn $Z_k = C_k$ gesetzt wird. Wenn also eine Antihermetrie in bezug auf das Element (pq) aus $\hat{\gamma}$ vorliegt, dann wird diese Antihermetrie der Partialstrukturen vollständig durch die Selektorgleichungen

$$\begin{aligned} {}^{2\bar{\gamma}}_{(pq)+} &= \text{const} (Z_{\bar{k}}), & \delta_{\bar{k}} \gamma_{-il}^{(pq)} &= \frac{\alpha_{\bar{k}}}{\alpha_i} \delta_i \gamma_{\bar{k}l}^{(pq)} - \\ & - \frac{\alpha_{\bar{k}}}{\alpha_l} \delta_l \gamma_{\bar{k}i}^{(pq)}, & {}^{2\bar{\gamma}}_{(pq)-} &\equiv f(Z_{\bar{k}}) \end{aligned} \quad (55)$$

beschrieben, wenn im Sinne einer deutlicheren Schreibweise ausnahmsweise die Signatur der Partialstruktur in $\hat{\gamma}$ hochgestellt wird. In Gleichung (55) ist offensichtlich der antihermitesche Anteil ${}^{2\bar{\gamma}}_{(pq)-}$ mit dem Feldaktivator des Protokeldes des betreffenden Korrelationsvermittlers $p \neq q$ oder der betreffenden Partialstruktur $p = q$ identisch, so daß Gleichung (55) eine Interpretation dieser Feldaktivatoren mit Hilfe des Antihermetriebegriffes gestattet. Aus $\delta_{\bar{k}} \gamma_{-il}^{(pq)}$ folgt unmittelbar das Metronintegral

$$\begin{aligned} \gamma_{-il}^{(pq)}; n &= S \left(\frac{\alpha_{\bar{k}}}{\alpha_i} \delta_i \gamma_{\bar{k}l}^{(pq)} - \frac{\alpha_{\bar{k}}}{\alpha_l} \delta_l \gamma_{\bar{k}i}^{(pq)} \right); n \delta n^{\bar{k}} = \\ &= \frac{\alpha_{\bar{k}}}{\alpha_i} S \delta_i \gamma_{\bar{k}l}^{(pq)}; n \delta n^{\bar{k}} - \frac{\alpha_{\bar{k}}}{\alpha_l} S \delta_l \gamma_{\bar{k}i}^{(pq)}; n \delta n^{\bar{k}}, \end{aligned}$$

was wiederum mit einem unbekannten vektoriellen Selektor $\bar{A}_{(pq)}$ in

die Form $\frac{\alpha_{\bar{k}}}{\alpha_i} S \delta_l \gamma_{\bar{k}l}^{(pq)}; n \delta n^{\bar{k}} = \frac{1}{\alpha_i} \delta_i A_l^{(pq)}; n$, also $\gamma_{-il}^{(pq)} =$
 $= \frac{1}{\alpha_i} \delta_i A_l^{(pq)} - \frac{1}{\alpha_l} \delta_l A_i^{(pq)} = (\text{ROT}_{(x)} \bar{A}_{(pq)})_{il}$ oder

${}^2\bar{\gamma}_{(pq)-} = \text{ROT}_{(x)} \bar{A}_{(pq)}$ gebracht werden kann. Da die α_l nicht undimensioniert sind und sich qualitativ voneinander unterscheiden, je nachdem ob $l \leq 3$ oder $l > 3$ ist, muß, bezogen auf das metronische Gitter C , der metronische Spinfeldselektor nach III. und IV., 1. diesen speziellen Bedingungen der leeren Bezugswelt $R_{6(0)}$ angepaßt werden. Bei dieser Anpassung entsteht aus ${}^2\bar{F} = S S \delta \bar{s} \times \delta \bar{\sigma}$ das Äquivalent ${}^2\bar{F} = \text{ROT}_{(x)} \bar{\Phi}; n$, wodurch mit ${}^2\bar{F} = \tau^2 \bar{P}; n$ ein äquivalenter Spinselektor $\tau^2 \bar{P} = \text{ROT}_{(x)} \bar{\Phi}$ definiert werden kann, wo die metronische Spinfeldfunktion $\bar{\Phi}; n$ nach dieser Dimensionierungstransformation nunmehr die Dimensionierung $[m^3]$ trägt. Für ${}^2\bar{\gamma}_{(pq)-}$ gilt aber ebenfalls die Selektorgleichung ${}^2\bar{\gamma}_{(pq)-} = \text{ROT}_{(x)} \bar{A}_{(pq)}$ in welcher wegen $\tau = \text{const}$ stets die Selektorproportionalität $\bar{\Phi}_{(pq)} = \tau \bar{A}_{(pq)}$ existiert, das heißt, $\bar{A}_{(pq)}$ ist stets durch einen Spinfeldselektor interpretierbar. Einsetzen liefert ${}^2\bar{\gamma}_{(pq)-} = \frac{1}{\tau} \text{ROT}_{(x)} \bar{\Phi}_{(pq)} = {}^2\bar{P}_{(pq)}$ wegen $\text{ROT}_{(x)} \bar{\Phi} = \tau^2 \bar{P}$ nach III. und IV., 1. Dies bedeutet aber, daß alle korrelativen Feldaktivatoren nichts anderes als Spinselektoren der betreffenden Partialstrukturen sind, die im Gegensatz zu den zugehörigen hermiteschen Protokfeldern durchaus Funktionen der antihermetrischen Architektureinheiten sein können. Aus

$$\frac{\alpha_{\bar{k}}}{\alpha_l} S \delta_l \gamma_{\bar{k}m}^{(pq)}; n \delta n^{\bar{k}} = \frac{1}{\alpha_l} \delta_l A_m^{(pq)}; n \text{ folgt } \alpha_{\bar{k}} \delta_l \gamma_{\bar{k}m}^{(pq)} = \delta_{\bar{k}} \delta_l A_m^{(pq)} =$$

$$= \delta_l \delta_{\bar{k}} A_m^{(pq)} \text{ oder } \alpha_{\bar{k}} \gamma_{\bar{k}m}^{(pq)} = \delta_{\bar{k}} A_m^{(pq)}. \text{ Hier kann wieder der Spin-}$$

$$\text{feldselektor verwendet werden, was zu } \tau \alpha_{\bar{k}} \left(\gamma_{+\bar{k}m}^{(pq)} + P_{\bar{k}m}^{(pq)} \right) = \delta_{\bar{k}} \phi_m^{(pq)}$$

führt. Auf diese Weise werden also auch die Protokfeldkomponenten durch den metronischen Spinfeldselektor ausgedrückt, wenn diese Komponenten den Index einer antihermetrischen Stufe enthalten. In dem Metronintegral kann die Konstante immer so bestimmt werden, daß für sie der Wert 0 gesetzt werden darf. Einsetzen von

$\tau P_{\tilde{k}m}^{(pq)} = (\text{ROT}_{(x)} \bar{\Phi}_{(pq)})_{\tilde{k}m}$ liefert den einfachen Zusammenhang

$\tau \alpha_m \gamma_{+\tilde{k}m}^{(pq)} = \delta_m \phi_{(pq)\tilde{k}}$, so daß auch die antihermetrischen Komponenten durch den Spinselektor bestimmt werden. Die sich aus dem Antihermetriebegriff ergebenden Interpretationen des Korrelationsvermittlers oder des Fundamentalselektors einer Partialkomposition werden demnach zusammengefaßt in

$${}^2\bar{\gamma}_{(pq)-} = {}^2\bar{P}_{(pq)}, \quad \tau \alpha_m \gamma_{+\tilde{k}m}^{(pq)} = \delta_m \phi_{\tilde{k}}^{(pq)} \quad (55a).$$

Diese Aussage über die aus den Gitterkernen aufgebauten Fundamentalselektoren der Partialkompositionen und Korrelationsvermittler gestattet eine anschauliche Interpretation. ${}^2\bar{\gamma}_{(pq)-} = {}^2\bar{P}_{(pq)}$ ergab sich zwar aus dem Antihermetriebegriff, doch gilt die Beziehung offenbar unabhängig davon, ob irgendwelche Architektureinheiten der Welt antihermetrisch sind oder nicht und das bedeutet, daß grundsätzlich die antihermiteschen Bestandteile der Fundamentalselektoren als metronische Spinselektoren aufzufassen sind, und daß hierdurch die der Hyperstruktur überlagerte Spinstruktur des betreffenden metronischen Tensoriums gegeben ist. Die hermiteschen Anteile dieser Fundamentalselektoren bestimmen offensichtlich die metrische Struktur, also die Kondensationsstufen und sind daher vom hermetrischen oder antihermetrischen Verhalten der jeweiligen Architektureinheit abhängig. Nach (55) sind die Komponenten des hermiteschen Anteils von diesen antihermetrischen Einheiten unabhängig und alle Komponenten mit antihermetischem Index werden nur vom Verlauf eines partiellen Metrondifferentials der zu diesem Index adäquaten Komponente des Spinfeldselektors bestimmt, das heißt, dieser Verlauf muß ebenfalls von den antihermetrischen Koordinaten unabhängig sein. Die Aussage bedeutet aber physikalisch, daß, wenn in irgendwelchen semantischen Einheiten eine partielle Strukturkondensation existiert und so eine partielle Hermetrie verursacht, in den antihermetrischen Architektureinheiten zwar keine metrische Kondensation vorhanden ist, wohl aber

die metronische Änderung des Spinfeldselektors, durch welche die partielle Hermetrie mit ihrer Kondensation in die offenen antihermetrischen Bereiche des V_s eingreift. Ein Spinselektor braucht dabei nicht notwendig vom Nullselektor verschieden zu sein, doch muß seine Existenzmöglichkeit gegeben sein. Dieser Spinselektor muß nach Gleichung (55a) auf jeden Fall in antihermetrischen Architectureinheiten

verschwinden; denn, wenn $\tau \alpha_m \gamma_{+\tilde{k}m}^{(pq)} = \delta_m \phi_{\tilde{k}}^{(pq)}$ gilt, dann muß

$(\text{ROT}_{(x)} \bar{\Phi}_{(pq)})_{\tilde{k}m} = 0$ und damit auch $P_{\tilde{k}m}^{(pq)} = 0$ für alle antiherme-

trischen Indizes sein, während innerhalb der hermetrischen Kondensation, also in bezug auf diejenigen Komponenten von ${}^2\bar{\gamma}_{(pq)}$, die keine antihermetrischen Indizes enthalten, stets die Komponenten eines Spinselektors als Komponenten eines Feldaktivators existieren, wenn ${}^2\bar{\gamma}_{(pq)} \neq {}^2\bar{\gamma}_{(pq)}^\times$ ist, wogegen das hermitesche Protofeld innerhalb der hermetrischen Kondensation nicht vom metronischen Verlauf des Spinfeldselektors, sondern vom hermetrischen Bereich des Gitters abhängt.

Im Gegensatz zu den Elementen von $\hat{\gamma}$ ist stets ${}^2\bar{\gamma} = {}^2\bar{\gamma}^\times$, das heißt, im Kompositionsfeld existiert kein antihermitescher Selektoranteil und daher auch kein Spinselektor, wogegen in den Partialkompositionen und Korrelationsvermittlern immer Spinselektoren auftreten, vorausgesetzt, daß es mindestens eine Struktureinheit gibt, in welcher metrische Kondensationsstufen existieren.

Aufgrund der Geodätengleichung (1b), sowie des Äquivalenzprinzipes (1) und seiner Konsequenz (2) mit (2a) müssen die Γ_{km}^i (makromar) und die φ_{km}^i (mikromar) ebenso als allgemeine Wechselwirkungskomponenten im nichthermiteschen R_4 aufgefaßt werden wie die $\left\{ \begin{smallmatrix} i \\ k \ m \end{smallmatrix} \right\}$ der Beziehung (8) im hermiteschen R_6 . Werden auf (8) die Methoden aus III. unter der Voraussetzung (15) angewandt, dann kann das Geodäsieproblem auch im metronisierten R_6 gestellt werden. Auf diese Weise wird in (19) der Fundamentalkondensor $\bar{\Gamma} = \bar{\Gamma}^\times$ (verursacht durch ${}^2\bar{\gamma} = {}^2\bar{\gamma}^\times$) in allgemeinsten Form als universelle Wechselwirkung interpretierbar, durch welche verschiedene Kondensor-

terme $\bar{\lambda} \neq \bar{0}$ in den verschiedensten physikalischen Zusammenhängen stehen. Andererseits existiert aber auch nach III., 5. das Geodäsie-

problem für die $\left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right] \neq \left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right] \times$, so daß auch diese Fundamentalkon-

densoren der Partialstrukturen (verursacht durch die Elemente von $\hat{\gamma}$) als Wechselwirkungsfelder interpretiert werden müssen, welche jedoch im Gegensatz zu $\hat{\Gamma}$ interner Natur sind und die Beziehungen zwischen den Elementen von $\hat{\gamma}$ beschreiben. Aus diesem Grunde erscheint es zweckmäßig, eine logische Verfeinerung des allgemeinen Begriffes der Wechselwirkung durchzuführen. Im folgenden sollen daher die internen Wechselbeziehungen zwischen den Elementen von $\hat{\gamma}$ als **Korrelationen**, aber die durch $\hat{\Gamma}$ vermittelten externen Wechselbeziehungen zwischen den $\bar{\lambda} \neq \bar{0}$ aus (19) als **Korrespondenzen** bezeichnet werden. Eine spätere Beschreibung der Wechselwirkungen von Elementarstrukturen der Materie wird auf diese begriffliche Verfeinerung zurückgreifen müssen.

Im stationären Fall, das heißt, wenn die metrischen Kondensationsstufen einer Komposition keine Korrespondenz erfahren, stehen die Partialkompositionen ebenfalls in einer statischen Korrelation, doch wird dieses korrelative System zeitlich geändert, wenn es zu einer Korrespondenz kommt. Als Folge der Korrespondenz kann es zu einer inneren Änderung der Struktur des Systems metrischer Kondensationsstufen kommen, nämlich dann, wenn die Korrespondenz einen anderen stationären korrelativen Zustand der Partialstrukturen verursacht hat.

Unabhängig davon, ob die Kondensationen des Kompositionsfeldes oder diejenigen der Partialstrukturen zugrunde gelegt werden, gelten die bereits in IV., 2. abgeleiteten Möglichkeiten der Hermetriestufen A und H ; denn ob das System metrischer Kondensationsstufen als Ganzes, oder ob die statischen, beziehungsweise dynamischen Korrelationen der inneren Struktur zugrundegelegt werden, gelten für die Hermetriestufen immer die gleichen Möglichkeiten und auch die gleichen Ausschlußforderungen hinsichtlich der entelechalen Antihermetrie.

Nach der Interpretation der Gitterkerne durch Struktureinheiten erscheint es zunächst zweckmäßig, im hermetrischen Bereich V_r des R_6 mit $r \leq 6$ die antihermiteschen Anteile der Elemente von $\hat{\gamma}$ zu untersuchen; denn auf diese Anteile geht die Unterscheidung der Fundamentalkondensoren aller Partialstrukturen in der Symmetronik in bezug auf den hermiteschen Fundamentalkondensor des Kompositionsfeldes zurück. Wird zur Kürzung ${}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)} = {}^2\bar{\gamma}$ für ein Element aus $\hat{\gamma}$ gesetzt, dann kann in der Analyse von Spinorientierungen metronischer Hyperstrukturen, gemäß ${}^2\bar{\gamma}_- = {}^2\bar{P} = \frac{1}{\tau} \text{ROT}_{(x)} \bar{\Phi}$ der antihermitesche Anteil aus ${}^2\bar{\gamma} = {}^2\bar{\gamma}_+ + {}^2\bar{\gamma}_-$ immer durch den Spinselektor, also durch den metronischen Feldrotor (hinsichtlich der Gitterselektoren $C_k = \alpha_k(\cdot)_k$) eines Spinfeldselektors ausgedrückt werden, was für den hermiteschen Anteil die Darstellung $\gamma_{+\bar{k}l} = \bar{\partial}_{\bar{k}} \bar{\Phi}_l$ mit der Kürzung $\alpha_m \bar{\partial}_m = \bar{\partial}_m$ für antihermetrische Komponenten zur Folge hat. Hierbei ist eine Indizierung auf jeden Fall antihermetrisch, wogegen die andere zum V_r gehören kann. Die Komponenten von ${}^2\bar{\gamma}_+$, die vollständig im V_r liegen, können dagegen nicht durch $\bar{\Phi}$ ausgedrückt werden. Wegen der Hermitezität von ${}^2\bar{\gamma}_+$, gilt also im antihermetrischen Bereich $\bar{\partial}_{\bar{k}} \bar{\Phi}_l - \bar{\partial}_l \bar{\Phi}_{\bar{k}} = 0$, während im V_r immer $\bar{\partial}_p \bar{\Phi}_q - \bar{\partial}_q \bar{\Phi}_p = \gamma_{-pq} \neq 0$ bleibt, weil im V_r der hermitesche Anteil nicht durch den Spinfeldselektor dargestellt werden kann, woraus folgt, daß dieser Feldselektor im engen Zusammenhang mit der hermetrischen Struktur des betreffenden Elements aus $\hat{\gamma}$ stehen muß. Da die Hyperstruktur eines metronischen Tensoriums metrisch durch die Hyperselektoren definiert ist, was das Selektorfeld ${}^2\bar{\gamma}$ zur Folge hat, dem eine Spinorientierung überlagert ist, wenn ein antihermitescher Anteil des Fundamentalselektors existiert, aber andererseits diese Spinorientierung als Vorprägung des metrischen Feldes aufgefaßt wird, muß die metronische Rotation des Spinfeldselektors im V_r die hermetrische Struktur ${}^2\bar{\gamma}$ vorprägen oder zumindest aktivieren, wodurch die Bezeichnungen Feldaktivator für ${}^2\bar{\gamma}_-; n$, beziehungsweise Protokfeld für ${}^2\bar{\gamma}_+; n$ gerechtfertigt erscheinen. Nach der Hermetriebedingung ist ${}^2\bar{\gamma}_+; n = \text{const}$ in bezug auf die antihermetrischen Gitterselektoren, so daß im antihermetrischen Bereich auch $\bar{\partial}_{\bar{k}} \bar{\Phi}_l = \text{const}$ sein muß. Ist auch $l = \bar{l}$ anti-

hermetrisch, so kann $\check{\partial}_{\tilde{k}} \phi_{\tilde{l}} = \text{const}$ nur durch

$$\phi_{\tilde{l}} = \sum_{m=1}^6 \varphi_{(\tilde{l})m}(V_r) Z^m \text{ erfüllt werden, wenn } (\tilde{l}) \text{ den Bezug } \varphi_m \text{ auf } \tilde{l}$$

ausdrückt und $Z^m = \alpha_m()^m$ ein kontravarianter Gitterselektor ist. Wegen der Hermitezität des Protofeldes ergibt sich unmittelbar die Symmetrie $\varphi_{(\tilde{l})m} = \varphi_{(m)\tilde{l}}$, weil immer $\gamma_{+\tilde{k}\tilde{l}} = \check{\partial}_{\tilde{k}} \phi_{\tilde{l}}$ gilt. Dieses Gesetz gilt aber nur solange $\tilde{l}$ wirklich im antihermetrischen Bereich liegt, nicht aber, wenn l ein Element des V_r ist, was wegen $\gamma_{+\tilde{k}l} = \check{\partial}_{\tilde{k}} \phi_l$ möglich sein kann. In diesem Fall wäre $\gamma_{+\tilde{k}l}$ ein Linearaggregat der $C_{\tilde{k}}$, was einen Widerspruch zu der Antihermetrieforderung außerhalb des V_r bildet. Die einzige Möglichkeit ist durch $\varphi_{(l)m} = a_{lm} = \text{const}$ gegeben, was im antihermetrischen Bereich zu $\gamma_{+\tilde{k}l} = a_{\tilde{k}l} = a_{l\tilde{k}} = \text{const}$ mit $\gamma_{-\tilde{k}l} = 0$ führt, während im V_r immer $\gamma_{+kl}(V_r)$, aber $\gamma_{-kl} = a_{kl} - a_{lk} = \text{const} \neq 0$ gilt. Für die Komponenten im V_r muß also eine Unsymmetrie von a_{kl} zugelassen werden, was keinen Widerspruch zu $\varphi_{(l)m} = \varphi_{(m)l}$ bildet; denn diese Symmetrie gilt nur im antihermetrischen Bereich. Grundsätzlich gilt also für jedes Element aus $\hat{\gamma}$ nach der Spaltung ${}^2\bar{\gamma} = {}^2\bar{\gamma}_+ + {}^2\bar{\gamma}_-$, daß das Protofeld im antihermetrischen Bereich konstant, aber im V_r eine Strukturfunktion der hermetrischen Gitterselektoren ist, wogegen der Feldaktivator im antihermetrischen Bereich überhaupt nicht, im V_r aber nur als Konstante existiert. Dieses Verhalten hat eine unmittelbare Auswirkung auf die Fundamentalkondensoren. Die Komponenten von

$$\left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right] \neq \left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]^\times \text{ sind } \left[\begin{smallmatrix} i \\ k\ l \end{smallmatrix} \right]^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)} = \gamma_{(\kappa\lambda)}^{i\ s} ; () \left[\begin{smallmatrix} \\ skl \end{smallmatrix} \right]_{(\mu\nu)} \text{ und rein kovariant}$$

$$2 \left[\begin{smallmatrix} \\ skl \end{smallmatrix} \right]_{(\mu\nu)} = \check{\partial}_{\tilde{k}} \gamma_{s\tilde{l}} + \check{\partial}_{\tilde{l}} \gamma_{ks} - \check{\partial}_s \gamma_{kl} = \check{\partial}_{\tilde{k}} \gamma_{\tilde{l}+s\tilde{l}} + \check{\partial}_{\tilde{l}} \gamma_{\tilde{l}+ks} - \check{\partial}_s \gamma_{\tilde{l}+kl} =$$

$$= 2 \left[\begin{smallmatrix} \\ skl \end{smallmatrix} \right]_{(\mu\nu)+} \text{ mit } \alpha_p \check{\partial}_p = \check{\partial}_p, \text{ weil immer } \gamma_{-kl} = \text{const},$$

$$\text{oder } \gamma_{-\tilde{k}l} = 0 \text{ ist. Dies bedeutet aber auch } \gamma_{(\kappa\lambda)}^{i\ s} ; () \left[\begin{smallmatrix} \\ skl \end{smallmatrix} \right]_{(\mu\nu)} =$$

$$= \left[\begin{smallmatrix} i \\ k\ l \end{smallmatrix} \right]^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)+} \text{ oder } \left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right] = \left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]_+, \text{ weil die kovariante Symmetrie}$$

nicht von einer Antihermitezität der Kontrasignatur beeinflußt wird. Die unmittelbare Folge der Feldaktivierung durch Spinfeld-

selektoren ist also $\left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]_- = \hat{0}$. Da $\gamma_{+\tilde{\kappa}l} = \text{const}$ und $\gamma_{-\tilde{\kappa}l} = 0$ ist, wird die Eigenschaft aller Fundamentalkondensoren $\left[\begin{smallmatrix} i \\ \tilde{\kappa} l \end{smallmatrix} \right]_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} = 0$ im antihermetrischen Bereich hinsichtlich der kovarianten Indizierungen von selbst evident, weil in $\left[\begin{smallmatrix} s \\ s\tilde{\kappa}l \end{smallmatrix} \right]_{(\mu\nu)}$ die Summanden als Metronddifferentiale $\check{\partial}_l$ (hermetrisch) auf $\gamma_{+\tilde{\kappa}s}$ bzw. $\check{\partial}_{\tilde{\kappa}}$ (antihermetrisch) auf $\gamma_{+sl}(V_r)$ einwirken, so daß in jedem Fall eine Konstanz hinsichtlich des partiellen Metronddifferentials besteht. Bei der Formulierung des symmetronischen Fundamentalproblems hat man also neben (53) bis (55a) von den Eigenschaften der Profelder und Feldaktivatoren, nämlich

$$\begin{aligned} \gamma_{(\mu\nu)+}^{\tilde{\kappa}l} &= \text{const}, & \gamma_{(\mu\nu)+}^{kl} &= \gamma_{(\mu\nu)+}^{kl}(V_r), & \gamma_{-\tilde{\kappa}l}^{(\mu\nu)} &= 0, \\ \gamma_{-kl}^{(\mu\nu)} &= \text{const} \neq 0 \end{aligned} \quad (56)$$

auszugehen, deren unmittelbare Konsequenz die Eigenschaft der kovarianten Hermitezität aller Fundamentalkondensoren

$$\left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right] = \left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]_+ = \left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right] \times \quad (56a)$$

ist, womit das symmetronische Fundamentalproblem gestellt werden kann.

Berücksichtigt man, daß nach III., 5. die Varianzstufenänderung durch das gemischtvariante Kroneckerelement nur im Bereich eines Diagonalelementes von $\hat{\gamma}$ möglich ist, während andernfalls ein Korrelationstensor (beschrieben durch den Selektor ${}^2\overline{Q}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ bei der Varianzstufenänderung zwei verschiedene Elemente aus $\hat{\gamma}$ koppelt, dann wird deutlich, daß dieser Korrelationstensor eine Komponente physikalischer Korrelationen symmetronisch definiert. Wird eine solche Beschreibung symmetronischer Korrelation in den Kompositionsfeldtermen $\bar{\lambda} \neq \bar{0}$ aus (19) angenommen, dann kann in (54a) das unbe-

kannte Gesetz f der Strukturkomposition zu $\widehat{\Pi}$ durch die Beziehungen aus III., 5. in die Belange des R_6 (mit $\hat{\gamma}$) übertragen werden. Steht $\varepsilon \equiv (\kappa, \lambda, \mu, \nu)$ für die Indizierungen der Kondensorsignaturen, dann gilt für die Strukturkombination die Vierfachsumme

$$\widehat{\Pi} = \sum_{\varepsilon} \left(\left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right] + sp^2 \overline{Q}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \cdot () \times \left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right] \right). \quad \text{Wäre } \left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right] = \left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]_+ +$$

$$+ \left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]_- \neq \left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]^\times, \text{ dann setzte das Kompositionsgesetz wegen}$$

$$\widehat{\Pi} = \widehat{\Pi}^\times \text{ das Verschwinden } \sum_{\varepsilon} \left(\left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]_- + sp^2 \overline{Q}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \cdot () \times \left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]_- \right) = \hat{0}$$

voraus. Nach den Beziehungen (56) und (56a) wird diese Bedingung aber gliedweise identisch erfüllt, so daß für das strukturelle Kompositionsgesetz

$$\widehat{\Pi} = \sum_{\varepsilon} \left(\left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]_+ + sp^2 \overline{Q}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \cdot () \times \left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]_+ \right),$$

$$\varepsilon \equiv (\kappa, \lambda, \mu, \nu) \quad (57)$$

geschrieben werden muß. Das symmetronische Fundamentalproblem wird also gestellt, wenn die Beziehungen (56), (56a) und (57) auf (19) angewendet werden.

Die Abhängigkeit der Gitterkerne aus (53a) von den Gitterselektoren bezieht sich auf ihr strukturelles Verhalten im R_6 , doch werden ihre anthropomorph zugänglichen R_3 -Projektionen mit Sicherheit von allen R_4 -Koordinaten bestimmt. Dies bedeutet aber, daß es zu jeder Hermetrieform als R_3 -Projektion, symmetronisch beschrieben durch $\hat{\gamma}$, stets drei geodätische Koordinatensysteme gibt, derart, daß jeweils ein Diagonalelement aus $\hat{\gamma}$ (gekennzeichnet durch die jeweilige Struktureinheit) geodätisch in bezug auf das adäquate Koordinatensystem wird. Da die betreffende Komposition immer nur auf ein R_4 -System bezogen werden kann, ist es nur möglich, im R_4 die Geodäsiebedingung für höchstens eine Struktureinheit, also ein Diagonalelement (p,p) aus $\hat{\gamma}$, in der R_4 -Projektion zu erfüllen. In dieser Projektion können demnach

mit $1 \leq (\mu, \nu) \leq 3$ immer nur höchstens neun Summanden die Geodäsie $\left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right] = \hat{0}$ erreichen, wogegen alle übrigen von der Null-

matrix verschieden bleiben. Wie auch immer das R_4 -System gewählt wird, die Projektion von (57) bleibt in der Form $\overline{\square} \neq \hat{0}$ invariant. Weil die metrischen Strukturstufen $\vec{\lambda}$ aus $C\{\} = \vec{\lambda} \times \{\}$ in ihren R_3 -Projektionen mit den energetischen Quantenstufen identisch sind, mußte in (8) und (8a) die Invarianz von $\{\}$ gefordert werden, was durch die heuristische Postulation von $\omega = 3$ infinitesimalen Partialstrukturen nach (9) erreicht würde, was sich wiederum mit $\vec{M}$ aus $\vec{T}_+ = sp(\vec{M} \times \vec{M})$ als Heuristik ergab. Erst aus dem übergeordneten metronischen Sachverhalt von (19) ergab sich mit (27) und der Sphärentrinität des Weltenursprungs der synmetronische Ansatz (53) der in der Form (57) die Invarianz von $\overline{\square}$ und damit die Tensoreigenschaften des kompositiven Kondensors (gemischtvariant vom 3. Grad) aus (19) heraus nachträglich verifiziert. Mithin muß es also möglich sein, durch eine Substitution mit dem synmetronischen Ansatz in der invarianten Fassung (57) im Weltselektor (19) das synmetronische Fundamentalproblem zu stellen und zwar in der Form eines synmetronischen Weltselektors.

3. Das symmetronische Fundamentalproblem

Es kann nun versucht werden, mit Gleichung (57) den kompositiven Weltselektor (19) zu spalten und umzuformen, so daß eine symmetronische Gleichung entsteht. Zu diesem Zweck wird $L = K - \bar{\lambda} \times ()$, also die Darstellung durch den Raumkondensor $\bar{\lambda} \times \bar{\Pi} = K; \bar{\Pi}$ in der Komponentenform $\lambda_m(k, l) \begin{bmatrix} i \\ k \ l \end{bmatrix} = K_m; \begin{bmatrix} i \\ k \ l \end{bmatrix} = \check{\delta}_l \begin{bmatrix} i \\ k \ m \end{bmatrix} - \check{\delta}_m \begin{bmatrix} i \\ k \ l \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} i \\ s \ l \end{bmatrix}; () \begin{bmatrix} s \\ k \ m \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} i \\ s \ m \end{bmatrix}; () \begin{bmatrix} s \\ k \ l \end{bmatrix}$ mit (57) verwendet. Wird darüber hinaus der im R_6 als symmetronischer Raumkondensor erscheinende polymetrische Strukturkondensor aus III., 5. in der Indizierung $K_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ eingeführt, dann ergibt sich zunächst für die Spaltung

$$K; \bar{\Pi} = \sum_{\varepsilon} K_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}; \left(1 + sp^2 \bar{Q}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \times ()\right); \left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix}\right] + \sum_{\varepsilon} {}^4\bar{C}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}, \text{ wenn } K_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$$

einen symmetronischen Strukturkompressor ${}^4\bar{Q}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ nach III., 5. im R_6 darstellt. In dieser Darstellung ist ${}^4\bar{C}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ ein die Korrelation kennzeichnender Tensor, der quadratisch aus den Korrelationstensoren und den symmetronischen Fundamentalkondensoren (Partialstrukturen) aufgebaut ist. Werden zur Kürzung das Produkt $\delta = \delta_{\mu\alpha} \delta_{\nu\beta} \delta_{\kappa\gamma} \delta_{\lambda\delta}$ der Kronecker-Elemente hinsichtlich der Kondensorsignaturen und ein Austauschoperator $\delta(\underline{p} \dots \underline{q}, m \dots s); A_{\underline{p} \dots \underline{q}} = A_{m \dots s}$ aus den Kronecker-Elementen hinsichtlich der Kondensorkomponenten definiert, dann besteht die Möglichkeit ${}^4\bar{C}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ durch die tensorielle Einwirkung eines quadratischen Korrelationsselektors $D_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ auf den Fundamentalkondensor gleicher Signatur darzustellen.

In ${}^4\bar{C}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} = D_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}; \left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix}\right]$ ergeben sich für die Komponenten dieses

$$\begin{aligned}
\text{Selektors } D_{(\mu\nu)m}^{(\kappa\lambda)} &= \delta(\underline{k}s); () \sum_{\varepsilon} \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ m \end{smallmatrix} \right]_{(\beta a)}^{(\gamma\delta)} (1 - \delta) - \\
&- \delta(\underline{k}Lsm); () \sum_{\varepsilon} \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]_{(\alpha\beta)}^{(\gamma\delta)} (1 - \delta) + \\
&+ Q_{(\mu\nu)t}^{(\kappa\lambda)\underline{i}} \delta(\underline{i}\underline{k}, ts); () \sum_{\varepsilon} Q_{(\alpha\beta)t}^{(\gamma\delta)\underline{s}} \left[\begin{smallmatrix} t \\ k \ m \end{smallmatrix} \right]_{(\alpha\beta)}^{(\gamma\delta)} - \\
&- Q_{(\mu\nu)t}^{(\kappa\lambda)\underline{i}} \delta(\underline{i}\underline{k}Ltsm); () \sum_{\varepsilon} Q_{(\alpha\beta)t}^{(\gamma\delta)\underline{s}} \left[\begin{smallmatrix} t \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]_{(\alpha\beta)}^{(\gamma\delta)} + \delta(\underline{k}s); () \sum_{\varepsilon} Q_{(\alpha\beta)t}^{(\gamma\delta)\underline{s}} \left[\begin{smallmatrix} t \\ k \ m \end{smallmatrix} \right]_{(\alpha\beta)}^{(\gamma\delta)} - \\
&- \delta(\underline{k}Lsm); () \sum_{\varepsilon} Q_{(\alpha\beta)t}^{(\gamma\delta)\underline{s}} \left[\begin{smallmatrix} t \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]_{(\alpha\beta)}^{(\gamma\delta)} + \\
&+ Q_{(\mu\nu)t}^{(\kappa\lambda)\underline{i}} \delta(\underline{i}\underline{k}, ts); () \sum_{\varepsilon} \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ m \end{smallmatrix} \right]_{(\alpha\beta)}^{(\gamma\delta)} (1 - \delta) - \\
&- Q_{(\mu\nu)t}^{(\kappa\lambda)\underline{i}} \delta(\underline{i}\underline{k}Ltsm); () \sum_{\varepsilon} \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]_{(\alpha\beta)}^{(\gamma\delta)} (1 - \delta), \text{ wenn die Indizierung}
\end{aligned}$$

$D_{(\mu\nu)m}^{(\kappa\lambda)}; \left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ für die R_6 -Komponenten gelten soll. Einsetzen in

$\bar{\lambda} \times \bar{\Gamma}$ liefert, wenn für den K entsprechenden Funktionalselektor

$$A_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} = K_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}; (1 + sp^2 \bar{Q}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \times ()) + D_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \text{ gesetzt wird,}$$

$$\bar{\lambda} \times \bar{\Gamma} = \sum_{\varepsilon} A_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}; \left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ - \\ + \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]. \text{ Bildung des Matrizenspektrums und der}$$

makromare Übergang $\bar{\lambda}\bar{\Gamma} \rightarrow \alpha^2 \bar{W}$ mit $\alpha = \text{const.}$, sowie dem infinitesimalen Übergang der Wirkung des Energiedichteselektors

$$\lim_{\tau \rightarrow 0} {}^2\bar{W}; n = \vec{\vec{T}} - \vec{\vec{g}} \frac{\vec{T}}{4} = \vec{\vec{T}} = \vec{\vec{T}}^{\times} \text{ liefert nach } R_3\text{-Integration für den Energietensor des Korrelationsgefüges } \vec{\vec{U}} = \int_V \vec{\vec{T}} dV.$$

Diese Energie muß sich aber additiv aus den energetischen Zuständen der Partialstrukturen (Kondensorsignaturen) zusammensetzen, so daß

$$\text{für den Energiesatz des Korrelationsgefüges } \vec{\vec{U}} = \sum_{\varepsilon} \vec{\vec{U}}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \text{ gilt. Dies}$$

$$\text{bedeutet aber auch } \vec{\vec{T}} = \sum_{\varepsilon} \vec{\vec{T}}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \rightarrow \sum_{\varepsilon} {}^2\bar{W}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}; n \text{ und daher auch}$$

$$\text{mikromar } \alpha \sum_{\varepsilon} {}^2\bar{W}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}; n \leftarrow \sum_{\varepsilon} \bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} (1 + sp^2 \bar{Q}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \times ()); \left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ - \\ + \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]; n =$$

$$= \bar{\lambda}\bar{\Gamma}; n, \text{ wenn die } \bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \text{ die den Kondensorsignaturen entsprechen}$$

den Partialstrukturen der kompositiven Kondensationsstufen $\bar{\lambda}$ sind. Einsetzen dieser Spaltung in das Matrizenpektrum liefert also

$$\sum_{\varepsilon} sp A_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} ; \left[\widehat{\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix}} \right] = \bar{\lambda} [\top] = \sum_{\varepsilon} \bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} (1 + sp^2 \bar{Q}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \times ()) ; \left[\widehat{\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix}} \right].$$

Die sich hieraus ergebende Bedingung

$$\sum_{\varepsilon} \left(sp A_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} - \bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \cdot (1 + sp^2 \bar{Q}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \times ()) \right) ; \left[\widehat{\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix}} \right] = {}^2\bar{0} \quad \text{kann offen-}$$

sichtlich nur gliedweise erfüllt werden, weil eine Unabhängigkeit

der Summanden besteht. Dies bedeutet aber

$$\begin{aligned} {}^2\bar{0} &= \left(sp A_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} - \bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} (1 + sp^2 \bar{Q}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \times ()) \right) ; \left[\widehat{\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix}} \right] = \\ &= sp \left(A_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} - \bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \times (1 + sp^2 \bar{Q}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \times ()) \right) ; \left[\widehat{\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix}} \right]. \end{aligned}$$

Auch hier kann kein tensorieller Selektor antihermitescher Art existieren, so daß sich mit dem symmetronischen Weltselektor

$$L_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} = A_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} - \bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \times (1 + sp^2 \bar{Q}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \times ()) \quad \text{nach Rückbildung des}$$

Matrizenpektrums die symmetronische Weltselektorgleichung

$$L_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} ; \left[\widehat{\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix}} \right] = {}^4\bar{0}, \quad \left[\widehat{\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix}} \right] = \left[\widehat{\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix}} \right]_+ \quad (58)$$

ergibt, wenn die Hermitezität (56a) und (57) berücksichtigt wird.

In dieser Beziehung wird der symmetronische Weltselektor im wesentlichen durch das Analogon zum Raumkondensor und den quadratischen Korrelationsselektor beschrieben, was durch

$$L_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} = A_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} - \bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \times (1 + sp^2 \bar{Q}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \times ()),$$

$$A_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} = K_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}; (1 + sp^2 \bar{Q}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \times ()) + D_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)},$$

$$K_{(\mu\nu)m}^{(\kappa\lambda)} = \left(\frac{\kappa\lambda}{\mu\nu} + \right)_{(-)1}^{(1,6)}; \delta(Lm) - \left(\frac{\kappa\lambda}{\mu\nu} + \right)_{(-)m}^{(1,6)},$$

$$D_{(\mu\nu)m}^{(\kappa\lambda)} = \delta(\underline{k}s); () \sum_{\varepsilon} \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ m \end{smallmatrix} \right]_{(\alpha\beta)}^{(\gamma\delta)} (1 - \delta) -$$

$$- \delta(\underline{k}Lsm); () \sum_{\varepsilon} \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]_{(\alpha\beta)}^{(\gamma\delta)} (1 - \delta) +$$

$$+ Q_{(\mu\nu)t}^{(\kappa\lambda)i} \delta(\underline{i}\underline{k}ts); () \sum_{\varepsilon} Q_{(\alpha\beta)t}^{(\gamma\delta)\underline{s}} \left[\begin{smallmatrix} t \\ k \ m \end{smallmatrix} \right]_{(\alpha\beta)}^{(\gamma\delta)} -$$

$$- Q_{(\mu\nu)t}^{(\kappa\lambda)i} \delta(\underline{i}\underline{k}Ltsm); () \sum_{\varepsilon} Q_{(\alpha\beta)t}^{(\gamma\delta)\underline{s}} \left[\begin{smallmatrix} t \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]_{(\alpha\beta)}^{(\gamma\delta)} +$$

$$+ \delta(\underline{k}s); () \sum_{\varepsilon} Q_{(\alpha\beta)t}^{(\gamma\delta)\underline{s}} \left[\begin{smallmatrix} t \\ k \ m \end{smallmatrix} \right]_{(\alpha\beta)}^{(\gamma\delta)} -$$

$$- \delta(\underline{k}Lsm); () \sum_{\varepsilon} Q_{(\alpha\beta)t}^{(\gamma\delta)\underline{s}} \left[\begin{smallmatrix} t \\ k \ m \end{smallmatrix} \right]_{(\alpha\beta)}^{(\gamma\delta)} +$$

$$+ Q_{(\mu\nu)t}^{(\kappa\lambda)i} \delta(\underline{i}\underline{k}ts); () \sum_{\varepsilon} \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ m \end{smallmatrix} \right]_{(\alpha\beta)}^{(\gamma\delta)} (1 - \delta) -$$

$$- Q_{(\mu\nu)t}^{(\kappa\lambda)i} \delta(\underline{i}\underline{k}Ltsm); () \sum_{\varepsilon} \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]_{(\alpha\beta)}^{(\gamma\delta)} (1 - \delta),$$

$$\delta = \delta_{\mu\alpha} \delta_{\nu\beta} \delta_{\kappa\gamma} \delta_{\lambda\delta},$$

$$\delta(\underline{p}\dots\underline{q}, m\dots s); A_{p\dots q} = A_{m\dots s}$$

(58a)

zum Ausdruck gebracht wird. Das zu (58) führende Matrizenspektrum

$$\bar{\lambda}[\hat{\Gamma}] = \sum_{\varepsilon} \bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right] \text{ aus dem Energieprinzip mit der Kürzung}$$

$$\left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right] = (1 + sp^2 \bar{Q}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \times ()); \left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right] \text{ kann stets durch die Superposition}$$

$$\bar{\lambda} = \sum_{\varepsilon} \bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \text{ mit } \bar{\lambda}_{(\alpha\beta)}^{(\gamma\delta)} \left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right] \sim \delta \text{ aus (58a) realisiert werden.}$$

Wegen dieser Superposition der $\bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ und der Tatsache, daß im Kompositionsfeld kein Spinfeldselektor auftritt, folgt für das Fundamentalprinzip jeder Komposition metronischer Kondensationsstufen der Satz: Wenn metrische Kondensationsstufen von Partialstrukturen zu übergeordneten Kondensationsstufen im Sinne von Korrelationen superponieren, dann erfolgt diese Komposition immer so, daß sich die Spinselektoren aller Partialstrukturen kompensieren. Dieser in

$$\bar{\lambda}[\bar{\square}] = \sum_{\varepsilon} \bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \left[\begin{array}{c} \widehat{\kappa\lambda} \\ -+ \\ \mu\nu \end{array} \right], \quad \left[\begin{array}{c} \widehat{\kappa\lambda} \\ -+ \\ \mu\nu \end{array} \right] = (1 + sp^2 \bar{Q}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \times ()); \left[\begin{array}{c} \widehat{\kappa\lambda} \\ -+ \\ \mu\nu \end{array} \right] \quad (59)$$

zusammengefaßte Sachverhalt macht darüberhinaus noch die Aussage möglich, daß immer dann, wenn der stationäre Korrelationszustand so gestört wird, daß Spinfeldselektoren auftreten, es zu einer Kompensation dieser Spinfeldselektoren kommen muß. Dies kann immer durch die Induktion des Spinfeldselektors einer zusätzlichen Partialstruktur erfolgen, welcher dann das zugehörige Protofeld aktiviert, was zu einer Transmutation der kompositiven Hermetrieform führen kann.

Es kommt nunmehr darauf an, in Analogie zum kompositiven Weltselektor zu untersuchen, ob auch im synmetronischen Fall für $A_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ ein metronischer Funktionenraum existiert. Zunächst kann festgestellt werden, daß die Kondensoren auf jeden Fall konvergieren müssen,

wenn $\left[\begin{array}{c} \widehat{\kappa\lambda} \\ -+ \\ \mu\nu \end{array} \right]_- = \hat{0}$ ist, weil die $\left[\begin{array}{c} \widehat{\kappa\lambda} \\ -+ \\ \mu\nu \end{array} \right]_+$ nach Gleichung (57) die

Funktion $[\bar{\square}]$ linear aufbauen und die Konvergenz im Funktionenraum für $[\bar{\square}]$ bereits evident ist. Nach Gleichung (57) ist

$$\sum_{\varepsilon} \left(\left[\begin{array}{c} \widehat{\kappa\lambda} \\ -+ \\ \mu\nu \end{array} \right]_- + sp \left({}^2\bar{Q}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \times \left[\begin{array}{c} \widehat{\kappa\lambda} \\ -+ \\ \mu\nu \end{array} \right]_- \right) \right) = \hat{0} \text{ und daher auch}$$

$$\left[\begin{array}{c} \widehat{\kappa\lambda} \\ -+ \\ \mu\nu \end{array} \right]_- + sp \left({}^2\bar{Q}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \times \left[\begin{array}{c} \widehat{\kappa\lambda} \\ -+ \\ \mu\nu \end{array} \right]_- \right) = \hat{0}, \text{ so daß } A_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}; \left[\begin{array}{c} \widehat{\kappa\lambda} \\ -+ \\ \mu\nu \end{array} \right]_+ =$$

$$= \bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \times (1 + sp^2 \bar{Q}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \times ()); \left[\begin{array}{c} \widehat{\kappa\lambda} \\ -+ \\ \mu\nu \end{array} \right]_+ \text{ gesetzt werden kann. Da } \bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$$

als Spektrum der metrischen Kondensationsstufen immer hermitesch ist, folgt

$$\begin{aligned}
 & \mathbf{S}_0^{\infty} \left(\left[\begin{smallmatrix} \widehat{\kappa\lambda} \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]^{\times} \left(A_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}; \left[\begin{smallmatrix} \widehat{\kappa\lambda} \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right] \right) - \left[\begin{smallmatrix} \widehat{\kappa\lambda} \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right] \left(A_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}; \left[\begin{smallmatrix} \widehat{\kappa\lambda} \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]^{\times} \right) \right) \delta\Omega = \\
 & = \mathbf{S}_0^{\infty} \left(\left[\begin{smallmatrix} \widehat{\kappa\lambda} \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]^{\times} - \left[\begin{smallmatrix} \widehat{\kappa\lambda} \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right] \right) \left(\overline{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \times (1 + sp^2 \overline{Q}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \times ()) \right); \\
 & ; \left[\begin{smallmatrix} \widehat{\kappa\lambda} \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]_+; () \delta\Omega = \hat{0} \text{ nur dann, wenn } \left[\begin{smallmatrix} \widehat{\kappa\lambda} \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]^{\times} - \left[\begin{smallmatrix} \widehat{\kappa\lambda} \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right] = \hat{0} \text{ ist, was aber} \\
 & \text{wiederum } \left[\begin{smallmatrix} \widehat{\kappa\lambda} \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]_- = \hat{0} \text{ bedeutet. } \Omega \text{ gibt in dem metronischen Her-} \\
 & \text{mitezittsintegral das metronisierte Volumen des } R_6 \text{ an. Ein metroni-} \\
 & \text{scher Funktionenraum, der } A_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \text{ als Zustandsselektor des } R_6 \text{ kenn-} \\
 & \text{zeichnet, existiert also nur dann, wenn in Gleichung (57) die Beziehung} \\
 & \sum_{\varepsilon} \left(\left[\begin{smallmatrix} \widehat{\kappa\lambda} \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]_- + sp \left({}^2\overline{Q}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \times \left[\begin{smallmatrix} \widehat{\kappa\lambda} \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]_- \right) \right) = \hat{0} \text{ durch } \left[\begin{smallmatrix} \widehat{\kappa\lambda} \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]_- = \hat{0} \text{ iden-} \\
 & \text{tisch nach (56a) erfüllt wird, was in}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \left[\begin{smallmatrix} \widehat{\kappa\lambda} \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]_- = \hat{0}, \quad \mathbf{S}_0^{\infty} \left[\begin{smallmatrix} \widehat{\kappa\lambda} \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]; () \left[\begin{smallmatrix} \widehat{\kappa\lambda} \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]^{\times}; () \delta\Omega < \infty, \\
 & \mathbf{S}_0^{\infty} sp \left({}^2\overline{Q}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \times \left[\begin{smallmatrix} \widehat{\kappa\lambda} \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right] \right); () \left(sp \left({}^2\overline{Q}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \times \left[\begin{smallmatrix} \widehat{\kappa\lambda} \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right] \right) \right)^{\times}; () \delta\Omega < \infty, \\
 & A_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} = (A_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)})^{\times} \quad (60)
 \end{aligned}$$

die Existenzbedingung des metronischen Funktionenraumes für das System synmetronischer Zustandsselektoren beschreibt und durch (56a) evident wird. Die synmetronische Selektorgleichung kann in Analogie zur kompositiven Form in doppelter Weise der Bildung eines Matrixspektrums unterworfen werden, nämlich

$$sp L_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}; \left[\begin{smallmatrix} \widehat{\kappa\lambda} \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right] = {}^2\overline{0}, \quad L_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}; sp \left[\begin{smallmatrix} \widehat{\kappa\lambda} \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right] = {}^2\overline{0} \quad (60a)$$

was zur Lösung des Fundamentalproblems der Strukturkorrelationen verwendet werden kann, weil ein Kriterium durch (56a) dafür gegeben ist, daß (60) erfüllt wird. Wegen (57) wird (58) auf jeden Fall von (19) impliziert, wobei (57) wiederum wegen (53) und (48) aus (37) über (32) und (27) eine Konsequenz aus der gleichen Beziehung (19) ist. Wird angenommen, daß $\hat{\gamma}$ nur ein einziges hermitesches Element $(\mu\mu)$ enthält, dann existiert keine Korrelation, also ${}^2\overline{Q}_{(\mu\mu)}^{(\mu\mu)} = {}^2\overline{0}$ und

$$D_{(\mu\mu)}^{(\mu\mu)} = 0, \text{ was } A_{(\mu\mu)}^{(\mu\mu)} = K(\mu) \triangleq K, \text{ sowie } \left[\begin{smallmatrix} \mu & \mu \\ \mu & \mu \end{smallmatrix} \right] = [\widehat{\mu}] \triangleq [\overline{\mu}] \text{ und}$$

$\overline{\lambda}_{(\mu\mu)}^{(\mu\mu)} \triangleq \overline{\lambda}$ zur Folge hat. Dies wiederum bedeutet $L_{(\mu\mu)}^{(\mu\mu)} \triangleq L$, woraus hervorgeht, daß (60) im Fall nur eines hermetrischen Elementes von $\hat{\gamma}$ wegen Fehlens jeder Korrelation in das formale Analogon zu (19) übergeht.

Zur Lösung des mit (58) gestellten symmetronischen Fundamentalproblems erscheint es zweckmäßig, aus dem Antihermetriebegriff eine Auswahlregel für die Kondensorsignaturen zu entwickeln; denn durch die antihermetrischen Struktureinheiten verschwindet immer eine bestimmte Anzahl von Fundamentalkondensoren, wenn keine totale Hermetrie vorliegt. Zur Entwicklung dieser Auswahlregel sei das Modell des R_6 ein abstrakter R_n , derart, daß $\hat{\gamma}$ vom quadratischen Typ $\omega = n/2$ ist (dem Dimensionsgesetz $n = 2\omega$ mit $p = 2$ nach (15) entsprechend). Zur Diskussion des allgemeinen Hermetrieproblems der Partialkompositionen werde angenommen, daß $1 \leq v \leq \omega$ Gitterkerne ${}^2\overline{\kappa}_{(v)} \neq {}^2\overline{\kappa}_{(v)}^\times$ im R_n mit $n = 2\omega$ existieren und daß von den n einfachen metronischen Tensorien $1 \leq k \leq p$ hermetrisch und $n - p$ antihermetrisch sind. Die ω Partialstrukturen sind wiederum aus semantischen Architektureinheiten des R_n definiert, so daß im allgemeinen $1 \leq v \leq q \neq p$ Partialstrukturen ${}^2\overline{\kappa}_{(v)}$ als Funktionen hermetrischer Koordinationsselektoren Z_k erscheinen, wobei $q < \omega$ gilt, wogegen $q + 1 \leq \xi \leq \omega$ Partialstrukturen ${}^2\overline{\kappa}_{(\xi)} = \text{const}$ sich auf antihermetrische Einheiten des R_n beziehen. Dies bedeutet aber, daß in $\hat{\gamma} = ({}^2\overline{\gamma}_{(\kappa\lambda)})_\omega$ der durch die Indizierungen ξ bestimmte Matrizenabschnitt $(\kappa, \lambda) \geq q + 1$ wegen ${}^2\overline{\gamma}_{(\kappa\lambda)} = sp({}^2\overline{\kappa}_{(\kappa)} \times {}^2\overline{\kappa}_{(\lambda)})$ aus pseudo-

euklidischen Elementen ${}^2\overline{\gamma}_{(\kappa\lambda)} = \text{const}$ besteht. Zur Kürzung werde $\hat{\gamma} = \hat{\gamma}_{(H)} + \hat{\gamma}_{(A)}$ in zwei Anteile gespalten, worin $\hat{\gamma}_{(H)}$ die durch die Hermetrie bedingten Elemente ${}^2\overline{\gamma}_{(\kappa\lambda)}$ mit $\kappa \leq \omega$ und $\lambda \leq q$ oder $\kappa \leq q$ und $\lambda \leq \omega$ enthält, wogegen die Elemente $(\kappa, \lambda) \geq q + 1$ tensorielle Nullselektoren sind. $\hat{\gamma}_{(A)} = \text{const}$ enthält dagegen neben ${}^2\overline{\gamma}_{(\kappa\lambda)} = \text{const}$ mit $(\kappa, \lambda) \geq q + 1$ nur Null- und Konstantenselektoren. Weiter muß im Gegensatz zum Kompositionsfeld ${}^2\overline{\gamma} = {}^2\overline{\gamma}^\times$ für die Partialkompositionen ${}^2\overline{\kappa}_{(v)} = {}^2\overline{\kappa}_{(v)+} + {}^2\overline{\kappa}_{(v)-} \neq {}^2\overline{\kappa}_{(v)}^\times$, also ${}^2\overline{\gamma}_{(\kappa\lambda)} \neq {}^2\overline{\gamma}_{(\kappa\lambda)}^\times$ gefordert werden, wenn R_n ein Modell für das äonische Weltensorium R_6 sein soll. Da es aufgrund der Antihermetrie in $\hat{\gamma}$ den Anteil $\hat{\gamma}_{(A)} = \text{const} \neq \hat{0}$ aus $(\omega - q)^2$ von Null verschiedenen Elementen gibt, wird offenbar die Zahl ω^4 der möglichen Fundamental-

kondensoren $\left[\begin{smallmatrix} \mu\nu \\ -+ \\ \kappa\lambda \end{smallmatrix} \right]$ reduziert. Selbst wenn alle Indizierungen hermetrische Einheiten kennzeichnen, gilt $\left[\begin{smallmatrix} . \\ skl \end{smallmatrix} \right]_{(\kappa\lambda)} = 0$ für $(\kappa\lambda) \geq q + 1$ wegen $\hat{\gamma}_{(A)} = \text{const}$. Weiter gilt aber immer ${}^2\overline{\gamma}_{(\mu\nu)} \neq {}^2\overline{0}$ für alle Partialstrukturen $(\mu\nu) \leq \omega$, d. h., es gilt auch

$$0 = \gamma_{(\mu\nu)}^{i.s.}; () \left[\begin{smallmatrix} . \\ skl \end{smallmatrix} \right]_{(\kappa\lambda)} = \left[\begin{smallmatrix} i \\ k l \end{smallmatrix} \right]_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} \text{ und dies bedeutet, daß von den } \omega^4$$

Fundamentalkondensoren wegen $\left[\begin{smallmatrix} \mu\nu \\ -+ \\ \kappa\lambda \end{smallmatrix} \right] = \hat{0}$ für $(\kappa, \lambda) \geq q + 1$ insgesamt $\omega^2(\omega - q)^2$ verschwinden. Damit wird die Zahl der wirksamen Kondensoren reduziert auf $\omega^4 - \omega^2(\omega - q)^2 = \omega^2 q(2\omega - q)$.

Es gibt mithin grundsätzlich $Z = \omega^2 q(2\omega - q)$

Fundamentalkondensoren $\left[\begin{smallmatrix} \mu\nu \\ -+ \\ \kappa\lambda \end{smallmatrix} \right] \neq \hat{0}$, wenn $\omega - q$ Partialstrukturen

${}^2\overline{\kappa}_{(g)} = \text{const}$ bleiben. Neben der Auswahlregel $\left[\begin{smallmatrix} \mu\nu \\ -+ \\ \kappa\lambda \end{smallmatrix} \right] = \hat{0}$ für

$(\kappa, \lambda) \geq q + 1$, die durch $\hat{\gamma}_{(A)} = \text{const} \neq \hat{0}$ bestimmt wird, gibt es noch

derartige Nullbeziehungen für die Komponenten von $\left[\begin{smallmatrix} \mu\nu \\ -+ \\ \kappa\lambda \end{smallmatrix} \right] \neq \hat{0}$ für

$(\kappa, \lambda) \leq q$, d. h., wenn vom tensoriellen Nullselektor verschiedene Elemente aus $\hat{\gamma}_{(H)}$ vorliegen, derart, daß nur ein kovarianter Index

antihermetrisch ist. Wenn also $(\kappa, \lambda) \leq q$ gilt und in bezug auf ${}^2\overline{\gamma}_{(\kappa\lambda)}$ eine Hermetrie in $t \leq p$ der p hermetrischen Koordinaten vorliegt, so daß also $n - t$ antihermetrische Koordinaten in bezug auf ${}^2\overline{\gamma}_{(\kappa\lambda)}$ übrig bleiben, dann gilt, wenn $Z_k = Z_{\tilde{k}}$ sich auf eine solche antihermetrische Koordinate bezieht, wegen der Komponentenfassung

$$A_{(\kappa\lambda)m}^{(\mu\nu)}; \left[\begin{matrix} m \\ k \ l \end{matrix} \right]_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} = \lambda_{(\kappa\lambda)m}^{(\mu\nu)} (k, l) \left[\begin{matrix} m \\ k \ l \end{matrix} \right]_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} \text{ von}$$

$$sp A_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)}; \left[\begin{matrix} \mu\nu \\ -+ \\ \kappa\lambda \end{matrix} \right] = \overline{\lambda}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} \left[\begin{matrix} \mu\nu \\ -+ \\ \kappa\lambda \end{matrix} \right] \text{ aufgrund der Hermetriedefinition}$$

$$\lambda_{(\kappa\lambda)m}^{(\mu\nu)} (\tilde{k}, l) \left[\begin{matrix} m \\ \tilde{k} \ l \end{matrix} \right]_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} = 0, \text{ also } A_{(\kappa\lambda)m}^{(\mu\nu)}; \left[\begin{matrix} m \\ \tilde{k} \ l \end{matrix} \right]_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} = 0. \quad \text{Nach III.}$$

bedeutet dies aber $\left[\begin{matrix} m \\ \tilde{k} \ l \end{matrix} \right]_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} = 0$ oder $\gamma_{(\mu\nu)}^{m\tilde{s}}; () \left[\begin{matrix} m \\ s\tilde{k}l \end{matrix} \right]_{(\kappa\lambda)} = 0$, was nur

durch $\left[\begin{matrix} m \\ s\tilde{k}l \end{matrix} \right]_{(\kappa\lambda)} = 0$ erfüllt werden kann; denn $\gamma_{(\mu\nu)}^{m\tilde{s}} \neq 0$ ist immer gültig, auch dann, wenn ${}^2\overline{\gamma}_{(\mu\nu)}$ in $\hat{\gamma}_{(A)}$ liegt. Aus $\left[\begin{matrix} m \\ s\tilde{k}l \end{matrix} \right]_{(\kappa\lambda)} = 0$ folgt

aber unmittelbar die Aussage der Gleichung (55) und (55a), was eine Erweiterung der in VI., 2. durchgeführten Analyse der Spinfeldselektoren im Sinne einer Verallgemeinerung gestattet. Im folgenden werden

die Selektoren $\overline{\phi}_{(\kappa\lambda)}$, sowie $\delta = \sum_{m=1}^n \delta_m$ und $Z = \sum_{m=1}^n Z_m$ gemäß

$$() = ()_{(H)} + ()_{(A)} \text{ in einen hermetrischen } ()_{(H)} = \sum_{s=1}^t ()_{(s)} \text{ und einen}$$

antihermetrischen Anteil $()_{(A)} = \sum_{s=t+1}^n ()_{(s)}$ gespalten. Summation

von $\tau \alpha_m \gamma_{+\tilde{k}m}^{(\kappa\lambda)} = \delta_m \phi_{(\kappa\lambda)\tilde{k}}$ liefert das totale Metrondifferential $a_{\tilde{k}} =$

$$= \tau \sum_{m=1}^n \alpha_m \gamma_{+\tilde{k}m}^{(\kappa\lambda)} = \sum_{m=1}^n \delta_m \phi_{(\kappa\lambda)\tilde{k}} = \delta \phi_{(\kappa\lambda)\tilde{k}}. \text{ Es soll weiter das nor-}$$

mierte Orthogonalsystem $\vec{e}_{\tilde{k}} \vec{e}_l = \delta_{kl}$ für alle n Koordinaten existie-

ren. Da $\gamma_{+\tilde{k}m}^{(\kappa\lambda)} = \text{const}$ ist, muß also auch $\delta \phi_{(\kappa\lambda)\tilde{k}} = a_{\tilde{k}} = \text{const}$ sein

$$\text{und mit } \overline{a}_{(A)} = \sum_{k=t+1}^n \vec{e}_{\tilde{k}} a_{\tilde{k}} \text{ wird } \overline{a}_{(A)} = \sum_{k=t+1}^n \vec{e}_{\tilde{k}} \delta \phi_{(\kappa\lambda)\tilde{k}} =$$

$$= \delta \sum_{k=t+1}^n \bar{\Phi}_{(\kappa\lambda)\tilde{k}} = \delta \bar{\Phi}_{(\kappa\lambda)}^{(A)}, \quad \text{und für diesen Ausdruck existiert das}$$

Metronintegral, nämlich $\bar{\Phi}_{(\kappa\lambda)}^{(A)} = \mathbf{S} \bar{a}_{(A)} \delta Z = \bar{a}_{(A)} Z + \bar{C}$ mit $\bar{C} = \text{const}(Z_m)_1^t$, wobei $\bar{C}$ nur Komponenten im antihermetrischen Unterraum haben kann. Entsprechend folgt aus $\tau \alpha_{\tilde{k}} \gamma_{+m\tilde{k}}^{(\kappa\lambda)} = \delta_{\tilde{k}} \Phi_{(\kappa\lambda)m}$ nach Summation längs $t+1 \leq \tilde{k} \leq n$ das totale Metronddifferential im antihermetrischen Bereich

$$A_m = \tau \sum_{\tilde{k}=t+1}^n \alpha_{\tilde{k}} \gamma_{+m\tilde{k}}^{(\kappa\lambda)} = \sum_{\tilde{k}=t+1}^n \delta_{\tilde{k}} \Phi_{(\kappa\lambda)m} = \delta_{(A)} \Phi_{(\kappa\lambda)m} = \text{const.}$$

Nach Multiplikation mit $\vec{e}_m$ und weiterer Summation längs

$$1 \leq m \leq n \text{ wird dann } \bar{A} = \sum_{m=1}^n \vec{e}_m A_m = \sum_{m=1}^n \vec{e}_m \delta_{(A)} \Phi_{(\kappa\lambda)m} = \\ = \delta_{(A)} \sum_{m=1}^n \bar{\Phi}_{(\kappa\lambda)m} = \delta_{(A)} \bar{\Phi}_{(\kappa\lambda)}$$

und dieses Metronddifferential $\delta_{(A)} \bar{\Phi}_{(\kappa\lambda)} = \bar{A} = \text{const}$ kann metronisch über den antihermetrischen Unterraum integriert werden. Wegen dieser Abgrenzung des Integrationsbereiches folgt $\bar{\Phi}_{(\kappa\lambda)} = \mathbf{S}_A \bar{A} \delta_{(A)} Z = \bar{A} Z_{(A)} + \bar{f}$, wobei $\bar{f}(Z_m)_1^t = \text{const}(Z_s)_{t+1}^n$ ein vektorieller hermetrischer Funktionalsektor ist, der wegen der Einschränkung des Integrationsbereiches auf die antihermetrischen Einheiten als Integrationskonstante erscheint. In den hermetrischen Komponenten $\gamma_{-kl}^{(\kappa\lambda)} \neq 0$ können aber nur hermetrische Komponenten von $\bar{\Phi}_{(\kappa\lambda)}$ auftreten, so daß es zweckmäßig erscheint $\bar{\Phi}_{(\kappa\lambda)}^{(H)} = \bar{\Phi}_{(\kappa\lambda)} - \bar{\Phi}_{(\kappa\lambda)}^{(A)} = (\bar{A} - \bar{a}_{(A)}) Z_{(A)} - \bar{a}_{(A)} Z_{(H)} - \bar{C} - \bar{f}$ zu bilden. Kennzeichnet s einen hermetrischen Index, dann gilt $\delta_s \bar{\Phi}_{(\kappa\lambda)}^{(H)} = -\frac{1}{\alpha_s} \bar{a}_{(A)} + \delta_s \bar{f}$, aber $\delta_s \bar{\Phi}_{(\kappa\lambda)}^{(H)} = \frac{1}{\alpha_s} (\bar{A} - \bar{a}_{(A)}) = \text{const}$, weil $\delta_s \bar{f} = \bar{0}$ und $\delta_s \bar{f} Z_{(H)} = 0$ ist, wenn $s = \tilde{s}$ eine antihermetrische Indizierung darstellt. Dies bedeutet aber $\tau \gamma_{-kl}^{(\kappa\lambda)} = \text{const} + \delta_k f_l - \delta_l f_k$. Da $\bar{f}$ in bezug auf die antihermetrischen Koordinaten konstant ist, und im Fall der Hermetrie in der Basis-signatur für den Kommutator partieller Metronddifferentiale

$(\delta_k \times \delta_l)_- = 0$ zur Anwendung kommen muß, ergibt sich auch in dieser universellen Fassung wieder die kovariante Hermitezität von (56a) als universelles Prinzip. Der antihermitesche Feldaktivator ist allerdings in (56a) nicht eliminiert, sondern wirkt latent in der Kontrainsignatur, wenn diese ein Element aus $\hat{\gamma}_{(H)}$ ist. Die hermitesche Symmetrie aller Basissignaturen hat aber die identische Erfüllung der kovarianten Symmetrie von (57) und diese wiederum in (60) zur Folge, so daß wegen der deduzierten prinzipiellen Gültigkeit von (56a) alle Funktionalselektoren aus $L_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ hermitesch, und alle partiellen Fundamentalkondensoren, welche nicht unter die Auswahlregel fallen und sämtliche Korrelationstensoren grundsätzlich konvergent sind. Alle Bestimmungsstücke der Beziehung (58) gehören also prinzipiell zu einem abstrakten metronischen Funktionenraum, so daß immer die Existenzbedingung symmetronischer Kondensationsstufen als Konsequenz kompositiver Kondensationsstufen erfüllt ist. Nach diesen allgemeinen Betrachtungen kann nunmehr versucht werden, das in (58) gestellte symmetronische Fundamentalproblem zu lösen.

Die Darstellbarkeit der antihermiteschen Anteile der Fundamentalselektoren als Feldaktivatoren, die mit den metronischen Spinselektoren identisch sind, führt unter Berücksichtigung der hermetrischen Struktureinheiten zur Gleichung (56a) welche die Hermitezität der Fundamentalkondensoren, also nach Gleichung (60) die notwendige Existenzbedingung des metronischen Funktionenraumes erfüllt. Weil also der Hyperstruktur des metronischen Welttensoriums R_6 eine metronische Spinorientierung überlagert ist, erweisen sich die Fundamentalkondensoren der Partialstrukturen nach (56a) und (60) als konvergent und $A_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ als Zustandsselektor eines metronischen Funktionenraumes, dessen Trägerraum das Welttensorium ist. Da im

$$\text{Fall } \left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right] \text{ nach III., 5. immer } \left(\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right)_{(\pm)}^{(1,6)} = \left(\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right)_{(\pm)}^{(+,-)} \text{ ist,}$$

muß für den symmetronischen Weltselektor $L_{(\mu\nu)+}^{(\kappa\lambda)}$ gesetzt werden. Das symmetronische Fundamentalproblem nimmt daher unter Berücksichtigung der Gleichung (56a) in Gleichung (58) die präzisere Gestalt an

$$L_{(\mu\nu)+}^{(\kappa\lambda)}; \left[\begin{array}{c} \widehat{\kappa\lambda} \\ -+ \\ \mu\nu \end{array} \right]_+ = {}^4\overline{0} \quad (61),$$

worin

$$\begin{aligned} L_{(\mu\nu)+}^{(\kappa\lambda)} &= (K_{(\mu\nu)+}^{(\kappa\lambda)} - \overline{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \times ()); (1 + sp^2 \overline{Q}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \times ()) + D_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}, \\ A_{(\mu\nu)+}^{(\kappa\lambda)} &= K_{(\mu\nu)+}^{(\kappa\lambda)}; (1 + sp^2 \overline{Q}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \times ()) + D_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}, \\ K_{(\mu\nu)+m}^{(\kappa\lambda)} &= \left(\begin{array}{c} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{array} \right)_{(-)l}^{(+,-)}; \delta(Lm) - \left(\begin{array}{c} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{array} \right)_{(-)m}^{(+,-)} \end{aligned} \quad (61a)$$

gilt, so daß das synmetronische Fundamentalproblem präzisiert worden ist.

Zur metronischen Integration der Gleichung (61), also zur Lösung des synmetronischen Fundamentalproblems werden allgemein vorerst die Kürzungen $T_{(\mu\nu)+}^{(\kappa\lambda)} = \underline{T}$ für die Indizierungen und als **Fremdfeld-**

selektor $(1 + sp^2 \overline{Q}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \times ()); \left[\begin{array}{c} \widehat{\kappa\lambda} \\ -+ \\ \mu\nu \end{array} \right]_+ = {}^3\overline{F}$ für die Feldgröße einge-

führt, so daß Gleichung (61) mit (61a) die Form $\underline{K}; {}^3\overline{F} + \underline{D}; \left[\begin{array}{c} \widehat{\kappa\lambda} \\ -+ \\ \mu\nu \end{array} \right]_+ =$

$= \underline{\lambda} \times {}^3\overline{F}$, oder in Komponentenform unter expliziter Anwendung

des Raumkondensors $\check{\partial}_l F_{km}^i - \check{\partial}_m F_{kl}^i + F_{sl}^i \left[\begin{array}{c} s \\ k \ m \end{array} \right]_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} -$

$- F_{sm}^i \left[\begin{array}{c} s \\ k \ l \end{array} \right]_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} + \underline{D}_m; \left[\begin{array}{c} i \\ k \ l \end{array} \right]_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} = \underline{\lambda}_m(k, l) F_{kl}^i$ annimmt. Hierin kann

unter Verwendung von (57) und Gleichung (58a) das quadratische Korrelationsglied auf den kompositiven Fundamentalkondensor $\square$

reduziert werden. Es folgt $\underline{D}_m; \left[\begin{array}{c} i \\ k \ l \end{array} \right]_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} = F_{sl}^i \left[\begin{array}{c} s \\ k \ m \end{array} \right] - F_{sm}^i \left[\begin{array}{c} s \\ k \ l \end{array} \right] -$

$- F_{sl}^i \left[\begin{array}{c} s \\ k \ m \end{array} \right]_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} + F_{sm}^i \left[\begin{array}{c} s \\ k \ l \end{array} \right]_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$, was eingesetzt $\check{\partial}_l F_{km}^i - \check{\partial}_m F_{kl}^i +$

$+ F_{sl}^i \left[\begin{array}{c} s \\ k \ m \end{array} \right] - F_{sm}^i \left[\begin{array}{c} s \\ k \ l \end{array} \right] = \underline{\lambda}_m(k, l) F_{kl}^i$ als reduzierte Form liefert. Aus

dieser Darstellung wird unmittelbar $\underline{\lambda}_m(\tilde{k}, l) = \underline{\lambda}_m(k, \tilde{l}) = \underline{\lambda}_m(\tilde{k}, \tilde{l}) = 0$ für alle m und $\underline{\lambda}_{\tilde{m}}(k, l) = 0$ für alle k und l , sowie $\underline{\lambda}_{\tilde{m}}(m, m) = 0$

wie im kompositiven Fall evident. Auch die symmetronischen Eigenwertspektren können demnach als metrische Kondensationsstufen keine Komponente in den antihermetrischen Unterräumen haben. Desgleichen bildet $\underline{\lambda}_m(l, m) = 0$ ein Analogon zum Kompositionsfeld. Eine weitere Analogie zur kompositiven Hermetrie ergibt sich, wenn die reduzierte Form für $\underline{\lambda}_m(m, l)$ und $\underline{\lambda}_l(m, m)$ angesetzt und beide Selektorgleichungen addiert werden. Diese Addition ergibt dann unmittelbar $\underline{\lambda}_m(m, l)F_{ml}^i + \underline{\lambda}_l(m, m)F_{mm}^i = 0$, also $F_{ml}^i \sim F_{mm}^i$ und $F_{pq}^i \sim F_{kl}^i$ als Folge der Hermitezität. Mit diesen Proportionalitäten kann aber immer $F_{km}^i = \underline{a}_m(k, l)F_{kl}^i$ sowie $F_{sl}^i = a_{(1)}F_{kl}^i$ und $F_{sm}^i = a_{(2)}F_{kl}^i$ erreicht werden. Damit wird aber

$$\left(\underline{a}_m(k, l)\underline{\partial}_l - \underline{\partial}_m \right); F_{kl}^i + \left(a_{(1)} \begin{bmatrix} s \\ k \ m \end{bmatrix} - a_{(2)} \begin{bmatrix} s \\ k \ l \end{bmatrix} \right) F_{kl}^i =$$

$$= \underline{\lambda}_m(k, l)F_{kl}^i.$$
 Für die Komponenten von $\underline{\square}$ gelten aber ganz analoge Proportionalitäten, so daß immer $a_{(1)} \begin{bmatrix} s \\ k \ m \end{bmatrix} - a_{(2)} \begin{bmatrix} s \\ k \ l \end{bmatrix} =$

$$= \underline{b}_{ms}(k, l) \begin{bmatrix} s \\ k \ l \end{bmatrix}$$
 erreichbar ist, was nach Summation längs der hermetrischen Indizierungen $1 \leq m \leq q$ mit den Kürzungen

$$\sum_{m=1}^q \underline{a}_m(k, l) = \underline{a}(k, l), \text{ sowie } \sum_{m=1}^q \underline{b}_{ms}(k, l) = \underline{b}_s(k, l) \text{ und}$$

$$\sum_{m=1}^q \underline{\lambda}_m(k, l) = \underline{\lambda}(k, l) \text{ zur integrierbaren Fassung}$$

$$\left((\underline{a}(k, l) - 1)\underline{\partial}_l - \sum_{m \neq l} \underline{\partial}_m \right); F_{kl}^i + \underline{b}_s(k, l) \begin{bmatrix} s \\ k \ l \end{bmatrix}; () F_{kl}^i = \underline{\lambda}(k, l) F_{kl}^i$$

führt. Mit $\underline{\vec{a}} = \frac{\alpha_l \vec{e}_l}{a(k, l) - 1} - \sum_{m \neq l} \alpha_m \vec{e}_m$ und dem normierten

Orthogonalsystem $(\vec{e}_i, \vec{e}_k)_q = \hat{E}$ wird nämlich

$$\left((\underline{a}(k, l) - 1)\underline{\partial}_l - \sum_{m \neq l} \underline{\partial}_m \right); F_{kl}^i = \underline{\vec{a}}^{-1} \text{GRAD}_q F_{kl}^i,$$

$$\text{also } \text{GRAD}_q F_{kl}^i = \underline{\vec{a}} \left(\underline{\lambda}(k, l) - \underline{b}_s(k, l) \begin{bmatrix} s \\ k \ l \end{bmatrix} \right) F_{kl}^i.$$

Wird $\overline{Z} = \sum_{k=1}^q \vec{e}_k()$ verwendet, dann folgt

$\text{GRAD}_q F_{kl}^i \delta \overline{Z} = \delta F_{kl}^i$ also $\delta \ln F_{kl}^i = \left(\underline{\lambda}(k, l) - \underline{b}_s(k, l) \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ l \end{smallmatrix} \right] \right) \underline{\vec{a}} \delta \overline{Z}$,
weil $\underline{\vec{a}} \delta \overline{Z}$ wegen $\alpha_m \sim \sqrt{\tau}$ in $\underline{\vec{a}}$ in der Größenordnung $\sqrt{\tau}$ infinitesimale Verhältnisse approximiert, sofern $\sqrt{\tau} \ll 1$ ist. Für das lineare Aggregat von Gitterselektoren kann, wie bei der Entwicklung von (20) wieder

$\mu = \sum_{k=1}^q \alpha_k()$ verwendet werden, was

$\underline{\vec{a}} \delta \overline{Z} = \underline{a}_{kl} \delta \mu$ mit $\underline{a}_{kl} = (\underline{a}(k, l) - 1)^{-1} + 1 - q$ liefert. Setzt man weiter $\underline{a}_{kl} \underline{\lambda}(k, l) = \underline{\lambda}_{kl}$ und $\underline{a}_{kl} \underline{b}_s(k, l) = \underline{c}_s$, dann gilt $\delta \ln F_{kl}^i = \left(\underline{\lambda}_{kl} - \underline{c}_s \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ l \end{smallmatrix} \right] \right) \delta \mu$ oder nach metronischer Integration und anschließender Potenzierung $F_{kl}^i = \underline{A}_{kl}^i \exp(\underline{\lambda}_{kl} \mu - \underline{c}_s \underline{S} \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]; () \delta \mu)$, wobei $\underline{A}_{kl}^i = \text{const}$ die Integrationskonstante ausdrückt. Werden für F_{kl}^i wieder die Feldgrößen eingesetzt, dann gilt für die Lösung des synmetronischen Fundamentalproblems

$$\begin{aligned} & \left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]_{(\mu\nu)+}^{(\kappa\lambda)} + Q_{(\mu\nu)m}^{(\kappa\lambda)\underline{i}} \left[\begin{smallmatrix} m \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]_{(\mu\nu)+}^{(\kappa\lambda)} = \\ & = A_{(\mu\nu)kl}^{(\kappa\lambda)\underline{i}} \exp \left(\underline{\lambda}_{kl} \mu - \underline{c}_s \underline{S} \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]; () \delta \mu \right) \end{aligned} \quad (62)$$

d. h., dieses Fundamentalproblem wurde auf $\underline{S} \left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]; () \delta \mu$ des Kompositionsfeldes reduziert. Die Lösung (62) kann explizit dann angegeben werden, wenn die Metronenziffern hoch genug liegen und μ den gleichen Hermetriegrad wie $\left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]$ hat, also der zweite Gültigkeitsbereich in Anwendung gebracht werden kann. In diesem Approximationsbereich gilt nämlich für das Kompositionsfeld das lineare Kondensoraggregat $\underline{b}_s(k, l) \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ l \end{smallmatrix} \right] = \lambda(k, l) (E - e^{-\lambda_{kl} \mu})^{-1}$. Wird wieder das normierte Orthogonalsystem verwendet und

$\vec{b} = \sum_{s=1}^q \vec{e}_s \underline{b}_s(k, l)$, sowie $\vec{c} = \sum_{s=1}^q \vec{e}_s \underline{c}_s$ gesetzt, dann folgt

$\underline{c}_s \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ l \end{smallmatrix} \right] = \underline{c} \vec{b}^{-1} \lambda(k, l) (E - e^{-\lambda_{kl} \mu})^{-1}$. Da $\underline{c}/\vec{b} = \text{const}$ eine die

Korrelation kennzeichnende Konstante ist und $\lambda(k, l) = \frac{\lambda_{kl}}{a_{kl}}$ mit

$a_{kl} = (a(k, l) - 1)^{-1} + 1 - q$ ist, kann als die Korrelationskonstante

$\underline{\alpha}_{kl} = \frac{\underline{c}}{\vec{b} a_{kl}} \equiv \underline{\alpha}$ eingeführt werden. Nunmehr kann die Integration

ausgeführt werden. Mit dem Selektor $x = \lambda_{kl} \mu$ wird $\underline{c}_s \mathbf{S} \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]; () \delta \mu =$

$$= \underline{\alpha}_{kl} \lambda_{kl} \mathbf{S} (E - e^{-\lambda_{kl} \mu})^{-1} \delta \mu = \mathbf{S} \frac{\underline{\alpha}_{kl} \delta x}{E - e^{-x}} = \underline{\alpha} \mathbf{S} \frac{e^x \delta x}{e^x - E} =$$

$$= \underline{\alpha} \ln (e^{\lambda_{kl} \mu} - E) + \text{const} = \ln B_{kl} (e^{\lambda_{kl} \mu} - E)^{\underline{\alpha}}. \text{ Wird dieses Integral}$$

in Gleichung (62) eingesetzt und verwendet man als neue Inte-

grationskonstanz $\underline{C}_{kl}^i = \frac{A_{kl}^i}{B_{kl}}$, dann nimmt die Lösung im zweiten

Gültigkeitsbereich die vollständige Fassung

$$\left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]^{(\kappa \lambda)}_{(\mu \nu)+} + Q_{(\mu \nu)m}^{(\kappa \lambda)i} \left[\begin{smallmatrix} m \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]^{(\kappa \lambda)}_{(\mu \nu)+} = C_{(\mu \nu)kl}^{(\kappa \lambda)i} e^{\lambda_{kl} \mu} (e^{\lambda_{kl} \mu} - E)^{-\underline{\alpha}_{kl}},$$

$$\underline{\alpha}_{kl} = \text{const}, \quad T_{(\mu \nu)}^{(\kappa \lambda)} = \underline{T} \quad (63)$$

an, in welcher nur noch die Integrationskonstante zu bestimmen ist. Für die Extrema folgt die Bedingung $\delta F_{kl}^i = 0$, wenn wieder zur Kürzung F_{kl}^i verwendet wird. Nach (62) ist aber

$$\delta F_{kl}^i = \left(\underline{\lambda}_{kl} - \underline{c}_s \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]; () \right) F_{kl}^i \delta \mu, \quad \text{so daß} \quad \delta F_{kl}^i = 0 \quad \text{wegen}$$

$\delta \neq 0$ nur durch $F_{kl}^i = 0$ oder $\underline{c}_s \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ l \end{smallmatrix} \right] = \underline{\lambda}_{kl}$ erfüllt werden kann.

$F_{kl}^i = 0$ führt dabei wiederum zu einem Eigenwertspektrum, wenn imaginäre Anteile in μ enthalten sind, und dieses Spektrum ist formal identisch mit demjenigen des Kompositionsfeldes. Die andere Forde-

rung $\underline{c}_s \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ l \end{smallmatrix} \right] = \underline{\lambda}_{kl}$ bedingt wegen $\underline{\lambda}_{kl} = \text{const}$ und $\underline{c}_s = \text{const} \neq 0$

die Aussage $\delta \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ l \end{smallmatrix} \right] = 0$, also $\underline{\lambda}_{kl} = \underline{c}_s \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]_{\text{ext}}$ und daraus folgt

$$\lambda(k, l) = b_i(k, l) \left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]_{\text{ext}} = \frac{\vec{b}}{\vec{c}} \underline{\lambda}_{kl} = \frac{\underline{\lambda}_{lcl}}{\underline{\alpha} \underline{a}_{kl}} \quad \text{oder} \quad \underline{\lambda}_{lcl} - \underline{\alpha} \lambda_{kl} = 0, \quad \text{das}$$

heißt, das Eigenwertspektrum der synmetronischen Korrelation unterscheidet sich nur durch den Faktor $\underline{\alpha}_{lcl}$ vom Spektrum der Kondensationsstufen des Kompositionsfeldes und wird mit diesem durch $\underline{\alpha}_{lcl} = 1$ identisch. Mit $\underline{c}_s \underline{C}_{kl}^s = \underline{C}_{lcl}$ und dem synmetronischen Zustands-

$$\text{selektor } \underline{\psi}_{kl} = \frac{\underline{c}_s}{\underline{C}_{kl}} F_{kl}^s \quad \text{wird dann } \underline{\psi}_{kl} = e^{\underline{\lambda}_{kl} \mu} (e^{\lambda_{kl} \mu} - E)^{-\underline{\alpha}} =$$

$= (\exp(\underline{\lambda}_{kl} - \underline{\alpha} \lambda_{kl}) \mu) (E - e^{-\lambda_{kl} \mu})^{-\underline{\alpha}}$ im zweiten Gültigkeitsbereich nach (63). Da aber $\underline{\lambda}_{kl} - \underline{\alpha} \lambda_{kl} = 0$ ist, wird $\underline{\psi}_{kl} = (E - e^{-\lambda_{kl} \mu})^{-\underline{\alpha}}$, worin aber $(E - e^{-\lambda_{kl} \mu})^{-1} = \psi_{kl}$ der entsprechende Zustandsselektor des Kompositionsfeldes für $\underline{\alpha} = 1$ ist. Dies bedeutet aber $\underline{\psi}_{kl} = \psi_{kl}^{\underline{\alpha}_{kl}}$ im zweiten metronischen Gültigkeitsbereich. Dieses Ergebnis hinsichtlich der Eigenwerte und der Korrelation ist also enthalten in

$$\underline{\psi}_{kl} = \psi_{kl}^{\underline{\alpha}_{kl}}, \quad \underline{\lambda}_{lcl} = \underline{\alpha}_{kl} \lambda_{kl} \quad (64),$$

woraus unmittelbar hervorgeht, daß das synmetronische Fundamentalproblem für $\underline{\alpha} = 1$ mit dem kompositiven identisch wird, während alle $\underline{\alpha} \neq 1$ irgendein Korrelationssystem beschreiben, und zwar im zweiten Gültigkeitsbereich. Die Größe $\underline{\alpha}$ umfaßt also als **Korrelationsexponent** die gesamte synmetronische **Fremdfeldkorrelation**, so daß jedes quantitative synmetronische Problem im zweiten Gültigkeitsbereich auf eine Bestimmung dieses Korrelationsexponenten $\underline{\alpha}$ hinausläuft.

Der Zusammenhang $\underline{\lambda}_{kl} = \underline{\alpha}_{kl} \lambda_{kl}$ ergab sich aus $\underline{\lambda}_{kl} - \underline{c}_s \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ l \end{smallmatrix} \right] = \vec{0}$ von $\delta F_{kl}^i = 0$, doch kann diese Extremalbedingung auch durch $F_{kl}^i = 0$ erfüllt werden, wenn in $\exp(\underline{\lambda}_{kl} \mu) = 0$ der Exponent $\underline{\lambda}_{kl} \mu = \underline{a} - i \underline{\beta}$ komplex ist, so daß $e^{\underline{\lambda}_{kl} \mu} = e^{\underline{a}} (\cos \underline{\beta} + i \sin \underline{\beta}) = 0$ durch $\cos \underline{\beta} = 0$ oder $\sin \underline{\beta} = 0$ für den Real- oder Imaginärteil zu erfüllen ist, obgleich wegen $\underline{a} > -\infty$ stets $e^{\underline{a}} > 0$ bleibt. Dies führt aber zu den gleichen Eigenwertspektren wie im Fall der Partiallösung des Kompositionsfeldes (20b) nämlich

$$\beta_{+}^{(\pm)} = \pm \frac{\pi}{2} (2(\underline{\quad})_{+} + E), \quad \beta_{-}^{(\pm)} = \pm \pi(\underline{\quad})_{-} \quad (65).$$

Nunmehr besteht die Möglichkeit mit $\tau \rightarrow 0$ in den dritten, also mikromaren Bereich zu approximieren. Es gilt, wie beim Kompositionsfeld

$$\lim_{\tau \rightarrow 0} \mu; n = \pm iy \text{ mit } y^2 = \varrho^2 - r^2, \text{ sowie } r^2 = \sum_{k=1}^3 x_k^2 \text{ und}$$

$$\varrho^2 = - \sum_{k>3} x_k^2. \text{ Dies hat aber } \lim_{\tau \rightarrow 0} \psi_{kl}; n = \psi_{kl}(y) \text{ zur Folge. Ganz}$$

entsprechend ergeben sich in diesem Fall die Eigenwertspektren als Funktionen ganzzahliger Indizes (es sind dies die Quantenzahlen der Kondensationsstufen) und aus dem Korrelationsexponenten wird dann

$$\alpha_{kl} = \frac{\lambda_{kl}}{\lambda_{kl}} = \frac{(\pm i \lambda_{kl} y)_{\text{ext}}}{(\pm i \lambda_{kl} y)_{\text{ext}}} = \frac{\beta_{\mp}^{(\pm)}}{\beta_{\mp}^{(\pm)}}, \text{ was die beiden}$$

$$\text{Möglichkeiten } (\alpha_{kl})_{(1)} = n_{kl}(2n_{kl} + 1)^{-1} \text{ und } (\alpha_{kl})_{(2)} =$$

$= (2n_{kl} + 1)(2n_{kl} + 1)^{-1}$ liefert. Da (1) die Möglichkeit (2) impliziert, weil auch die Folge ganzer Zahlen n diejenigen der geraden oder ungeraden Zahlen impliziert, kann allgemein $(\alpha_{kl})_{(1)} = (\alpha_{kl})_{(2)} = \alpha_{kl}$ gesetzt werden, so daß sich für den Korrelationsexponenten

$$\alpha_{kl} = n_{kl}(2n_{kl} + 1)^{-1} \quad (65a)$$

ergibt (allerdings im dritten Gültigkeitsbereich).

Die Lösung $\psi_{kl} = (\psi_{kl})^{\alpha_{kl}}$ hat als erstes Metronintegral nur den Charakter einer Partiallösung. Zur Ermittlung des zweiten Metronintegrals geht man zweckmäßig von der Darstellung

$$\left[\begin{matrix} i \\ k \ l \end{matrix} \right]_{(\mu\nu)+}^{(\kappa\lambda)} + \underline{Q}_m \left[\begin{matrix} m \\ k \ l \end{matrix} \right]_{(\mu\nu)+}^{(\kappa\lambda)} = \underline{C}_{kl}^i (E - e^{-\lambda_{kl}\mu})^{-\alpha_{kl}} \text{ dieser Partiallösung}$$

aus. Hierin ist $\underline{C}_{kl}^i (E - e^{\lambda_{kl}\mu})^{-\alpha_{kl}} = \underline{C}_{kl}^i (\psi_{kl})^{\alpha_{kl}} = \varphi_{kl}^i$ ein bekannter Selektor. Weiter kann $p^{i,s} = \gamma_{(\kappa\lambda)}^{i,s} + \underline{Q}_m \gamma_{(\kappa\lambda)}^{m,s}$ zur Kürzung eingeführt werden, was

$$\begin{aligned} \left[\begin{smallmatrix} i \\ k \end{smallmatrix} l \right]_{(\mu\nu)+}^{(\kappa\lambda)} + \underline{Q}_m^i \left[\begin{smallmatrix} m \\ k \end{smallmatrix} l \right]_{(\mu\nu)+}^{(\kappa\lambda)} &= (\gamma_{(\kappa\lambda)}^{i\mathfrak{s}} + \underline{Q}_m^i \cdot \gamma_{(\kappa\lambda)}^{m\mathfrak{s}}) \cdot \left[\begin{smallmatrix} \\ skl \end{smallmatrix} \right]_{(\mu\nu)+} = \\ &= p^{i\mathfrak{s}} \left[\begin{smallmatrix} \\ skl \end{smallmatrix} \right]_{(\mu\nu)+} = \varphi_{kl}^i \text{ ergibt. Mit } \sum_i p^{i\mathfrak{s}} = p^{\mathfrak{s}} \text{ und } \sum_i \varphi_{kl}^i = \\ &= (\psi_{kl})^{\alpha_{kl}} \sum_i \underline{C}_{kl}^i = \varphi_{kl} \text{ längs der hermetrischen Indizierungen folgt} \\ p^{\mathfrak{s}} \left[\begin{smallmatrix} \\ skl \end{smallmatrix} \right]_{(\mu\nu)+} &= \varphi_{kl} \text{ und mit dem normierten Orthogonalsystem} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \vec{e}_i \vec{e}_k &= \delta_{ik}, \text{ sowie } \bar{p}^{-1} = \sum_s \vec{e}_s p^{\mathfrak{s}} \text{ auch } p^{\mathfrak{s}} \left[\begin{smallmatrix} \\ skl \end{smallmatrix} \right]_{(\mu\nu)+} = \\ &= \bar{p}^{-1} \vec{e}^{\mathfrak{s}} \left[\begin{smallmatrix} \\ skl \end{smallmatrix} \right]_{(\mu\nu)+}, \text{ oder } \vec{e}^{\mathfrak{s}} \left[\begin{smallmatrix} \\ skl \end{smallmatrix} \right]_{(\mu\nu)+} = \bar{p} \cdot \varphi_{kl}. \text{ Multiplikation mit} \\ \text{einem anderen Einheitsvektor ergibt } p_m \varphi_{kl} &= \delta_{ms} \left[\begin{smallmatrix} \\ skl \end{smallmatrix} \right]_{(\mu\nu)+} = \\ &= \left[\begin{smallmatrix} \\ mkl \end{smallmatrix} \right]_{(\mu\nu)+} = \frac{1}{2} (\check{\partial}_k \gamma_{ml}^{(\mu\nu)} + \check{\partial}_l \gamma_{km}^{(\mu\nu)} - \check{\partial}_m \gamma_{kl}^{(\mu\nu)}). \text{ Summation längs der} \\ \text{hermetrischen Indizierungen } m, k \text{ und } l &\text{ ergibt, wenn zur Kürzung} \end{aligned}$$

$$\sum_m p_m = p, \text{ sowie } \sum_{k,l} \varphi_{kl} = \varphi \text{ und } \sum_{k,l} \gamma_{kl}^{(\mu\nu)} = \gamma_{(\mu\nu)}$$

eingeführt wird $2p\varphi = \check{\partial} \gamma_{(\mu\nu)}$. Nach den Regeln der Metronentheorie ist aber $\check{\partial} = \sum_s \frac{1}{\alpha_s} \check{\partial}_s = \bar{\alpha}^{-1} \text{GRAD}$, also

$\text{GRAD} \gamma_{(\mu\nu)} = 2p\varphi \bar{\alpha}$. Mit dem orientierten Koordinationssелеktor

$$\bar{Z} = \sum_s \vec{e}_s ()_s \text{ wird aber } \text{GRAD} () \check{\partial} \bar{Z} = \check{\partial} (), \text{ wogegen } \bar{\alpha} \check{\partial} \bar{Z} = \check{\partial} \mu$$

zum Metronifferential des Linearaggregates $\mu = \sum_s \alpha_s ()_s$

hermetrischer Gitterselektoren wird. Multiplikation mit $\check{\partial} \bar{Z}$ liefert demnach die metronisch integrable Form $\check{\partial} \gamma_{(\mu\nu)} = 2p\varphi; () \check{\partial} \mu$ oder

$$\gamma_{(\mu\nu)} = 2Sp\varphi \check{\partial} \mu = 2Sp \sum_{k,l} \varphi_{kl} \check{\partial} \mu = \sum_{k,l} 2Sp \varphi_{kl} \check{\partial} \mu.$$

Da auch $\gamma_{(\mu\nu)} = \sum_{k,l} \gamma_{kl}^{(\mu\nu)}$ gilt (nur die hermiteschen Komponenten sind in der Basissignatur des Kondensors wirksam), folgt

$$0 = \sum_{k,l} \gamma_{+kl}^{(\mu\nu)} - 2 \sum_{k,l} Sp \varphi_{kl} \check{\partial} \mu = \sum_{k,l} (\gamma_{+kl}^{(\mu\nu)} - 2Sp \varphi_{kl} \check{\partial} \mu),$$

was wegen des Tensorcharakters nur durch das gliedweise Verschwin-

den, also $\gamma_{+kl}^{(\mu\nu)} = 2S p \varphi_{kl} \delta\mu$ erfüllbar ist. In dieser impliziten Lösung ist $\varphi_{kl} = \sum_i \underline{C}_{kl}^i (\psi_{kl})^{\alpha_{kl}^i} = \underline{\psi}_{kl} \sum_i \underline{C}_{kl}^i$, so daß $p \sum_i \underline{C}_{kl}^i = \underline{q}_{kl}$

als ein neuer Selektor, nämlich der **Fremdfeldkorrelator** eingeführt werden kann. Mit diesem Fremdfeldkorrelator nimmt die Lösung die Form $\gamma_{+kl}^{(\mu\nu)} = 2S \underline{q}_{kl} \underline{\psi}_{kl} \delta\mu$ an. Hierin ist $\underline{q}_{kl}$ nur von der Kontrasignatur des betreffenden Kondensors und dem gemischt varianten Korrelationstensor $\underline{Q}_{\mu}^i$ der betreffenden Kondensorsignatur abhängig, wodurch die Bezeichnung Fremdfeldkorrelator gerechtfertigt wird. Da das Metronintegral alle Elemente von $\hat{\gamma}$ in bezug auf irgendeinen Fundamentalkondensor erfaßt, liefert eine Kurvendiskussion dieses Integrals die Extrema und Wendebereiche von $\hat{\gamma}$. Da die Extrema bei $\delta\gamma_{+kl}^{(\mu\nu)} = 0$ liegen und $\delta S \underline{q}_{kl} \underline{\psi}_{kl} \delta\mu = \underline{q}_{kl} \underline{\psi}_{kl} \delta\mu = 0$ nur durch $\underline{\psi}_{kl} = 0$ erreichbar ist, folgt unmittelbar, daß die Extrema von $\hat{\gamma}$ mit den Nullstellen der linearen Kondensoraggregate $\underline{\psi}_{kl} = 0$ zusammenfallen. $\delta\gamma_{+kl}^{(\mu\nu)} = 0$ wird eindeutig nur durch $\underline{\psi}_{kl} = 0$ erreicht, da Partialstrukturen ohne Korrelation zu keinem Kompositionsfeld führen können, weil das der Voraussetzung widerspräche, so daß $\underline{q}_{kl} \neq 0$ bleibt, und weil wegen der Linearität der Gitterselektoren $\delta\mu = \text{const} \neq 0$ ist. Für die Wendebereiche der Elemente von $\hat{\gamma}$ gilt dagegen $\delta^2 \gamma_{+kl}^{(\mu\nu)} = 0$ oder $0 = \delta^2 S \underline{q}_{kl} \underline{\psi}_{kl} \delta\mu = \delta(\underline{q}_{kl} \underline{\psi}_{kl} \delta\mu) = \delta\mu (\underline{q}_{kl} \delta \underline{\psi}_{kl} + \underline{\psi}_{kl} \delta \underline{q}_{kl} - \delta \underline{q}_{kl} \delta \underline{\psi}_{kl})$, was wegen $\delta\mu = \text{const} \neq 0$ nur durch $\delta \underline{q}_{kl} = 0$ und $\delta \underline{\psi}_{kl} = 0$ erfüllt werden kann. Die Wendebereiche von $\hat{\gamma}$ liegen also immer dort, wo sich ein Extremum des Fremdfeldkorrelators mit einem solchen des linearen Kondensoraggregates deckt. Zusammengefaßt wird dieser Sachverhalt in

$$\begin{aligned} \delta\gamma_{+kl}^{(\mu\nu)} &= 0, & \psi_{(\mu\nu)kl}^{(\kappa\lambda)} &= 0, & \delta^2 \gamma_{+kl}^{(\mu\nu)} &= 0, \\ \delta q_{(\mu\nu)kl}^{(\kappa\lambda)} &= 0, & \delta \psi_{(\mu\nu)kl}^{(\kappa\lambda)} &= 0, \\ q_{(\mu\nu)kl}^{(\kappa\lambda)} &= C_{(\mu\nu)kl}^{(\kappa\lambda)} \sum_{s=1}^q \left(\sum_{i=1}^q \left(\gamma_{(\kappa\lambda)}^{i,s} + Q_{(\mu\nu)m}^{(\kappa\lambda)i} \gamma_{(\kappa\lambda)}^{m,s} \right) \right)^{-1} \end{aligned} \quad (66),$$

doch gibt dieses System noch keinen Hinweis auf die explizite Ausführung des Metronintegrals. Sind $(\kappa\lambda) \neq (\alpha\beta)$ zwei verschiedene Kontrasignaturen zur gleichen Basissignatur $(\mu\nu)$, dann folgt wegen der Identität im Vergleich $Sq_{(\mu\nu)kl}^{(\kappa\lambda)} \psi_{(\mu\nu)kl}^{(\kappa\lambda)} \delta\mu = Sq_{(\mu\nu)kl}^{(\alpha\beta)} \psi_{(\mu\nu)kl}^{(\alpha\beta)} \delta\mu$ oder das Umformungsgesetz der Fremdfeldkorrelatoren bei gleicher Basis-signatur

$$q_{(\mu\nu)kl}^{(\kappa\lambda)} = q_{(\mu\nu)kl}^{(\alpha\beta)} \psi_{(\mu\nu)kl}^{(\alpha\beta)} \left(\psi_{(\mu\nu)kl}^{(\kappa\lambda)} \right)^{-1} \quad (66a)$$

nach Bildung des Metrondifferentials. Ganz eindeutig muß diese Beziehung aber auch für $(\alpha\beta) = (\mu\nu)$ gelten, während $(\kappa\lambda) \neq (\mu\nu)$ bleibt. Wird schließlich noch der Fundamentalkondensor

$$\left[\begin{smallmatrix} \nu\mu \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]_+ = \left[\begin{smallmatrix} \mu\nu \\ +- \\ \nu\mu \end{smallmatrix} \right]_+ \quad \text{angenommen, dann kann es nur eine Pseudo-}$$

korrelation geben, so daß der Korrelationstensor ${}^2\overline{Q}_{(\mu\nu)}^{(\nu\mu)} = {}^2\overline{E}$

wird. In der Substitution $q_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} = q_{(\mu\nu)kl}^{(\nu\mu)} \psi_{(\mu\nu)kl}^{(\nu\mu)} \left(\psi_{(\mu\nu)kl}^{(\kappa\lambda)} \right)^{-1}$ gilt also für den Fremdfeldkorrelator

$$\begin{aligned} q_{(\mu\nu)kl}^{(\nu\mu)} &= C_{kl}^{(\mu\nu)} \sum_{s=1}^q \left(\sum_{i=1}^q \left(\gamma_{(\mu\nu)}^{s,i} + Q_{(\mu\nu)m}^{(\nu\mu)s} \gamma_{(\mu\nu)}^{m,i} \right) \right)^{-1} = \\ &= C_{kl}^{(\mu\nu)} \sum_{s=1}^q \left(\sum_{i=1}^q \left(\gamma_{(\mu\nu)}^{s,i} + \delta_m^s \gamma_{(\mu\nu)}^{m,i} \right) \right)^{-1} = \\ &= \frac{1}{2} C_{kl}^{(\mu\nu)} \sum_{s=1}^q \left(\sum_{i=1}^q \gamma_{(\mu\nu)}^{s,i} \right)^{-1} = \\ &= \frac{1}{2} C_{kl}^{(\mu\nu)} \sum_{s=1}^q \gamma_{ss}^{(\mu\nu)} \left(\sum_{i=1}^q \gamma_{(\mu\nu)}^{s,i} \gamma_{ss}^{(\mu\nu)} \right)^{-1} = \\ &= \frac{1}{2} C_{kl}^{(\mu\nu)} \sum_{s=1}^q \gamma_{ss}^{(\mu\nu)} \left(\sum_{i=1}^q \delta_s^i \right)^{-1} = \\ &= \frac{1}{2} C_{kl}^{(\mu\nu)} \sum_{s=1}^q \gamma_{ss}^{(\mu\nu)} = \frac{1}{2} C_{kl}^{(\mu\nu)} \underline{s} \underline{p} {}^2\overline{\gamma}_{(\mu\nu)}, \text{ wenn formal} \end{aligned}$$

$\underline{s} \underline{p} {}^2\overline{\alpha} = \sum_s \alpha_{ss}$ verwendet wird, wogegen $\psi_{(\mu\nu)kl}^{(\nu\mu)} = \psi_{kl}^{(\mu\nu)}$ pseudo-

kompositiv werden muß, weil im Fundamentalkondensor die Wirkungssignatur zu $(+, -)$ transponiert ist, wie dies in III. aus der Definition des Fundamentalkondensors folgt. Einsetzen des Sachverhaltes

in $\delta\gamma_{+kl}^{(\mu\nu)} = 2q_{(\mu\nu)kl}^{(\kappa\lambda)}\psi_{(\mu\nu)kl}^{(\kappa\lambda)}\delta\mu = 2q_{(\mu\nu)kl}^{(\nu\mu)}\psi_{kl}^{(\mu\nu)}\delta\mu$ ergibt dann

$\delta\gamma_{+kl}^{(\mu\nu)} = \underline{sp}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)}C_{kl}^{(\mu\nu)}\psi_{kl}^{(\mu\nu)}\delta\mu$. Multiplikation mit δ_{kl} und Summation längs $1 \leq (k, l) \leq q$ liefert dann wegen

$$\sum_{k,l=1}^q \delta_{kl}\delta\gamma_{+kl}^{(\mu\nu)} = \delta \sum_{k,l=1}^q \delta_{kl}\gamma_{+kl}^{(\mu\nu)} = \delta \sum_{l=1}^q \gamma_{+ll}^{(\mu\nu)} = \delta \underline{sp}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)},$$

weil $\underline{sp}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)-} = 0$ ist. Daher wird, weil $\delta\mu \sim \sqrt{\tau}$ in der Größenordnung infinitesimale Verhältnisse approximiert $\delta \ln \underline{sp}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)} =$

$$= \sum_{l=1}^q C_{ll}^{(\mu\nu)}\psi_{ll}^{(\mu\nu)}\delta\mu. \text{ Da hierin } \psi_{ll}^{(\mu\nu)} \text{ pseudokompositiv ist, gilt im zweiten Gültigkeitsbereich } \psi_{ll}^{(\mu\nu)} = (E - e^{-\lambda_{ll}\mu})^{-1} \text{ mit } \lambda_{ll} = \lambda_{ll}^{(\mu\nu)}.$$

Wird $x = \lambda_{ll}\mu$ und $\underline{a}_{ll} = a_{ll}^{(\mu\nu)} = C_{ll}^{(\mu\nu)}(\lambda_{ll}^{(\mu\nu)})^{-1}$ verwendet, dann folgt

$$\begin{aligned} C_{ll}^{(\mu\nu)}\psi_{ll}^{(\mu\nu)}\delta\mu &= \underline{a}_{ll}(e^x - E)^{-1}e^x\delta x = \underline{a}_{ll}(e^x - E)^{-1}\delta(e^x - E) = \\ &= \underline{a}_{ll}\delta \ln(e^x - E) = \delta \ln(e^{\lambda_{ll}\mu} - E)^{\underline{a}_{ll}}, \text{ was eingesetzt } \delta \ln \underline{sp}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)} = \\ &= \delta \ln \prod_{l=1}^q (e^{\lambda_{ll}\mu} - E)^{\underline{a}_{ll}} \text{ ergibt. Nach Bildung des Metronintegrals} \end{aligned}$$

wird dann die Lösung beschrieben durch

$$\begin{aligned} \underline{sp}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)} &= C_{(\mu\nu)}|(e^{\lambda_{kl}\mu} - E)^{\underline{a}_{kl}}\delta_{kl}|_q, \quad \lambda_{kl} = \lambda_{kl}^{(\mu\nu)}, \\ \underline{a}_{kl} &= a_{kl}^{(\mu\nu)} = \text{const} \end{aligned} \quad (67),$$

wenn $C_{(\mu\nu)}$ die Integrationskonstante ist. Diese endgültige Lösung des symmetronischen Fundamentalproblems konnte wegen

$\prod_{l=1}^q A_l = |A_{kl}\delta_{kl}|_q$ in die Fassung einer regulären Determinante gebracht werden, was der Invarianz von $\underline{sp}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)}$ gerecht wird. Zwar liefert (67) nicht die Elemente von $\hat{\gamma}$ explizit, wohl aber die Tensor-spektren ihrer Elemente.

4. Synmetronik der Hermetrieformen

Zur Beschreibung der speziellen Korrelationen in den internen Strukturen kompositiver Kondensationsstufen der möglichen Hermetrieformen a bis d ist die explizite Darstellung des spezifischen Korrelationstensors ${}^2\overline{Q} = {}^2\overline{Q}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ wesentlich, wenn wieder die Kürzung $\underline{T}$ aus (63) verwendet wird.

Zur Elimination des Korrelationstensors erscheint die partikuläre Lösung des synmetronischen Fundamentalproblems in Form der Beziehung (63) besonders geeignet. Da (63) aber im zweiten metronischen Gültigkeitsbereich approximativ entwickelt wurde, soll dieser Approximationsbereich auch für die folgende Untersuchung vorausgesetzt werden.

Mit $\underline{\psi}_{kl} = \psi_{kl}^a$ wird (63) zu $\left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} + \underline{Q}_m^i \left[\begin{smallmatrix} m \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} = \underline{C}_{kl}^i \underline{\psi}_{kl}$ und dies wird zu $\delta\gamma_{+kl}^{(\mu\nu)} = 2 \underline{q}_{kl} \underline{\psi}_{kl} \delta\mu$. Da ${}^2\overline{Q} \neq {}^2\overline{0}$ bleibt, wird

$$\underline{q}_{kl} = \underline{C}_{kl} \sum_s \left(\sum_i \left(\gamma_{(\kappa\lambda)}^{i s} + \underline{Q}_m^i \gamma_{(\kappa\lambda)}^{m s} \right)^{-1} \right) = \underline{C}_{kl} \sum_s \gamma_{ss}^{(\kappa\lambda)} (E + \underline{Q}_s)^{-1},$$

wenn die Summation über die q hermetrischen Indizierungen erfolgt

und $\underline{C}_{kl} = \sum_i \underline{C}_{kl}^i$ sowie $\underline{Q}_s = \sum_i \underline{Q}_s^i$, bzw. der Skalarselektor

$\underline{Q} = \sum_s \underline{Q}_s$ verwendet wird. Damit folgt $\delta\gamma_{+kl}^{(\mu\nu)} =$

$$= 2 \sum_s \gamma_{ss}^{(\kappa\lambda)} (E + \underline{Q}_s)^{-1}; () \underline{C}_{kl} \underline{\psi}_{kl} \delta\mu, \quad \text{oder nach Multiplikation}$$

mit δ_{kl} und Summation, wenn zur Kürzung $p_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} = \sum_{l=1}^q \underline{C}_{ll} \underline{\psi}_{ll}$

verwendet wird, $2 \sum_{s=1}^q \gamma_{ss}^{(\kappa\lambda)} (E + \underline{Q}_{(\mu\nu)s})^{-1} p_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \delta\mu = \delta \underline{s} p {}^2\overline{\gamma}_{(\mu\nu)} =$

$$= \underline{s} p {}^2\overline{\gamma}_{(\mu\nu)} \delta \ln \underline{s} p {}^2\overline{\gamma}_{(\mu\nu)} = \sum_{l=1}^q C_{(\mu\nu)ll} \psi_{ll}^{(\kappa\lambda)} \underline{s} p {}^2\overline{\gamma}_{(\mu\nu)} \delta\mu =$$

$= q_{(\mu\nu)} \underline{s} \underline{p}^2 \bar{\gamma}_{(\mu\nu)} \delta\mu$, oder wenn $G = p \underline{s} \underline{p}^2 \bar{\gamma}$ als weitere Kürzung einge-

führt wird $\sum_{s=1}^q \gamma_{ss}^{(\kappa\lambda)} (E + \underline{Q}_s)^{-1} = \frac{1}{2} G_{(\mu\nu)} (p_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)})^{-1}$. Mit $(\bar{e}_i \bar{e}_k)_q =$

$= \hat{E}$ und $\bar{c} = \sum_{l=1}^q \bar{e}_l (E + \underline{Q}_l)^{-1}$ wird dann $\sum_{s=1}^q \gamma_{ss}^{(\kappa\lambda)} (E + \underline{Q}_s)^{-1} =$

$= \bar{c} \sum_{s=1}^q \bar{e}_s \gamma_{ss}^{(\kappa\lambda)}$, also $\sum_{s=1}^q \bar{e}_s \gamma_{ss}^{(\kappa\lambda)} = \frac{1}{2} G_{(\mu\nu)} (\underline{p} \bar{c})^{-1}$ oder

$\frac{1}{2} G_{(\mu\nu)} \underline{p}^{-1} c_l^{-1} = \bar{e}_l \sum_{s=1}^q \bar{e}_s \gamma_{ss}^{(\kappa\lambda)} = \sum_{s=1}^q \gamma_{ss}^{(\kappa\lambda)} \delta_{sl} = \gamma_{ll}^{(\kappa\lambda)}$. Es ist also

$(\underline{s} \underline{p}^2 \bar{\gamma}_{(\kappa\lambda)}) p_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} = \frac{1}{2} G_{(\mu\nu)} \sum_{s=1}^q (E + \underline{Q}_s)$. Mit $G_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} = (\underline{s} \underline{p}^2 \bar{\gamma}_{(\kappa\lambda)}) p_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$

wird dann endgültig $\sum_{i,s=1}^q Q_{(\mu\nu)s}^{(\kappa\lambda)i} = 2 G_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} G_{(\mu\nu)}^{-1} - qE$. Hierin ist die

invariante Skalarsumme $\sum_{i,s=1}^q Q_{(\mu\nu)s}^{(\kappa\lambda)i} = Q_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ ein skalarer Kopplungs-

selektor, der die korrelative Kopplung von jeweils 2 Elementen des Korrelators beschreibt. Wird die Lösung in (67) mit den beiden Kürzungen eingesetzt und $2 C_{(\kappa\lambda)} C_{(\mu\nu)}^{-1} = A_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ als neue Integrationskonstante benutzt und werden weiter die partikulären Metronintegrale mit $\alpha_i^{(\kappa\lambda)}$ als Korrelationsexponent der $(\kappa\lambda)$ -Signatur

$\psi_{ll}^{(\kappa\lambda)} = \psi_{ll}^{\alpha_i^{(\kappa\lambda)}}$ im zweiten Gültigkeitsbereich des Kompositionsfeldes $\psi_{ll} = (E - e^{-\lambda_l \mu})^{-1}$ nach (22) verwendet, dann folgt explizit für den **Korrelationsselektor**

$$\begin{aligned} Q_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} &= A_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \sum_{l=1}^q C_{(\mu\nu)l}^{(\kappa\lambda)} (E - e^{-\lambda_l \mu})^{-\alpha_l} \cdot \left(\sum_{k=1}^q C_l^{(\mu\nu)} (E - \right. \\ &\quad \left. - e^{-\lambda_l^{(\mu\nu)} \mu})^{-1} \right)^{-1} \cdot |\delta_{kl} (e^{\lambda_l^{(\kappa\lambda)} \mu} - E)^{\alpha_{kl}^{(\kappa\lambda)}}|_q \cdot |\delta_{kl} (e^{\lambda_l^{(\mu\nu)} \mu} - \\ &\quad - E)^{\alpha_{kl}^{(\mu\nu)}}|_q^{-1} - qE \end{aligned} \quad (68).$$

Aus dieser Darstellung folgt unmittelbar, daß $Q_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ nur von der Linearkombination $\mu = \sum_{k=1}^q \alpha_k()_k$ der hermetrischen Gitterselektoren abhängt und in seinem Verlauf von insgesamt $N = 8q + 1$ Korrelationsziffern bestimmt wird, wenn man zu diesen Ziffern auch die $3q$ Eigenwertspektren $\lambda_l^{(\mu\nu)}$ sowie $\lambda_l^{(\kappa\lambda)}$ der Pseudokomposition und λ_l des Kompositionsfeldes zählt. Mit den Kürzungen

$$P_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} = \sum_{l=1}^q C_{(\mu\nu)ll}^{(\kappa\lambda)} \psi_{(\mu\nu)ll}^{(\kappa\lambda)}; () \cdot \underline{sp}^2 \bar{\gamma}_{(\kappa\lambda)} \quad \text{und} \quad P_{(\mu\nu)} = \sum_{l=1}^q C_{ll}^{(\mu\nu)} \psi_{ll}^{(\mu\nu)}; () \cdot \underline{sp}^2 \bar{\gamma}_{(\mu\nu)}, \quad \text{also} \quad Q_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} + qE \sim P_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} P_{(\mu\nu)}^{-1}$$

wird nach dem Quotientengesetz der Metrondifferentiale

$$\underline{\partial} Q_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \sim P_{(\mu\nu)}^{-1} (P_{(\mu\nu)} - \underline{\partial} P_{(\mu\nu)})^{-1} \begin{vmatrix} P_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} & \underline{\partial} P_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \\ P_{(\mu\nu)} & \underline{\partial} P_{(\mu\nu)} \end{vmatrix}, \quad \text{weil} \quad \underline{\partial}(qE) = 0$$

evident ist.

Nach der Extremwerttheorie aus III. liegen die Kopplungsextrema bei $\underline{\partial} Q_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} = 0$, was wegen der Regularität von $P_{(\mu\nu)} < \infty$ nur durch das Verschwinden des Determinantenselektors erreichbar ist, was aber $\underline{\partial} P_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} = \underline{\partial} P_{(\mu\nu)} = 0$ voraussetzt. Nach dem Produktgesetz der Metron-

$$\text{differentiale ist aber } \underline{\partial} P_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} = \sum_{l=1}^q C_{(\mu\nu)ll}^{(\kappa\lambda)} \underline{\partial} \psi_{(\mu\nu)ll}^{(\kappa\lambda)} \underline{sp}^2 \bar{\gamma}_{(\kappa\lambda)} +$$

$$+ \sum_{l=1}^q C_{(\mu\nu)ll}^{(\kappa\lambda)} \psi_{(\mu\nu)ll}^{(\kappa\lambda)} \underline{\partial}(\underline{sp}^2 \bar{\gamma}_{(\kappa\lambda)}) - \sum_{l=1}^q C_{(\mu\nu)ll}^{(\kappa\lambda)} \underline{\partial} \psi_{(\mu\nu)ll}^{(\kappa\lambda)} \underline{\partial}(\underline{sp}^2 \bar{\gamma}_{(\kappa\lambda)})$$

$$\text{und } \underline{\partial} P_{(\mu\nu)} = \sum_{l=1}^q C_{ll}^{(\mu\nu)} \underline{\partial} \psi_{ll}^{(\mu\nu)} \underline{sp}^2 \bar{\gamma}_{(\mu\nu)} + \sum_{l=1}^q C_{ll}^{(\mu\nu)} \psi_{ll}^{(\mu\nu)} \underline{\partial}(\underline{sp}^2 \bar{\gamma}_{(\mu\nu)}) -$$

$$- \sum_{l=1}^q C_{ll}^{(\mu\nu)} \underline{\partial} \psi_{ll}^{(\mu\nu)} \underline{\partial}(\underline{sp}^2 \bar{\gamma}_{(\mu\nu)}), \quad \text{so daß} \quad \underline{\partial} P_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} = \underline{\partial} P_{(\mu\nu)} = 0$$

nur durch $\underline{\partial} \psi_{(\mu\nu)ll}^{(\kappa\lambda)} = \underline{\partial} \psi_{ll}^{(\mu\nu)} = 0$ und $\underline{\partial}(\underline{sp}^2 \bar{\gamma}_{(\mu\nu)}) = \underline{\partial}(\underline{sp}^2 \bar{\gamma}_{(\kappa\lambda)}) = 0$ erfüllt werden kann, denn aus physikalischen Gründen müssen die

Kopplungsextrema mit den Extrema von $\hat{\Gamma}$ und denen der Elemente aus $\hat{\gamma}$ kongruieren. $\underline{\partial}\psi_{||}^{(\mu\nu)} = 0$ liefert aber mit $\underline{\partial}s\bar{p}^{2\bar{\gamma}}_{(\mu\nu)} = 0$ nach Gleichung (67) die Bedingung $\underline{\partial}^2 s\bar{p}^{2\bar{\gamma}}_{(\mu\nu)} = 0$. Die für die Matrixenspektren tensorieller Selektoren geltenden Differentialgesetze müssen aber auch für die Tensoren selbst gelten, weil immer eine unitäre Transformation in ein Diagonalschema möglich ist. Die Aussage über die Kopplungsextrema kann wegen $\psi_{(\mu\nu)||}^{(\kappa\lambda)} = (\psi_{||})^{\alpha_{||}}$ noch weiter umgeformt werden; denn es gilt $0 = \underline{\partial}\psi_{(\mu\nu)||}^{(\kappa\lambda)} = (\psi_{||})^{\alpha_{||}} - (\psi_{||} - \underline{\partial}\psi_{||})^{\alpha_{||}}$, was nur mit $\underline{\partial}\psi_{||} = 0$ möglich ist. Damit werden die Aussagen über die Kopplungsextrema reduziert auf

$$\begin{aligned} \underline{\partial}Q_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} &= 0, & \underline{\partial}\psi_{||} &= 0, & \underline{\partial}^2 ({}^{2\bar{\gamma}}_{(\kappa\lambda)}) &= {}^{2\bar{0}}, \\ \underline{\partial}^2 ({}^{2\bar{\gamma}}_{(\mu\nu)}) &= {}^{2\bar{0}} \end{aligned} \quad (68a),$$

was eine Interpretation gestattet. Die Kopplungsextrema aller aus $\hat{\gamma}$ bildbaren Kondensoren liegen zunächst aufgrund $\underline{\partial}\psi_{||} = 0$ in den diagonalen Kondensationsstufen des Kompositionsfeldes. Im Kopplungsbereich dieser kompositiven Kondensation verlaufen die Fundamentalselektoren beider Kondensorsignaturen extremal und zwar hinsichtlich der Basissignatur als Wendebereich. Dies bedeutet aber, daß im Kopplungsextremum die aus $\hat{\gamma}$ hinsichtlich der betreffenden Kondensorsignatur koppelnden Elemente ihren metronischen Definitionsbereich metrisch so umstrukturieren (als Folge der Kopplung), daß die zugehörigen Hyperselektoren im Kopplungsbereich mit den Gitterselektoren kongruent werden. Im Kopplungsbereich liegt demnach in bezug auf die Kondensorsignatur eine Pseudoantihermetrie vor, so daß in jedem Kopplungsextremum die Gesamtheit aller aus $\hat{\gamma}$ bildbaren Kondensoren stets infolge dieser Pseudoantihermetrie reduziert wird. Eine metronische Analyse dieser Kopplungsextrema muß eine Aussage über die Komposition der Partialstrukturen liefern; denn eine Variation dieser komponierenden Kopplungen muß zu einer Umstrukturierung des

Kompositionsfeldes führen. Die innere Korrelation irgendeines Kondensationssystems hängt demnach vom zeitlichen Verlauf der Struktur aller Kopplungsextrema ab, so daß nach einer Analyse der gesamten Kopplungsstruktur eine Bestimmung der Stabilitätszeit möglich erscheint. Nach einer solchen Stabilitätszeit muß es dann zur Umstrukturierung der Kopplungsstruktur und damit zur spontanen Änderung des Kompositionsfeldes der Kondensation im Sinne einer inneren Korrelationsänderung kommen. Damit könnte eventuell ein Termselektor für das ponderable Partialspektrum aus (27) auffindbar werden.

Nach der Beziehung (68a) bedingt jedes Kopplungsextremum $Q_{(\mu\nu)\text{ext}}^{(\kappa\lambda)} \equiv \begin{pmatrix} \kappa\lambda \\ \mu\nu \end{pmatrix}$ eine Kopplungsgruppe, welche alle Kopplungsextrema enthält, die durch Permutationen aus den Signaturziffern hervorgehen, wobei die Ziffern einer Kondensorsignatur stets zusammenbleiben müssen, weil nur diese Ziffern einer Signatur permutieren. Eine **Kopplungsgruppe** kann also maximal acht Kopplungsselektoren als Extrema umfassen. Inbezug auf eine solche Kopplungsgruppe müssen sich nach (68a) alle Kondensoren entsprechender Signatur pseudoantihermetrisch verhalten und zwar primär diejenigen, welche die beiden Signaturangaben der Kopplungsgruppe als Basis- und Kontrasignaturen tragen, und sekundär diejenigen, welche irgendein Ziffern paar der Kopplungsgruppe als Basisignatur enthalten. Diese Gliederung ist eine Konsequenz der Tatsache, daß nach (68a) die Kopplung eine Pseudoantihermetrie im Kopplungsextremum erzwingt und die Basisignatur eines Kondensors durch partielle Metrondifferentiale bestimmt wird. Diese primär- und sekundär pseudoantihermetrischen Kondensoren einer Kopplungsgruppe werden im Extremalbereich dieser Gruppe noch von einem System primär und sekundär hermetrischer Kondensoren begleitet, welche in ihren Basissignaturen überhaupt keine Signaturindizierungen der Kopplungsgruppen enthalten. Da zu jeder Kopplungsgruppe drei derartige Kondensorsysteme gehören, müssen alle Kopplungsgruppen untereinander in Wechselbeziehungen stehen. So können immer zwischen zwei Kopplungsgruppen hermetrische und antihermetrische **Kondensorbrücken** existieren;

denn für beide Gruppen kann es identische Kondensoren geben, welche primär oder sekundär pseudoantihermetrisch sind, oder aber eine Anzahl identischer hermetrischer Kondensoren begleitet beide Gruppen. Im ersten Fall sind also die Kondensorbrücken antihermetrisch (primär oder sekundär) und im zweiten hermetrisch. Auch **Kondensorenquellen** und **Kondensorensenken** sind zwischen zwei Kopplungsgruppen denkbar, nämlich dann, wenn es in der einen Kopplungsgruppe ein System hermetrischer Kondensoren gibt (Quelle), welches in der anderen Gruppe pseudoantihermetrisch erscheint (Primär- oder Sekundärsenken). Daraus folgt, daß die Kondensorensenken stets die eigentliche Kopplung der Partialstrukturen verursachen. Hier handelt es sich um potentialtheoretische Metaphern, auf die daher der Quellen- und Senkenbegriff im Sinne der Potentialtheorie nicht anwendbar ist. Wesentlich zur Erkenntnis des korrelativen Baues der symmetronisch komponierten Kondensorstufen ist demnach eine Analyse der schematischen Definition

$$Q_{(\mu\nu)\text{ext}}^{(\kappa\lambda)} \equiv \begin{pmatrix} \kappa\lambda \\ \mu\nu \end{pmatrix} \quad (68b)$$

der Extrema von Kopplungsgruppen, welche zu jeder Signaturquadrupel einer Klasse von Kondensorsignaturen gehören und zusammengefaßt eine **Kopplungsstruktur** ergeben. Eine solche Untersuchung symmetronischer Kopplungen kann jedoch nicht allgemein durchgeführt werden. Zur Analyse müssen die vier möglichen kompositiven Strukturkondensationen einzeln symmetronisch beschrieben werden.

Nach (53a) gibt es neben den nichtkondensierenden latenten Seinspotenzen der Koordinate x_6 die folgenden Kondensationsformen:

a) (x_5, x_6) -Selbstkondensationen bei einer Hermetrie in

$$(s_{(4)}, s_{(3)}) \triangleq {}^2\overline{\kappa}_{(1)}$$

b) Zeitkondensationen bei einer Hermetrie in

$$(s_{(4)}, s_{(3)}, s_{(2)}) \triangleq ({}^2\overline{\kappa}_{(1)}, {}^2\overline{\kappa}_{(2)})$$

c) Raumkondensationen bei einer Hermetrie in

$$(s_{(4)}, s_{(3)}, s_{(1)}) \triangleq ({}^2\overline{\kappa}_{(1)}, {}^2\overline{\kappa}_{(3)})$$

d) Raumzeitkondensationen bei einer Hermetrie in

$$(s_{(k)})_1^4 \triangleq ({}^2\overline{\kappa}_{(\mu)})_1^3.$$

Zur Analyse dieser Kondensationstypen läßt man eine der jeweiligen Kondensationsform angepaßte Siebkette auf den Korrelator einwirken, um anschließend die von ${}^2\overline{E}$ verschiedenen Elemente aus $\hat{\gamma}$ nach dem Einfluß der metrischen Siebkette zu analysieren.

Im einfachsten Fall, der auch ontologisch als ursprünglich anzusprechen ist, liegen die latenten Seinspotenzen vor, bei denen nur der Gitterselektor C_6 metrisch vom entsprechenden Hyperselektor abweicht, wogegen zwischen Gitter- und Hyperselektoren der entelechalen R_5 -Hyperfläche der antihermetrische Zusammenhang des Linearaggregates besteht. Die in V. und IV. durchgeführte Analyse latenter Seinspotenzen gilt für das Kompositionsfeld, woraus sich die Forderung ergibt, auch die Partialstrukturen unter der Voraussetzung einfacher äonischer Hermetrie zu analysieren. Es muß festgestellt werden, daß im Fall der latenten Seinspotenz ein Korrelations- bzw. Kopplungstensor nicht existieren kann, wogegen andererseits die in (60) nachgewiesene Hermitezität aller Funktionalselektoren aus (58) und (58a) eine dem Kompositionsfeld analoge Proportionalität der Fundamentalkondensoren ermöglicht. Wird zur Unterscheidung des speziellen Falles vorübergehend die Basissignatur mit (pq) und die Kontrasignatur mit $(\mu\nu)$ bezeichnet, dann folgt zunächst, daß aufgrund des Hermetriebegriffes überhaupt nur die Kondensorkomponenten

$$\begin{bmatrix} i \\ 6 \end{bmatrix}_{(pq)}^{(\mu\nu)} \neq 0 \text{ bleiben können, so daß die Eigenwertspektren}$$

$\lambda_{(pq)m}^{(\mu\nu)}(6, k) = \lambda_{\bar{p}q)m}^{(\mu\nu)}(k, 6) = 0$ für alle m und k sind, doch zeigt sich auch, daß wegen der Hermitezität der Selektoren $\lambda_{(pq)m}^{(\mu\nu)}(6, 6) = 0$ wird, woraus folgt, daß generell $\bar{\lambda}_{(pq)}^{(\mu\nu)} = \bar{0}$ gilt. Auch die Partialstrukturen sind im Fall einfacher äonischer Hermetrie der latenten Seinspotenzen frei von Kondensationsstufen. Für die antihermetrischen Komponenten der Elemente von $\hat{\gamma}$ gelten aber noch die Beziehungen (55) und (55a), das heißt, im Fall der Antihermetrie muß ein Zusammenhang zwischen diesen Partialstrukturen und den metronischen Spinfeldselektoren bestehen. Wird zur Kürzung ${}^2\overline{\gamma} \equiv {}^2\overline{\gamma}_{(pq)}$ für die Elemente von $\hat{\gamma}$ eingeführt, dann gilt im Fall der einfachen äonischen

Hermetrie (also der Antihermetrie im entelechalen Unterraum R_5) stets ${}^2\bar{\gamma}_- = {}^2\bar{P} \sim \text{ROT}_{(x)}\bar{\Phi}$, sowie ${}^2\bar{\gamma}_+ = \text{const}(Z^k)_1^5$ und $\tau\alpha_l\gamma_{+kl} = \delta_l\phi_k$, wenn $k < 6$ und $l \leq 6$ bleibt. Wegen ${}^2\bar{\gamma}_+ = {}^2\bar{\gamma}_+^\times$ wird $\frac{1}{\alpha_l}\delta_l\phi_k - \frac{1}{\alpha_k}\delta_k\phi_l = 0$, d. h., für alle $k < 6$ und $l \leq 6$ wird $(\text{ROT}_{(x)}\bar{\Phi})_{kl} = 0$, also auch $P_{kl} = 0$ und $\gamma_{-kl} = 0$. Eine reelle Komponente γ_{-66} kann es nicht geben, weil man wegen $\delta_l\phi_k = \frac{\alpha_l}{\alpha_k}\delta_k\phi_l$ die Realität des metronischen Rotors fordern muß. Dies bedeutet aber ${}^2\bar{\gamma}_- = {}^2\bar{0}$, das heißt, es existiert kein Feldaktivator des betreffenden Korrelationsvermittlers und auch kein Spinselektor, wenn sich die Hermetrie nur auf die äonische Architektureinheit erstreckt. Da für das Protokfeld im Fall dieser Hermetrie ${}^2\bar{\gamma}_+(Z^6) = \text{const}(Z^k)_1^5$ gilt, kann $\tau\alpha_l\gamma_{+kl} = \delta_l\phi_k$ nur diese Konstanz erfüllen, wenn $\delta_l\phi_k = \text{const}(Z^k)_1^5$ ist. Dies setzt aber voraus, daß die Komponenten des jeweiligen Spinfeldselektors Linearaggregate der kontravarianten Koordinationsselektoren Z^k sind; denn nur in der Fassung $\phi_k = \sum_{j=1}^6 \varphi_{(k)j}(Z^6)Z^j$

kann $\delta_l\phi_k = \text{const}(Z^k)_1^5$ erfüllt werden, wenn die $\varphi_{(k)j}$ Funktionalselektoren sind, die nur vom Gitterselektor der hermetrischen Einheit bestimmt werden; denn auf diese Weise wird $\gamma_{+kl}(Z^6)$ ebenfalls erfüllt. Aus der Hermitezität des Protokfeldes folgt unmittelbar

$$\delta_l\phi_k = \frac{\alpha_l}{\alpha_k}\delta_k\phi_l \text{ oder } \varphi_{(k)l} = \frac{\alpha_l}{\alpha_k}\varphi_{(l)k}. \text{ Nur die rein äonische Kom-}$$

ponente $\gamma_{+66} = f(Z^6)$ ist ein von diesem Spinfeldselektor unabhängiger Funktionalselektor, der den Verlauf der Hermetrie bestimmt.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß sich im Fall einfacher äonischer Hermetrie, also der bloßen Existenz eines latenten äonischen Seinspotentials, auch im Bereich der Partialstrukturen keine metrischen Kondensationsstufen ausbilden. Der Verlauf der Hermetrie wird von der äonischen Komponente des Protokfeldes bestimmt, wogegen alle anderen Komponenten des Protokfeldes (welche mithin mindestens einen antihermetrischen Index enthalten) der metronischen

Tensordivergenz des Spinfeldselektors proportional sind. Dies hat aber zur Folge, daß der Feldaktivator und damit der Spinsektor zum tensoriellen Nullsektor werden, und daß weiter der Spinfeldsektor ein Linearaggregat der Koordinationssektoren sein muß, dessen Koeffizienten wiederum vom Verlauf der äonischen Hermetrie abhängen und einer hermiteschen Symmetrie genügen. Die einfache äonische Hermetrie hat also nur eine nichtkondensierte metrische Struktur in $s_{(4)}$ zur Folge, welche im Bereich der übrigen semantischen Architektureinheiten, also im leeren entelechalen R_5 , eine metronische Spinorientierung induziert, die das zeitliche Vorfeld späterer Strukturkondensationen darstellt. Da die metronische Tensordivergenz dieses Spinfeldselektors den hermiteschen Anteilen der Korrelationsvermittler proportional ist, wird für diese die Bezeichnung Protocfeld gerechtfertigt, zumal die einfache äonische Hermetrie als nichtkondensierte latente Seinspotenz der Welt aufgefaßt werden muß.

Als erster Typ von Kondensationsformen liegen die (x_5, x_6) -Selbstkondensationen latenter äonischer Seinspotenzen vor. Die Terme des Kompositionsfeldes dieser Hermetrie mußten als latente (x_5, x_6) -Terme jenseits des R_4 interpretiert werden, welche im R_3 dann als Gravitonen projiziert erscheinen, wenn ihre auf den R_{+4} projizierten Weltlinien geodätische Nulllinien sind. Da sich die Hermetrie nur in ${}^2\bar{\kappa}_{(1)}$ auswirkt und in den übrigen Struktureinheiten $\nu = 2$ und $\nu = 3$ eine Antihmetrie vorliegt, muß die auf $\hat{\gamma}$ nach III., 5. wirkende Siebkette die Form $S(2, 3) = S(2); S(3)$ haben, was

$$S(2, 3); \hat{\gamma} = \begin{pmatrix} {}^2\bar{\gamma}_{(11)} & {}^2\bar{\gamma}'_{(12)} & {}^2\bar{\gamma}'_{(13)} \\ {}^2\bar{\gamma}_{(21)} & {}^2\bar{E} & {}^2\bar{E} \\ {}^2\bar{\gamma}_{(31)} & {}^2\bar{E} & {}^2\bar{E} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} {}^2\bar{\gamma}_{(11)} & {}^2\bar{\kappa}_{(1)} & {}^2\bar{\kappa}_{(1)} \\ {}^2\bar{\kappa}_{(1)} & {}^2\bar{E} & {}^2\bar{E} \\ {}^2\bar{\kappa}_{(1)} & {}^2\bar{E} & {}^2\bar{E} \end{pmatrix} = \hat{\gamma}_{(a)}$$

ergibt, weil $sp({}^2\bar{\kappa}_{(1)} \times {}^2\bar{E}) = sp({}^2\bar{E} \times {}^2\bar{\kappa}_{(1)}) = {}^2\bar{\kappa}_{(1)}$ ist. In den Fällen b und c der Zeit- und Raumkondensation kann nur ein Sieboperator, nämlich $S(2)$ beziehungsweise $S(3)$ einwirken, so daß sich für diese beiden Korrelatoren

$$S(3); \hat{\gamma} = \begin{pmatrix} {}^2\bar{\gamma}_{(11)} & {}^2\bar{\gamma}_{(12)} & {}^2\bar{\kappa}_{(1)} \\ {}^2\bar{\gamma}_{(21)} & {}^2\bar{\gamma}_{(22)} & {}^2\bar{\kappa}_{(2)} \\ {}^2\bar{\kappa}_{(1)} & {}^2\bar{\kappa}_{(2)} & {}^2\bar{E} \end{pmatrix} = \hat{\gamma}_{(b)} \quad \text{für die Zeitkondensationen und}$$

$$S(2); \hat{\gamma} = \begin{pmatrix} {}^2\bar{\gamma}_{(11)} & {}^2\bar{\kappa}_{(1)} & {}^2\bar{\gamma}_{(13)} \\ {}^2\bar{\kappa}_{(1)} & {}^2\bar{E} & {}^2\bar{\kappa}_{(3)} \\ {}^2\bar{\gamma}_{(31)} & {}^2\bar{\kappa}_{(3)} & {}^2\bar{\gamma}_{(33)} \end{pmatrix} = \hat{\gamma}_{(c)} \quad \text{für die Raumkondensationen}$$

ergibt. Im Fall der Raumzeitkondensationen wirkt überhaupt kein Sieboperator, das heißt, formal wird die Siebkette $S = E$ zum Einheitsselektor, so daß sich für den raumzeitlichen Korrelator gemäß $S; \hat{\gamma} = E; \hat{\gamma} = \hat{\gamma} = \hat{\gamma}_{(d)}$ nichts ändert. Hier wird die in (53a) angedeutete Polymetrie der Weltstrukturen besonders deutlich. So erscheint die Hermetrieform a als Monomorphismus, aber b und c als zeitartiger oder raumartiger Tetramorphismus, wogegen d durch einen Enneamorphismus dargestellt wird. Diese Polymorphismen werden wegen $sp({}^2\bar{\kappa}_{(\mu)} \times {}^2\bar{E}) = sp({}^2\bar{E} \times {}^2\bar{\kappa}_{(\mu)}) = {}^2\bar{\kappa}_{(\mu)}$ durch freie Gitterkerne im Korrelator im Fall a durch $\mu = 1$ zur Pseudo-Bimetrie, im Fall b durch $\mu = 1$ und $\mu = 2$ zur zeitartigen Pseudo-Hexametrie und im Fall c durch $\mu = 1$ und $\mu = 3$ zur raumartigen Pseudo-Hermetrie ergänzt, wogegen im Fall d der Korrelator eine echte Enneametrie kennzeichnet, weil freie Gitterkerne in seinen Elementen fehlen. Charakteristisch für alle vier Kondensationsformen ist das Auftreten von ${}^2\bar{\gamma}_{(11)}$ und ${}^2\bar{\kappa}_{(1)}$ im jeweiligen Korrelator. Diese Selektoren müssen deshalb eine Eigenschaft beschreiben, welche allen Kondensationstypen in gleicher Weise zukommt. Einerseits wird diese Eigenschaft aber allein durch die Selbstkondensationen ${}^2\bar{\kappa}_{(1)}$ bestimmt, die andererseits nach den Untersuchungen der Kompositionsfeldstruktur als Gravitonensystem interpretierbar sind, wenn die Projektionsmöglichkeit in den R_{+4} und damit in den R_3 besteht. Hieraus und aus dem einheitlichen Auftreten von ${}^2\bar{\kappa}_{(1)}$ in allen Korrelatoren geht hervor, daß die Gravitation eine allgemeine einheitliche Eigenschaft aller Kondensations-

formen sein muß. Da weiterhin das Äquivalenzprinzip zwischen Gravitation und Trägheit gilt, kann festgestellt werden, daß es keine Strukturkondensationen geben kann, die im R_3 nicht dem Trägheitsgesetz unterworfen sind. Bei dieser a -Hermetrie gibt es in $\hat{\gamma}_{(a)}$ nur zwei korrelierende Selektoren, nämlich ${}^2\bar{\gamma}_{(11)} \equiv {}^2\bar{\gamma}$ und ${}^2\bar{\kappa}_{(1)} \equiv {}^2\bar{\kappa}$, welche im Zusammenhang einer Iteration 2. Grades ${}^2\bar{\gamma} = sp({}^2\bar{\kappa} \times {}^2\bar{\kappa})$ stehen. Diese beiden Elemente von $\hat{\gamma}_{(a)}$ gestatten wiederum die Konstruktion von vier Fundamentalkondensoren, nämlich $\widehat{[\kappa]}_+$ und $\widehat{[\gamma]}_+$ als Feldkern, sowie $\widehat{\begin{bmatrix} \kappa \\ \gamma \end{bmatrix}}_+$ und $\widehat{\begin{bmatrix} \gamma \\ \kappa \end{bmatrix}}_+$, bei denen sich Basis- und Kontrasignatur voneinander unterscheiden. In allen vier Fällen erübrigt sich die Angabe einer Wirkungssignatur, weil sämtliche Strukturen aus dem gleichen Gitterkern hervorgehen. Da ein Kopplungstensor immer verschiedene Elemente aus $\hat{\gamma}$ in eine Wechselbeziehung setzt, muß für Kopplungen von Kondensoren mit identischen Signaturen stets ${}^2\bar{Q}_{(aa)}^{(aa)} = {}^2\bar{Q}$ sein, was die Kopplungsfreiheit ausdrückt, weil der Verbundselektor zu ${}^2\bar{E}$ wird. Von den vier möglichen Kondensoren bei der a -Hermetrie kann es also nur für $\widehat{\begin{bmatrix} \gamma \\ \kappa \end{bmatrix}}_+$ und $\widehat{\begin{bmatrix} \kappa \\ \gamma \end{bmatrix}}_+$ Kopplungstensenoren ${}^2\bar{Q}_{(\kappa)}^{(\gamma)}$ und ${}^2\bar{Q}_{(\gamma)}^{(\kappa)}$ geben. Stets ist ein solcher Tensor gemischtvariant aus den Komponenten von Verbundselektoren zusammengesetzt. Weiterhin folgt aus ${}^2\bar{\gamma} = sp({}^2\bar{\kappa} \times {}^2\bar{\kappa})$ das Varianzstufengesetz $\gamma_{,k}^i = \gamma^{i\bar{\nu}}\gamma_{\bar{\nu}k} = \delta_{,k}^i E$ und entsprechend $\kappa_{,k}^{i\bar{\nu}}\kappa_{\bar{\nu}k} = \delta_{,k}^i E$, wenn $(\)E = (\)$ wieder der Einheitsselektor $E; n = 1$ ist, woraus $\gamma^{i\bar{\nu}}\kappa_{\bar{\nu}k} = \kappa^{i\bar{k}}$ und $\kappa^{i\bar{\nu}}\gamma_{\bar{\nu}k} = \kappa_{ik}$ folgt. Dies bedeutet aber, daß es für ${}^2\bar{Q}(\kappa, \gamma)$ nur drei Möglichkeiten gibt, nämlich ${}^2\bar{Q}_{(1)} = {}^2\bar{Q}$ und ${}^2\bar{Q}_{\pm} = {}^2\bar{\kappa}^{\pm 1}$, weil alle Kombinationen der Korrelationstensenoren im Fall $\hat{\gamma}_{(a)}$ auf diese gemischtvarianten Selektoren hinauslaufen. In gemischtvarianter Komponentenform sind als Kopplungskomponenten

$$Q_{+k}^i = \sum_{\nu=1}^q \delta_{\nu}^i \kappa_{\nu k} = \kappa_{ik} \text{ und } Q_{-k}^i = \sum_{\nu=1}^q \delta_{\nu}^i \kappa^{i\bar{\nu}} = \kappa^{i\bar{k}}$$

zu verwenden. Damit ergibt sich also für die Kopplungsselektoren

$$Q_{\pm} = \sum_{i,k=1}^q (\kappa_{ik})^{\pm 1}. \text{ Grundsätzlich existiert aber eine reguläre}$$

Transformationsmatrix $\hat{S} = \hat{S}^{\times -1}$, mit welcher gemäß $\hat{S}^2 \bar{\kappa} \hat{S}^{\times} = {}^2\bar{\kappa}'$ das Diagonalschema $\kappa'_{ik} \sim \delta_{ik}$ erreicht werden kann. Wegen

$$\hat{S} \hat{S}^{\times} = \hat{E} \text{ wird dann } \sum_{i,k=1}^q (\kappa_{ik})^{\pm 1} = \sum_{s=1}^q (\kappa'_{ss})^{\pm 1} = \underline{sp}^{{}^2\bar{\kappa}'}^{\pm 1}, \text{ also}$$

$Q_{\pm} = \underline{sp}^{{}^2\bar{\kappa}'}^{\pm 1}$. Da bei der a -Hermetrie $q = 2$ ist, und für $\underline{sp}^{{}^2\bar{\kappa}'}$ die Beziehung (67) anwendbar ist, ergibt sich für den kovarianten Kopplungsselektor mit den Kürzungen $C_{(\kappa)} = C$, $\lambda'_{ll}(\kappa) = \lambda_l$ und $a'_{ll}(\kappa) = a_l$, sowie $\lambda_1 = \lambda$, $\lambda_2 = A$, $a_1 = a$ und $a_2 = b$ die Darstellung $Q_+ = C(e^{\lambda\mu} - E)^a (e^{A\mu} - E)^b$. Bei der kontravarianten Kopplung ist dagegen $Q_- = \kappa'^{11} + \kappa'^{22} = (\kappa'_{11} \kappa'_{22})^{-1} \underline{sp}^{{}^2\bar{\kappa}'} = \kappa'^{-1} Q_+$; denn wegen des diagonalen Charakters von ${}^2\bar{\kappa}'$ ist das Produkt $\kappa'_{11} \kappa'_{22} = |{}^2\bar{\kappa}'|_2 = \kappa'$ mit der Gitterkerndeterminante identisch und diese Determinante kann keine Singularität haben, weil der Gitterkern Tensorcharakter trägt und daher in jedem Fall sein Matrizendefekt verschwindet. Dies bedeutet aber $\kappa' \neq 0$, so daß es auch für Q_- keine Unendlichkeitsstelle geben kann. Die beiden Kopplungsselektoren der Selbstkondensationen werden also beschrieben durch

$$\begin{aligned} \kappa'_{(1)} Q_- &= Q_+ = C(e^{\lambda\mu} - E)^a (e^{A\mu} - E)^b, \\ \hat{S}^2 \bar{\kappa}_{(1)} \hat{S}^{\times} &= {}^2\bar{\kappa}'_{(1)}, \quad \kappa'_{(1)ik} \sim \delta_{ik} \end{aligned} \quad (69).$$

Aus dieser Fassung geht unmittelbar hervor, daß beide Kopplungsselektoren $Q_{\pm} = 0$ werden, wenn entweder $\lambda = 0$ oder $A = 0$ ist, weil in diesen Fällen $e^{\lambda\mu} = E$ und $e^{A\mu} = E$ wird. Wenn also eine a -Kopplung, also eine Selbstkondensation existieren soll, dann muß $\lambda \neq 0$ und $A \neq 0$ bleiben, damit $Q_{\pm} \neq 0$ erreicht wird. Dagegen ist der Fall $A = \lambda \neq 0$ durchaus zulässig, was mit der Kürzung $a + b = a$ zur vereinfachten Darstellung $Q_+ = C(e^{\lambda\mu} - E)^a$ führt. Aus der expliziten Beziehung (69) können die Extrema der Kopplungen hergeleitet werden. Nach der Theorie der metronischen Analysis müssen die Extrema bei $\delta Q_{\pm} = 0$ liegen, was wegen $Q_{\pm}(\mu)$ identisch ist mit $\delta_{\mu} Q_{\pm} = \underline{\delta} Q_{\pm} = 0$. Für die kovariante Kopplung folgt dann mit

$(e^{\lambda\mu} - E)^a = u(\mu)$ und $(e^{A\mu} - E)^b = v(\mu)$ die Kurzfassung
 $Q_+ \sim uv$, also $\underline{\partial}Q_+ = C\underline{\partial}(uv) = C(u\underline{\partial}v + v\underline{\partial}u - \underline{\partial}u\underline{\partial}v)$,
 oder im Extremum nach Division durch $uv \neq 0$ schließlich

$$0 = \frac{1}{uv} (u\underline{\partial}v + v\underline{\partial}u - \underline{\partial}v\underline{\partial}u) = \underline{\partial} \ln u + \underline{\partial} \ln v - \underline{\partial} \ln u \underline{\partial} \ln v =$$

$$= a\lambda e^{\lambda\mu} (e^{\lambda\mu} - E)^{-1} \delta\mu + bA e^{A\mu} (e^{A\mu} - E)^{-1} \delta\mu -$$

$- ab\lambda A e^{\lambda\mu} e^{A\mu} \cdot (e^{\lambda\mu} - E)^{-1} (e^{A\mu} - E)^{-1} (\delta\mu)^2$, weil $\delta\mu; n$ wegen
 $\sqrt{\tau} \ll 1$ nach (15) im 2. Gültigkeitsbereich sehr gut erfüllt ist. Wegen

$$\delta\mu \neq 0 \text{ folgt daraus } \frac{a\lambda}{bA} (E - e^{-A\mu}) = a\lambda \delta\mu (-E + e^{-\lambda\mu}). \quad \text{Der}$$

Übergang von der Selektorbeziehung zur metronischen Funktionalgleichung liefert wegen des imaginären Charakters der (x_5, x_6) -Architektureinheiten $\delta\mu; n = 2i\sqrt{\tau}$, sowie $\lambda\mu; n = i\varepsilon$ und $A\mu; n = i\eta$, also

$$\frac{a\lambda}{bA} (1 - e^{-i\eta}) = 2ia\lambda\sqrt{\tau} - 1 + e^{-i\varepsilon}. \text{ Mit den reellen Zahlen}$$

$$c = \frac{a\lambda}{bA} \text{ und } A = 2a\lambda\sqrt{\tau} \text{ entsteht unter Verwendung der Relation}$$

$e^{\pm i\varphi} = \cos\varphi \pm i\sin\varphi$ die spaltbare Form $c(1 - \cos\eta + i\sin\eta) = iA - 1 + \cos\varepsilon - i\sin\varepsilon$, oder nach der Spaltung $c(1 - \cos\eta) = \cos\varepsilon - 1$ und $c\sin\eta = A - \sin\varepsilon$. Da $\cos^2\varepsilon + \sin^2\varepsilon = 1$ ist, folgt

$$1 = (1 + c(1 - \cos\eta))^2 + (A - c\sin\eta)^2 = 1 + A^2 + 2c(1 - \cos\eta) - 2Acsin\eta + c^2((1 - \cos\eta)^2 + \sin^2\eta) = 1 + A^2 + 2c(1 - \cos\eta - A\sin\eta) + 2c^2(1 - \cos\eta) - A\sin\eta = -\frac{A^2}{2c}. \text{ Nunmehr besteht die Möglichkeit, die Approximation mit } \tau \rightarrow 0 \text{ in den mikromaren Approximationsbereich zu treiben. Aus } Q_+; n = Q_+(n) = C(e^{\lambda N} - 1)^a (e^{A N} - 1)^b \text{ folgt zunächst mit } \lim_{\tau \rightarrow 0} N = \pm iy \text{ und } y^2 = \varepsilon^2 + \eta^2 \text{ (hier als Beträge von } x_5 \text{ und } x_6),$$

$$\text{sowie } N = \mu; n. \text{ Daraus folgt } q_+(y) = \lim_{\tau \rightarrow 0} Q_+(n) =$$

$$= C(e^{\pm i\lambda y} - 1)^a (e^{\pm iA y} - 1)^b. \text{ Wegen } A \sim \sqrt{\tau} \text{ muß in diesem Bereich}$$

auch $\lim_{\tau \rightarrow 0} A = 0$ sein, so daß für die Lage der kovarianten Kopp-

lungsextrema $\cos \varepsilon = \cos \eta = 1$ und $\sin \varepsilon = \sin \eta = 0$ folgt. Für $\tau \rightarrow 0$ ergibt sich demnach die Symmetrie $\varepsilon = \eta = \beta_{(a)}^+ = \pm 2\pi n_{(a)}$, das heißt, die kovarianten Kopplungsextrema bilden ein positiv oder negativ zählendes Spektrum gradzahlig diskreter Eigenwerte, welche sich symmetrisch decken, so daß sich für $\tau \rightarrow 0$ stets die Symmetrie $\lambda = A \neq 0$ ergibt. Mithin folgt $q_+(y) = C(e^{\pm i\lambda y} - 1)^a$, wenn wieder $a = a + b$ gesetzt wird. Ganz analog kann die Lage der kontravarianten Kopplungsextrema untersucht werden. Für die Lage dieser Extrema gilt im zweiten metronischen Bereich $\underline{\partial} Q_- = \underline{\partial}(Q_+/\kappa') = 0$, oder nach dem Quotientengesetz der Metronddifferentiale

$$\frac{1}{\kappa'} (\kappa' - \underline{\partial}\kappa')^{-1} \begin{vmatrix} \kappa' & \underline{\partial} \kappa' \\ Q_+ & \underline{\partial} Q_+ \end{vmatrix} = 0, \quad \text{was wegen der Regu-}$$

$$\text{larität } \kappa' \neq 0 \text{ nur durch } \begin{vmatrix} \kappa' & \underline{\partial} \kappa' \\ Q_+ & \underline{\partial} Q_+ \end{vmatrix} = 0 \text{ erreichbar ist. Das Ver-}$$

schwinden dieser Determinante kann aber nur durch $Q_+ = \kappa' = 0$ oder $\underline{\partial} Q_+ = \underline{\partial} \kappa' = 0$ erfüllt werden, wobei $Q_+ = \kappa' = 0$ von vornherein nicht realisiert sein kann. Es bleibt also nur die Möglichkeit $\underline{\partial} Q_+ = 0$ mit $\underline{\partial} \kappa' = 0$. Dies bedeutet aber, daß die Extrema der kontravarianten Kopplung $\beta_{(a)}^-$ im gleichen diskreten Eigenwertspektrum der kovarianten Kopplung $\beta_{(a)}^+$ liegen, doch sind die Stufen der kontravarianten Kopplung durch das zusätzliche Extremum $\underline{\partial}\kappa'_{(1)} = 0$ der Gitterkerndeterminante charakterisiert. Die Beziehung (69) kann also durch

$$\begin{aligned} Q_+(y) &= \lim_{\tau \rightarrow 0} Q_+; n = C(e^{\pm i\lambda y} - 1)^a, \\ \beta_{(a)}^+ &= \pm 2\pi n_{(a)}, \quad y^2 = \varepsilon^2 + \eta^2, \quad \beta_{(a)}^-(Q_-) \equiv \beta_{(a)}^+, \\ \kappa'_{(1)} &= \kappa_{\text{ext}}^{(1)} \end{aligned} \quad (69a)$$

ergänzt werden, die im mikromaren Bereich gilt. In diesem Approximationsbereich bilden also die kovarianten Kopplungsextrema gradzahlilig diskrete Eigenwerte, wogegen die kontravarianten Kopplungsextrema mit denjenigen des kovarianten Spektrums zusammenfallen, in denen die Extrema der Gitterkerndeterminante liegen.

Bei den Zeit- und Raumkondensationen wirkt auf den Korrelator die gleiche Klasse Sieboperatoren, so daß $\hat{\gamma}_{(b)}$ und $\hat{\gamma}_{(c)}$ hinsichtlich der Elemente formal soweit verwandt sind, daß die einleitende Untersuchung der möglichen Kondensoren für die beiden Fälle (b) und (c) einheitlich durchgeführt werden kann. Werden die Abkürzungen

$${}^2\overline{\gamma}_{(\kappa\lambda)} \equiv \kappa, \lambda \text{ sowie } {}^2\overline{\kappa}_{(\mu)} \equiv \mu \text{ und } \left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]_+ \equiv \left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right] \text{ eingeführt,}$$

dann ergeben sich sowohl für die Zeit- als auch für die Raumkondensationen jeweils 30 Kondensoren aus $\hat{\gamma}_{(b)}$ und $\hat{\gamma}_{(c)}$. Für diese Kondensoren gilt formal das Schema

$$\begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & \alpha \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ \alpha & \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ \alpha & 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ \alpha & \alpha \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 1 & \alpha \\ 1 & 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 1 & \alpha \\ \alpha & 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 1 & \alpha \\ \alpha & \alpha \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 1 & \alpha \\ \alpha & \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 1 & \alpha \\ \alpha & 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 1 & \alpha \\ \alpha & \alpha \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 1 & \alpha \\ \alpha & \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 1 & \alpha \\ \alpha & 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 1 & \alpha \\ \alpha & \alpha \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \alpha & 1 \\ \alpha & 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \alpha & 1 \\ \alpha & \alpha \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \alpha & 1 \\ \alpha & \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \alpha & 1 \\ \alpha & 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \alpha & 1 \\ \alpha & \alpha \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \alpha & 1 \\ \alpha & \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \alpha & 1 \\ \alpha & 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \alpha & 1 \\ \alpha & \alpha \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \alpha & \alpha \\ \alpha & 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \alpha & \alpha \\ \alpha & \alpha \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \alpha & \alpha \\ \alpha & \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \alpha & \alpha \\ \alpha & 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \alpha & \alpha \\ \alpha & \alpha \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \alpha & \alpha \\ \alpha & \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \alpha & \alpha \\ \alpha & 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \alpha & \alpha \\ \alpha & \alpha \end{bmatrix} \text{ und } \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}.$$

Jenachdem, ob $\alpha = 2$ oder $\alpha = 3$ gesetzt wird, entstehen die Kondensoren aus $\hat{\gamma}_{(b)}(\alpha=2)$ oder $\hat{\gamma}_{(c)}(\alpha=3)$. Typisch für die Fälle (b) und (c) ist die gemeinsame Fortsetzung der Kondensation in den (x_5, x_6) -Bereich durch $\left[\begin{smallmatrix} 1 & 1 \\ 1 & \end{smallmatrix} \right]_+ = \left[\begin{smallmatrix} \gamma \\ \kappa \end{smallmatrix} \right]_+$ und $\left[\begin{smallmatrix} 1 & \\ 1 & 1 \end{smallmatrix} \right]_+ = \left[\begin{smallmatrix} \kappa \\ \gamma \end{smallmatrix} \right]_+$ in Form eines a -Komplementes für dessen Selbstkondensationen die Kopplungsgleichungen (69) und (69a) gelten. Durch diese Eigentümlichkeit müssen die Kondensationen b und c , also die Spektren der imponderablen Photonen (Zeitkondensationen b) und der ponderablen Neutrokorpuskeln (Raumkondensationen c) physikalisch nahe verwandt sein. Diese Verwandtschaft bezieht sich nur auf die Struktur der Kondensorsignaturen, nicht aber auf das Linearaggregat μ der Gitterselektoren. Im Fall b ist μ wie in a imaginär, aber in c

dagegen komplex, weil die semantische Einheit $s_{(1)}$ reell zählt. Auf diesem Sachverhalt muß die grundsätzliche phänomenologische Unterscheidung zwischen Phöonen und Neutrokorpuskeln beruhen. Es liegt demnach die Vermutung nahe, daß Photonen und Neutrokorpuskeln hinsichtlich ihrer Kondensorstrukturen völlig wesensverwandt erscheinen, aber in bezug auf die Raumzeit R_4 auf verschiedene metrische Aspekte bezogen sind. Im Gegensatz zu a sind in b und c jeweils 30 mögliche Kondensoren definiert, welche Kopplungsselektoren möglich machen, so daß für b und c die Beziehung (68a) berücksichtigt werden muß. Eine derartige Berücksichtigung entfällt dagegen für den Fall a , weil hier nur ein einziger Gitterkern als (x_5, x_6) -Struktureinheit die möglichen Kopplungen bestimmt. Für die beiden formal identischen Fälle b und c muß es dagegen sechs Kopplungsgruppen geben, was aus dem Bild der 30 Kondensoren hervorgeht, welche zur Bildung von Kopplungsselektoren fähig sind. Als Indizierungen dieser Kopplungsgruppen folgt, wenn (68a) verwendet wird $1 \equiv (1)$, $2 \equiv (\alpha)$, $3 \equiv ((1\alpha))$, $4 \equiv (1\alpha)$, $5 \equiv (1(1\alpha))$ und $6 \equiv (\alpha(1\alpha))$. Weiterhin sollen die als pseudoantihermetrischen Kondensorsenken primärer oder sekundärer Art auftretenden Kondensoraggregate mit Ia oder IIa und entsprechend die hermetrischen Kondensorquellen mit Ih beziehungsweise IIh bezeichnet werden. Aus dem Bau dieser sechs Kopplungsgruppen folgt unmittelbar, daß die Gruppen 1 bis 3 hinsichtlich der Gruppenindizierung homonom, aber 4 bis 6 heteronom sind. Ist allgemein Ia, IIa, Ih, IIh die Folge der besetzten Kondensoraggregate (wenn sich «Besetzung» auf die Zahl der Kondensoren im Aggregat bezieht), dann verteilen sich die Kondensoren nach dem Schema 2, 8, 12, 8 auf die homonomen und 12, 8, 2, 8 auf die heteronomen Kopplungsgruppen. Zu den einzelnen Gruppen gehören die folgenden Kopplungsextrema, wenn die übliche Symbolisierung $\begin{pmatrix} \kappa & \lambda \\ \mu & \nu \end{pmatrix}$ für ein Kopplungsextremum verwendet wird: $G_1 \equiv \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}$, sowie $G_2 \equiv \begin{pmatrix} \alpha & \alpha \\ \alpha & \alpha \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} \alpha & \alpha \\ \alpha & \alpha \end{pmatrix}$ und $G_3 \equiv \begin{pmatrix} 1 & \alpha \\ \alpha & 1 \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} \alpha & 1 \\ 1 & \alpha \end{pmatrix}$ im homonomen,

aber $G_4 \equiv \begin{pmatrix} 1 \\ \alpha \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 1 \\ \alpha \alpha \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \alpha \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \alpha \alpha \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \alpha \\ 1 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \alpha \\ 1 & 1 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \alpha & \alpha \\ 1 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \alpha & \alpha \\ 1 & 1 \end{pmatrix},$
 $G_5 \equiv \begin{pmatrix} 1 \\ \alpha \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 1 \\ \alpha \alpha \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \alpha \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 1 & \alpha \\ 1 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \alpha & 1 \\ 1 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 1 & \alpha \\ 1 & 1 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \alpha & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}$ und
 $G_6 \equiv \begin{pmatrix} \alpha \\ 1 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \alpha \\ \alpha \alpha \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \alpha & \alpha \\ 1 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \alpha & \alpha \\ \alpha \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 1 & \alpha \\ \alpha \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \alpha & 1 \\ \alpha \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 1 & \alpha \\ \alpha & \alpha \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \alpha & 1 \\ \alpha & \alpha \end{pmatrix}$ für die hetero-
 nomen Kopplungsgruppen, weil $\delta^2 \bar{\gamma}_{(\lambda\lambda)} = {}^2\bar{0}$ wegen ${}^2\bar{\gamma}_{(\lambda\lambda)} =$
 $= sp({}^2\bar{\kappa}_{(\lambda)} \times {}^2\bar{\kappa}_{(\lambda)})$ unmittelbar $\delta^2 \bar{\kappa}_{(\lambda)} = {}^2\bar{0}$ bedingt. Die dreißig Kon-
 densoren, welche für $b(\alpha = 2)$ und $c(\alpha = 3)$ diese sechs Kopplungs-
 gruppen bedingen, verteilen sich als Senken und Quellen nach dem
 Schlüssel Ia, IIa, Ih, IIh in folgender Weise in den einzelnen
 Kopplungsgruppen.

$$1 \text{ Ia)} \quad \begin{bmatrix} 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 \end{bmatrix}.$$

$$1 \text{ II a)} \quad \begin{bmatrix} \alpha \\ 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \alpha \\ 1 & 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \alpha & \alpha \\ 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \alpha & \alpha \\ 1 & 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 1 & \alpha \\ 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 1 & \alpha \\ 1 & 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \alpha & 1 \\ 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \alpha & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}.$$

$$1 \text{ Ih)} \quad \begin{bmatrix} \alpha \\ \alpha \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \alpha & \alpha \\ \alpha \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 1 & \alpha \\ \alpha \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 1 & \alpha \\ \alpha & \alpha \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \alpha & 1 \\ \alpha \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \alpha & 1 \\ \alpha & \alpha \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \alpha \\ 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \alpha & \alpha \\ 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \alpha \\ \alpha & 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \alpha & \alpha \\ \alpha & 1 \end{bmatrix},$$

$$\begin{bmatrix} 1 & \alpha \\ \alpha & 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \alpha & 1 \\ 1 & \alpha \end{bmatrix}.$$

$$1 \text{ II h)} \quad \begin{bmatrix} 1 \\ \alpha \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 1 \\ \alpha & \alpha \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 1 \\ 1 & \alpha \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 1 \\ \alpha & 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ \alpha \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ \alpha & \alpha \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ \alpha & 1 \end{bmatrix}.$$

$$2 \text{ Ia)} \quad \begin{bmatrix} \alpha \\ \alpha \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \alpha & \alpha \\ \alpha \end{bmatrix}.$$

$$2 \text{ II a)} \quad \begin{bmatrix} 1 \\ \alpha \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 1 \\ \alpha & \alpha \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ \alpha \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ \alpha & \alpha \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 1 & \alpha \\ \alpha \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 1 & \alpha \\ \alpha & \alpha \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \alpha & 1 \\ \alpha \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \alpha & 1 \\ \alpha & \alpha \end{bmatrix}.$$

$$2 \text{ Ih)} \quad \begin{bmatrix} 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 1 & \alpha \\ \alpha & 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \alpha & 1 \\ 1 & \alpha \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 1 \\ \alpha & 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ \alpha & 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 1 & \alpha \\ 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 1 & \alpha \\ 1 & 1 \end{bmatrix},$$

$$\begin{bmatrix} \alpha & 1 \\ 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \alpha & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}.$$

$$2 \text{ II h)} \quad \begin{bmatrix} \alpha \\ 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \alpha & \alpha \\ 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \alpha \\ 1 & 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \alpha & \alpha \\ 1 & 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \alpha \\ 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \alpha & \alpha \\ 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \alpha & \alpha \\ \alpha & 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \alpha \\ \alpha & 1 \end{bmatrix}.$$

$$3 \text{ Ia)} \quad \begin{bmatrix} 1 & \alpha \\ \alpha & 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \alpha & 1 \\ 1 & \alpha \end{bmatrix}.$$

$$3 \text{ II a)} \quad \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \alpha \\ 1 & \alpha \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \alpha & \alpha \\ 1 & \alpha \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 1 \\ \alpha & 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ \alpha & 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \alpha \\ \alpha & 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \alpha & \alpha \\ \alpha & 1 \end{bmatrix}.$$

zu den Besetzungen der Ih -Systeme verhält. Außerdem gibt es noch eine Symmetrie der Sekundärssysteme; denn innerhalb einer jeden Kopplungsgruppe ergibt sich die Besetzung von IIh stets aus derjenigen von IIa und umgekehrt, wenn die Basis- und Kontrasignaturen vertauscht werden. Aufgrund dieser Symmetrien können nunmehr die Kondensorbrücken aller sechs Kopplungsgruppen zusammengestellt werden. Eine unmittelbare Konsequenz der Symmetrie muß eine analoge Symmetrie der primären und sekundären Kondensorbrücken

sein. In Ia gibt es zunächst eine Brücke 1, 4, 5 in $\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \ 1 \end{bmatrix}$ und $\begin{bmatrix} 1 \ 1 \\ 1 \end{bmatrix}$, sowie 2, 4, 6 in $\begin{bmatrix} \alpha \\ \alpha \ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha \ \alpha \\ \alpha \end{bmatrix}$ und 3, 4, 6 in $\begin{bmatrix} 1 \ \alpha \\ \alpha \ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha \ 1 \\ 1 \ \alpha \end{bmatrix}$. Hieraus ist zu

schließen, daß 4 ein Schnitt von zwei Kondensorbrücken ist, während 3 die Enden 5 und 6 der sich in 4 schneidenden Brücken verbindet. Eine ganz analoge Brückenkonstruktion liegt in Ih vor; denn hinsicht-

lich $\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} 1 \ 1 \\ 1 \end{bmatrix}$ gilt die Brücke 2, 3, 6 sowie 1, 3, 5 hinsichtlich $\begin{bmatrix} \alpha \\ \alpha \ \alpha \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha \ \alpha \\ \alpha \end{bmatrix}$ und 1, 2, 4 hinsichtlich $\begin{bmatrix} 1 \ \alpha \\ \alpha \ 1 \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} \alpha \ 1 \\ 1 \ \alpha \end{bmatrix}$. Hierin schneiden sich

die beiden Brücken 2, 3, 6 und 1, 3, 5 in 3, wogegen ihr Anfang 1, 2 durch 4 überbrückt wird. Zwischen diesen beiden primären Brückenkonstruktionen in Ia und Ih herrscht also eine völlige Spiegelsymmetrie. Zur Kürzung werden diese primären Kondensorbrücken $K(Ih) = K^{++}$, $K(IIh) = K^+$, $K(Ia) = K^{--}$ und $K(IIa) = K^-$ gesetzt, wenn $K(IIh)$ und $K(IIa)$ die entsprechenden Sekundärbrücken bezeichnen. Mit dieser Formulierung ergeben sich also zunächst zwei Systeme aus Primärbrücken, nämlich $K_1^{++} = 2, 3, 6$, $K_2^{++} = 1, 3, 5$, $K_3^{++} = 1, 3, 2$ sowie $K_1^{--} = 1, 4, 5$, $K_2^{--} = 2, 4, 6$, $K_3^{--} = 5, 3, 6$. Die Kondensoren aus $4Ia$ bis $6Ia$ und $1Ih$ bis $3Ih$, in welchen sich Basis- und Kontrasignatur unterscheiden, sind dagegen zu keiner Brückenbildung fähig. Für die Sekundärbrücken ergeben sich zwei Systeme aus jeweils sechs Brücken, nämlich $K_1^+ = 3, 6$, $K_2^+ = 2, 6$, $K_3^+ = 3, 5$, $K_4^+ = 1, 5$, $K_5^+ = 2, 4$, $K_6^+ = 1, 4$ und $K_1^- = 1, 4$.

$K_2^- = 1, 5$. $K_3^- = 2, 4$. $K_4^- = 2, 6$. $K_5^- = 3, 5$. $K_6^- = 3, 6$. Während also die K^{++} und K^{--} aus jeweils drei Brücken bestehen, von denen jede drei Kopplungsgruppen verbindet, bestehen die K^+ , beziehungsweise K^- aus jeweils sechs Brücken, von denen jede zwei Gruppen verbindet. Weiter sind alle Brücken so beschaffen, daß sie hinsichtlich der Kopplungsgruppen primär zwei antisymmetrische, pseudozyklische und sekundär zwei antisymmetrische, zyklische Brückensysteme bilden. Zusammengefaßt wird dieser Sachverhalt in

$$\begin{aligned}
 K_1^{--} &= 1, 4, 5. & K_2^{--} &= 2, 4, 6. & K_3^{--} &= 5, 3, 6. \\
 K_1^- &= 1, 4. & K_2^- &= 1, 5. & K_3^- &= 2, 4. \\
 K_4^- &= 2, 6. & K_5^- &= 3, 5. & K_6^- &= 3, 6, \\
 (1 \dots 6)_- &= (6 \dots 1)_+ & & & & (70),
 \end{aligned}$$

worin die hermetrischen Brücken nach der Antisymmetrie $(1 \dots 6)_- = (6 \dots 1)_+$ aller hermetrischen und antihermetrischen Systeme der Kopplungsgruppen ermittelt werden können. Brückenfreie Kondensoraggregate gibt es offensichtlich in den Sekundärsystemen nicht. Es kommt nun noch darauf an, die Verteilung metaphorischer Systeme von Kondensorquellen und Kondensorsenken innerhalb der sechs Kopplungsgruppen zu ermitteln. Es gibt für die Kondensationsformen b und c grundsätzlich vier verschiedene Klassen Q von Quellen- und Senkensystemen, wenn die Quellen- beziehungsweise Senkeneigenschaften nach dem Hermetriegrad $Ih, IIh, I Ia, Ia$ bewertet werden. Das stärkste Hermetriegerade müssen die primären Quellen- und Senkensysteme $Q(Ih \rightarrow Ia)$ aufweisen, in welchem primäre Quellen primären Senken gegenüberstehen. Q_1 umfasse alle in primären Kondensorbrücken auftretenden Aggregate, doch muß es noch $Q_1^{(o)}$ geben, womit die brückenfreien Quellenverteilungen erfaßt werden. Das zweite System von Quellen- und Senkenverteilungen bilden die beiden Klassen von Primär- Sekundärquellen, nämlich $Q_2^+(Ih \rightarrow IIa)$, bzw. $Q_2^-(IIh \rightarrow Ia)$, wogegen $Q_3(IIh \rightarrow IIa)$ die sekundäre Quellenverteilung beschreibt. Alle diese Verteilungen sind externer Natur, das

heißt, hermetrische Quellenaggregate stehen antihermetrischen Senkenaggregaten gegenüber. Es muß jedoch noch eine interne Verteilung innerhalb a oder h geben, weil es in jedem Fall zwischen primären und sekundären Kondensoraggregaten graduelle Hermetrieunterschiede gibt. Die beiden möglichen Klassen dieses internen Verteilungssystems sind dann $Q_4^+(Ih \rightarrow IIh)$ und antihermetrische $Q_4^-(IIa \rightarrow Ia)$. Aus dem Bau der sechs Kopplungsgruppen und dem Gesetz der Kondensorbrücken folgt unmittelbar $Q_1 = Q_1(K_j^{++} \rightarrow K_j^{--})_1^3$ und sekundär $Q_3 = Q_3(K_i^{++} \rightarrow K_i^{--})_1^6$. Während in diesen beiden Systemen sämtliche Kondensorbrücken als Quellen oder Senken auftreten, ist dies für die brückenfreien Primärquellen nicht der Fall. Man erhält $Q_1^{(0)} = Q_1(1, 2, 3 \rightarrow 6, 5, 4)$, wobei sich 1, 2, 3 auf Ih und 6, 5, 4 auf Ia beziehen. Wenn die Indizierung $K_{\alpha\beta} \equiv (K_\alpha K_\beta)$ zwei Kondensorbrücken der gleichen Art kennzeichnet, dann ergibt sich aus dem Schema der Kopplungsgruppen für die hermetrischen Primär- und Sekundärquellen $Q_2^+ = Q_2(1, 2, 3 \rightarrow K_{3,5}^-, K_{1,6}^-, K_{2,4}^-)$, das heißt, hier stehen die gleichen Kopplungsgruppen in Ih mit jeweils zwei sekundären senkenhaften Kondensorbrücken im Zusammenhang. Die antihermetrische Klasse dieser Quellen ist wiederum brückenfrei. Hier wirken jeweils zwei Kopplungsgruppen aus IIh auf zwei entsprechende in Ia ein, so daß sich $Q_2^- = Q_2((1, 6)(2, 5)(3, 4) \rightarrow (4, 5)(4, 6)(5, 6))$ ergibt. Es bleibt noch übrig, die beiden internen Quellensysteme zu erfassen. Für die hermetrische Form folgt $Q_4^+ = Q_4(1, 2, 3 \rightarrow K_{5,3}^+, K_{6,1}^+, K_{4,2}^+)$, wogegen sich für die antihermetrische Klasse $Q_4^- = Q_4(K_{2,4}^-, K_{1,6}^-, K_{3,5}^- \rightarrow 4, 5, 6)$ ergibt. Die vier Klassen von Quellen- und Senkenverteilungen innerhalb der Kopplungsgruppen werden zusammengefaßt in

$$\begin{aligned}
Q_1(Ih \rightarrow Ia) &= Q_1(K_i^{++} \rightarrow K_i^{--})_1^3, \\
Q_1^{(o)} &= Q_1(1, 2, 3 \rightarrow 6, 5, 4), \\
Q_2^+(Ih \rightarrow IIa) &= Q_2(1, 2, 3 \rightarrow K_{3,5}^-, K_{1,6}^-, K_{2,4}^-), \\
Q_2^-(IIh \rightarrow Ia) &= Q_2((1, 6)(2, 5)(3, 4) \rightarrow (4, 5)(4, 6)(5, 6)), \\
Q_3(IIh \rightarrow IIa) &= Q_3(K_k^+ \rightarrow K_k^-)_1^6, \\
Q_4^+(Ih \rightarrow IIh) &= Q_4(1, 2, 3 \rightarrow K_{5,3}^+, K_{6,1}^+, K_{4,2}^+), \\
Q_4^-(IIa \rightarrow Ia) &= Q_4(K_{2,4}^-, K_{1,6}^-, K_{3,5}^- \rightarrow 4, 5, 6) \quad (70a).
\end{aligned}$$

Damit ist die strukturelle Beschreibung der Kondensationsformen b und c als Kopplungsstruktur abgeschlossen.

Zur synmetronischen Untersuchung der Raumzeitkondensationen d muß die Tatsache berücksichtigt werden, daß auf $\hat{\gamma}$ kein Sieboperator einwirkt, so daß in $\hat{\gamma}_{(d)} = \hat{\gamma}$ alle Elemente wirksam werden. Aus diesem Grunde muß es $9^2 - 9 = 72$ Kondensoren geben, welche zur Erzeugung von Kopplungsselektoren geeignet sind, wenn wieder der allgemeine Fall ${}^2\overline{\gamma}_{(\kappa\lambda)} \neq {}^2\overline{\gamma}_{(\lambda\kappa)}$ angenommen wird. Charakteristisch für diese 72 Kopplungsselektoren ist das Fehlen reiner Gitterkernindizierungen in den Kondensorsignaturen. Dieses Verhalten geht allein auf $\hat{\gamma}_{(d)} = \hat{\gamma}$ zurück. Aus der Natur von $\hat{\gamma}$ geht unmittelbar hervor, daß die 72 Kondensoren der Kopplungsselektoren sich in 18 Kopplungsgruppen anordnen und zwar müssen wieder nach Gleichung (68a) primär und sekundär pseudohermetrische Kondensoren die Extrema der gesamten Kopplungsstruktur aller Kopplungsgruppen kennzeichnen, die von primär- und sekundärhermetrischen Kondensoren begleitet wird. Die 18 Kopplungsgruppen können wiederum, ähnlich wie in b und c klassifiziert werden, doch gibt es in diesem Fall nicht homo- und heteronome, sondern diagonale (d), semidiagonale (s) sowie extradiagonale (e) Kopplungsgruppen. Zur expliziten Beschreibung soll die Indizierung $(\kappa\lambda)$ der Elemente von $\hat{\gamma}$ durch die Chiffren $(1, 1) \equiv 1, (2, 2) \equiv 2, (3, 3) \equiv 3, (1, 2) \equiv \alpha, (1, 3) \equiv \beta, (2, 3) \equiv \gamma$, bzw. $(2, 1) \equiv \alpha^*, (3, 1) \equiv \beta^*$ und $(3, 2) \equiv \gamma^*$ vereinfacht werden. Damit folgt unmittelbar für die Indizierungen der Kopplungsgruppen

$$\begin{aligned}
 &1d(12), 2d(13), 3d(23), 4d(\alpha), 5d(\beta), \\
 &6d(\gamma), 1s(1\alpha), 2s(1\beta), 3s(1\gamma), \\
 &4s(2\alpha), 5s(2\beta), 6s(2\gamma), 7s(3\alpha), \\
 &8s(3\beta), 9s(3\gamma), 1e(\alpha\beta), 2e(\alpha\gamma), 3e(\beta\gamma),
 \end{aligned}$$

wobei d die Diagonale, s die semidiagonale und e die extradiagonale Klasse kennzeichnet. Nach diesen Kopplungsindizierungen verteilen sich also die Kopplungsextrema auf die achtzehn Kopplungsgruppen. Für die begleitenden Kondensoren dieser Kopplungsselektoren gilt nach (68a) wieder innerhalb jeder Gruppe eine Verteilung auf primär- oder sekundär pseudoantihermetrische, beziehungsweise hermetrische Systeme nach dem Schlüssel Ia, IIa, Ih, IIh , wie in b und c . Aus dem Schema der achtzehn Kopplungsindizierungen ergibt sich für die Besetzung dieser Systeme aller Kopplungsgruppen der Klassen d, s und e das Verteilungsschema $d(2, 14, 42, 14), s(6, 18, 30, 18), e(12, 20, 20, 20)$, so daß nunmehr explizit die Kondensorbesetzung aller Kopplungsgruppen in bezug auf Ia, IIa, Ih, IIh angegeben werden kann. Zuvor erscheint es zweckmäßig, eine weitere Kürzung einzuführen; denn nach den bereits verwendeten Chiffren wird jede Signatur durch nur eine Ziffer angegeben,

so daß $\begin{bmatrix} a \\ \alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b \\ \beta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c \\ \gamma \end{bmatrix} \equiv \begin{vmatrix} abc \\ \alpha\beta\gamma \end{vmatrix}$ oder wenn $\alpha = \beta = \gamma$ ist,

$$\begin{vmatrix} abc \\ \alpha\alpha\alpha \end{vmatrix} = (abc)_{(\alpha)} \text{ beziehungsweise } \begin{vmatrix} \alpha\alpha\alpha \\ abc \end{vmatrix} = (abc)^{(\alpha)}. \text{ Zugleich}$$

erscheinen die Kürzungen $\varepsilon \equiv (\alpha\alpha^*\beta\beta^*\gamma\gamma^*)$, $\varepsilon_1 \equiv (\alpha\alpha^*\beta\beta^*)$, $\varepsilon_2 \equiv (\alpha\alpha^*\gamma\gamma^*)$ und $\varepsilon_3 \equiv (\beta\beta^*\gamma\gamma^*)$, sowie $A \equiv \begin{vmatrix} \alpha & \alpha^* \\ \alpha^* & \alpha \end{vmatrix}$, $B \equiv \begin{vmatrix} \beta & \beta^* \\ \beta^* & \beta \end{vmatrix}$ und $C \equiv \begin{vmatrix} \gamma & \gamma^* \\ \gamma^* & \gamma \end{vmatrix}$ zweckmäßig, was jedoch nicht mit Determinanten verwechselt werden darf. Daraus folgt als Kopplungsstruktur der Raumzeitkondensationen das Schema der achtzehn Kopplungsgruppen. Es lautet

- $1d \text{ Ia} \left| \begin{smallmatrix} 1,2 \\ 2,1 \end{smallmatrix} \right|, \Pi a) (3\varepsilon)_{(1,2)}, Ih) (\varepsilon_{(3)}^{(3)}, (\alpha^* \varepsilon_3)_{(\alpha)}^{(\alpha)}, (\varepsilon_3)_{(\alpha^*)}^{(\alpha^*)}, (\beta^* \gamma \gamma^*)_{(\beta)}^{(\beta)},$
 $(\gamma \gamma^*)_{(\beta^*)}^{(\beta^*)}, C, \Pi h) (3\varepsilon)^{(1,2)},$
- $2d \text{ Ia} \left| \begin{smallmatrix} 13 \\ 31 \end{smallmatrix} \right|, \Pi a) (2\varepsilon)_{(1,3)}, Ih) (\varepsilon)_{(2)}^{(2)}, (\alpha^* \varepsilon_3)_{(\alpha)}^{(\alpha)}, (\varepsilon_3)_{(\alpha^*)}^{(\alpha^*)}, (\beta^* \gamma \gamma^*)_{(\beta)}^{(\beta)},$
 $(\gamma \gamma^*)_{(\beta^*)}^{(\beta^*)}, C, \Pi h) (2\varepsilon)^{(1,3)},$
- $3d \text{ Ia} \left| \begin{smallmatrix} 2,3 \\ 3,2 \end{smallmatrix} \right|, \Pi a) (1\varepsilon)_{(2,3)}, Ih) (\varepsilon)_{(1)}^{(1)}, (\alpha^* \varepsilon_3)_{(\alpha)}^{(\alpha)}, (\varepsilon_3)_{(\alpha^*)}^{(\alpha^*)}, (\beta^* \gamma \gamma^*)_{(\beta)}^{(\beta)},$
 $(\gamma \gamma^*)_{(\beta^*)}^{(\beta^*)}, C, \Pi h) (1\varepsilon)^{(2,3)},$
- $4d \text{ Ia} A, \Pi a) (1,2,3,\varepsilon_3)_{(\alpha\alpha^*)}, Ih) (2,3,\varepsilon_3)_{(1)}^{(1)}, (3\varepsilon_3)_{(2)}^{(2)}, (\varepsilon_3)_{(3)}^{(3)}, (\beta^* \gamma \gamma^*)_{(\beta)}^{(\beta)},$
 $(\gamma \gamma^*)_{(\beta^*)}^{(\beta^*)}, C, \Pi h) (1,2,3,\varepsilon_3)^{(\alpha\alpha^*)},$
- $5d \text{ Ia} B, \Pi a) (1,2,3,\varepsilon_2)_{(\beta\beta^*)}, Ih) (2,3,\varepsilon_2)_{(1)}^{(1)}, (3\varepsilon_2)_{(2)}^{(2)}, (\varepsilon_2)_{(3)}^{(3)}, (\alpha^* \gamma \gamma^*)_{(\alpha)}^{(\alpha)},$
 $(\gamma \gamma^*)_{(\alpha^*)}^{(\alpha^*)}, \Pi h) (1,2,3,\varepsilon_2)^{(\beta\beta^*)},$
- $6d \text{ Ia} C, \Pi a) (1,2,3,\varepsilon_1)_{(\gamma\gamma^*)}, Ih) (2,3,\varepsilon_1)_{(1)}^{(1)}, (3\varepsilon_1)_{(2)}^{(2)}, (\varepsilon_1)_{(3)}^{(3)},$
 $(\alpha^* \beta \beta^*)_{(\alpha)}^{(\alpha)}, (\beta \beta^*)_{(\alpha^*)}^{(\alpha^*)}, B, \Pi h) (1,2,3,\varepsilon_1)^{(\gamma\gamma^*)},$
- $1s \text{ Ia} \left| \begin{smallmatrix} 11\alpha\alpha^*\alpha^* \\ \alpha\alpha^*1\alpha^*1\alpha \end{smallmatrix} \right|, \Pi a) (2,3,\varepsilon_3)_{(1\alpha\alpha^*)}, Ih) (3\varepsilon_3)_{(2)}^{(2)}, (\varepsilon_3)_{(3)}^{(3)}, (\beta^* \gamma \gamma^*)_{(\beta)}^{(\beta)},$
 $(\gamma \gamma^*)_{(\beta^*)}^{(\beta^*)}, C, \Pi h) (2,3,\varepsilon_3)^{(1\alpha\alpha^*)},$
- $2s \text{ Ia} \left| \begin{smallmatrix} 22\alpha\alpha\alpha^*\alpha^* \\ \alpha\alpha^*2\alpha^*2\alpha \end{smallmatrix} \right|, \Pi a) (1,3,\varepsilon_3)_{(2\alpha\alpha^*)}, Ih) (3\varepsilon_3)_{(1)}^{(1)}, (\varepsilon_3)_{(3)}^{(3)}, (\beta^* \gamma \gamma^*)_{(\beta)}^{(\beta)},$
 $(\gamma \gamma^*)_{(\beta^*)}^{(\beta^*)}, C, \Pi h) (1,2,\varepsilon_3)^{(e\alpha\alpha^*)},$
- $3s \text{ Ia} \left| \begin{smallmatrix} 33\alpha\alpha\alpha^*\alpha^* \\ \alpha\alpha^*3\alpha^*3\alpha \end{smallmatrix} \right|, \Pi a) (1,2,\varepsilon_3)_{(3\alpha\alpha^*)}, Ih) (2\varepsilon_3)_{(1)}^{(1)}, (\varepsilon_3)_{(2)}^{(2)}, (\beta^* \gamma \gamma^*)_{(\beta)}^{(\beta)},$
 $(\gamma \gamma^*)_{(\beta^*)}^{(\beta^*)}, C, \Pi h) (1,2,\varepsilon_3)^{(3\alpha\alpha^*)},$
- $4s \text{ Ia} \left| \begin{smallmatrix} 11\beta\beta^* \\ \beta\beta^*11 \end{smallmatrix} \right|, B, \Pi a) (2,3,\varepsilon_2)_{(1\beta\beta^*)}, Ih) (3\varepsilon_2)_{(2)}^{(2)}, (\varepsilon_2)_{(3)}^{(3)}, (\alpha^* \gamma \gamma^*)_{(\alpha)}^{(\alpha)},$
 $(\gamma \gamma^*)_{(\alpha^*)}^{(\alpha^*)}, C, \Pi h) (2,3,\varepsilon_2)^{(1\beta\beta^*)},$
- $5s \text{ Ia} \left| \begin{smallmatrix} 22\beta\beta^* \\ \beta\beta^*22 \end{smallmatrix} \right|, B, \Pi a) (1,3,\varepsilon_2)_{(2\beta\beta^*)}, Ih) (3\varepsilon_2)_{(1)}^{(1)}, (\varepsilon_2)_{(3)}^{(3)}, (\alpha^* \gamma \gamma^*)_{(\alpha)}^{(\alpha)},$
 $(\gamma \gamma^*)_{(\alpha^*)}^{(\alpha^*)}, (\varepsilon_2)_{(1)}^{(1)}, C, \Pi h) (1,3,\varepsilon_2)^{(2\beta\beta^*)},$
- $6s \text{ Ia} \left| \begin{smallmatrix} 33\beta\beta^* \\ \beta\beta^*33 \end{smallmatrix} \right|, B, \Pi a) (1,2,\varepsilon_2)_{(3\beta\beta^*)}, Ih) (2\varepsilon_2)_{(1)}^{(1)}, (\varepsilon_2)_{(2)}^{(2)}, (\alpha^* \gamma \gamma^*)_{(\alpha)}^{(\alpha)},$
 $(\gamma \gamma^*)_{(\alpha^*)}^{(\alpha^*)}, C, \Pi h) (1,2,\varepsilon_2)^{(3\beta\beta^*)},$

$$\begin{aligned}
7s \text{ Ia} & \left| \begin{smallmatrix} 11\gamma\gamma^* \\ \gamma\gamma^*11 \end{smallmatrix} \right|, C, \text{IIa} (2, 3, \varepsilon_1)_{(1\gamma\gamma^*)}, \text{Ih} (3\varepsilon_1)_{(2)}^{(2)}, (\varepsilon_1)_{(3)}^{(3)}, (\alpha^*\beta\beta^*)_{(\alpha)}^{(\alpha)}, \\
& (\beta\beta^*)_{(\alpha^*)}^{(\alpha^*)}, B, \text{IIh} (2, 3, \varepsilon_1)^{(1\gamma\gamma^*)}, \\
8s \text{ Ia} & \left| \begin{smallmatrix} 22\gamma\gamma^* \\ \gamma\gamma^*22 \end{smallmatrix} \right|, C, \text{IIa} (1, 3, \varepsilon_1)_{(2\gamma\gamma^*)}, \text{Ih} (3\varepsilon_1)_{(1)}^{(1)}, (\varepsilon_1)_{(3)}^{(3)}, (\alpha^*\beta\beta^*)_{(\alpha)}^{(\alpha)}, \\
& (\beta\beta^*)_{(\alpha^*)}^{(\alpha^*)}, B, \text{IIh} (1, 3, \varepsilon_1)^{(2\gamma\gamma^*)}, \\
9s \text{ Ia} & \left| \begin{smallmatrix} 33\gamma\gamma^* \\ \gamma\gamma^*33 \end{smallmatrix} \right|, C, \text{IIa} (1, 2, \varepsilon_1)_{(3\gamma\gamma^*)}, \text{Ih} (2\varepsilon_1)_{(1)}^{(1)}, (\varepsilon_1)_{(2)}^{(2)}, (\alpha^*\beta\beta^*)_{(\alpha)}^{(\alpha)}, \\
& (\beta\beta^*)_{(\alpha^*)}^{(\alpha^*)}, B, \text{IIh} (1, 2, \varepsilon_1)^{(3\gamma\gamma^*)}, \\
1e \text{ Ia} & \left| \begin{smallmatrix} \alpha\alpha\alpha^*\beta\beta\beta^*\beta^* \\ \beta\beta^*\beta\beta^*\alpha\alpha^*\alpha\alpha^* \end{smallmatrix} \right|, AB, \text{IIa} (1, 2, 3, \gamma\gamma^*)_{(\varepsilon_1)}, \text{Ih} (2, 3, \gamma\gamma^*)_{(1)}^{(1)}, \\
& (3\gamma\gamma^*)_{(2)}^{(2)}, (\gamma\gamma^*)_{(3)}^{(3)}, C, \text{IIh} (1, 2, 3, \gamma\gamma^*)_{(\varepsilon_1)}, \\
2e \text{ Ia} & \left| \begin{smallmatrix} \alpha\alpha\alpha^*\gamma\gamma\gamma^*\gamma^* \\ \gamma\gamma^*\gamma\gamma^*\alpha\alpha^*\alpha\alpha^* \end{smallmatrix} \right|, AC, \text{IIa} (1, 2, 3, \beta, \beta^*)_{(\varepsilon_2)}, \text{Ih} (2, 3, \beta\beta^*)_{(1)}^{(1)}, \\
& (3\beta\beta^*)_{(2)}^{(2)}, (\beta\beta^*)_{(3)}^{(3)}, B, \text{IIh} (1, 2, 3, \beta, \beta^*)_{(\varepsilon_2)}, \\
3e \text{ Ia} & \left| \begin{smallmatrix} \beta\beta\beta^*\beta^*\gamma\gamma\gamma^*\gamma^* \\ \gamma\gamma^*\gamma\gamma^*\beta\beta\beta^*\beta\beta^* \end{smallmatrix} \right|, BC, \text{IIa} (1, 2, 3, \alpha, \alpha^*)_{(\varepsilon_3)}, \text{Ih} (2, 3, \alpha, \alpha^*)_{(1)}^{(1)}, \\
& (3\alpha\alpha^*)_{(2)}^{(2)}, (\alpha\alpha^*)_{(3)}^{(3)}, A, \text{IIh} (1, 2, 3, \alpha, \alpha^*)_{(\varepsilon_3)}.
\end{aligned}$$

Aus dieser Kopplungsstruktur raumzeitlicher Kondensationen können die Kondensorbrücken abgelesen werden. Die Primärbrücken hinsichtlich a bestehen aus jeweils sechs Gliedern, doch sind $1d$, $2d$ und $3d$ in bezug auf Ia brückenfrei. Die drei bestehenden Brücken existieren dagegen in α , β und γ , nämlich

$$K_1^{-}(\alpha) = 4d, 1s, 2s, 3s, 1e, 2e, \text{ sowie}$$

$$K_2^{-}(\beta) = 5d, 4s, 5s, 6s, 1e, 3e, \text{ und}$$

$K_3^{-}(\gamma) = 6d, 7s, 8s, 9s, 2e, 3e$. Alle übrigen Elemente aus Ia sind brückenfrei, so daß es trotz der achtzehn Kopplungsgruppen innerhalb der Struktur nur drei primärantihermetrische Kondensorbrücken gibt. Im hermetrischen Antagonismus Ih muß es dagegen mehr Kondensorbrücken geben. Zunächst folgt für die zu Ia komplementären Brücken in α , β und γ das Schema

$$K_1^{++}(\alpha) = 1d, 2d, 3d, 5d, 6d, 4s, 5s, 6s, 7s, 9s, 3e \text{ ferner}$$

$$K_2^{++}(\beta) = 1d, 3d, 2d, 4d, 6d, 1s, 2s, 3s, 7s, 8s, 9s, 2e \text{ und}$$

$$K_3^{++}(\gamma) = 1d, 2d, 3d, 4d, 5d, 1s, 2s, 3s, 4s, 5s, 6s, 1e.$$

Im hermetrischen Fall gibt es aber neben diesen zwölfgliedrigen Brücken pseudodiagonaler Formen auch noch Brücken echter Diagonalformen, nämlich

$$K_4^{++}(1,2) = 4d, 5d, 6d, 3s, 6s, 9s, 1e, 2e, 3e \text{ sowie}$$

$$K_5^{++}(1,3) = 4d, 5d, 6d, 2s, 5s, 8s, 1e, 2e, 3e \text{ und}$$

$$K_6^{++}(2,3) = 4d, 5d, 6d, 1s, 4s, 7s, 1e, 2e, 3e.$$

Neben diesen sechs Diagonalbrücken gibt es noch neun semidiagonale und drei extradiagonale Formen. Für die semidiagonalen Brücken gilt:

$$K_7^{++}(1,\alpha) = 3d, 5d, 6d, 5s, 6s, 8s, 9s, 3e$$

$$K_8^{++}(2,\alpha) = 2d, 5d, 6d, 4s, 6s, 7s, 9s, 3e$$

$$K_9^{++}(3,\alpha) = 1d, 5d, 6d, 4s, 5s, 7s, 8s, 3e$$

$$K_{10}^{++}(1,\beta) = 3d, 4d, 6d, 2s, 3s, 8s, 9s, 2e$$

$$K_{11}^{++}(2,\beta) = 2d, 4d, 6d, 1s, 3s, 7s, 9s, 2e$$

$$K_{12}^{++}(3,\beta) = 1d, 4d, 6d, 1s, 2s, 7s, 8s, 2e$$

$$K_{13}^{++}(1,\gamma) = 3d, 4d, 5d, 1s, 3s, 5s, 6s, 1e$$

$$K_{14}^{++}(2,\gamma) = 2d, 4d, 5d, 1s, 3s, 4s, 6s, 1e$$

$$K_{15}^{++}(3,\gamma) = 1d, 4d, 5d, 1s, 2s, 4s, 5s, 1e$$

wogegen sich für die extradiagonalen Brücken

$$K_{16}^{++}(\alpha,\beta) = 1d, 2d, 3d, 4d, 7s, 8s, 9s \text{ sowie}$$

$$K_{17}^{++}(\alpha,\gamma) = 1d, 2d, 3d, 5d, 4s, 5s, 6s \text{ und}$$

$$K_{18}^{++}(\beta,\gamma) = 1d, 2d, 3d, 4d, 1s, 2s, 3s \text{ ergibt.}$$

Ganz analog folgen für die Sekundärsysteme IIa und IIh jeweils dreißig Kondensorbrücken, doch sind immer zwei von ihnen hinsichtlich ihrer Indizierungen transponiert, so daß zur Vereinfachung

$$K_l \left(\begin{smallmatrix} \nu \\ \mu \end{smallmatrix} \right) = C_l \left(\begin{smallmatrix} \nu \\ \mu \end{smallmatrix} \right) \text{ gesetzt werden soll, wenn } K_l = K_l \left(\begin{smallmatrix} \mu \\ \nu \end{smallmatrix} \right) \text{ ist. Für die}$$

Gesamtheit aller sekundären Kondensorbrücken folgt dann die Symmetrie $K_l^\pm = C_l^\mp$, so daß nur die dreißig Brücken aus a oder h in fünfzehn Indizierungen geschrieben zu werden brauchen. Die Gesamtheit aller Kondensorbrücken im Fall d ist enthalten in

$$\begin{aligned}
K_1^{--}(\alpha) &= 4d, 1s, 2s, 3s, 1e, 2e \\
K_2^{--}(\beta) &= 5d, 4s, 5s, 6s, 1e, 3e \\
K_3^{--}(\gamma) &= 6d, 7s, 8s, 9s, 2e, 3e \\
K_1^{++}(\alpha) &= 1d, 2d, 3d, 5d, 6d, 4s, 5s, 6s, 7s, 8s, 9s, 3e \\
K_2^{++}(\beta) &= 1d, 2d, 3d, 4d, 6d, 1s, 2s, 3s, 7s, 8s, 9s, 2e \\
K_3^{++}(\gamma) &= 1d, 2d, 3d, 4d, 5d, 1s, 2s, 3s, 4s, 5s, 6s, 1e \\
K_4^{++}(1, 2) &= 4d, 5d, 6d, 3s, 6s, 9s, 1e, 2e, 3e \\
K_5^{++}(1, 3) &= 4d, 5d, 6d, 2s, 5s, 8s, 1e, 2e, 3e \\
K_6^{++}(2, 3) &= 4d, 5d, 6d, 1s, 4s, 7s, 1e, 2e, 3e \\
K_7^{++}(1, \alpha) &= 3d, 5d, 6d, 5s, 6s, 8s, 9s, 3e \\
K_8^{++}(2, \alpha) &= 2d, 5d, 6d, 4s, 6s, 7s, 9s, 3e \\
K_9^{++}(3, \alpha) &= 1d, 5d, 6d, 4s, 5s, 7s, 8s, 3e \\
K_{10}^{++}(1, \beta) &= 3d, 4d, 6d, 2s, 3s, 8s, 9s, 2e \\
K_{11}^{++}(2, \beta) &= 2d, 4d, 6d, 1s, 3s, 7s, 9s, 2e \\
K_{12}^{++}(3, \beta) &= 1d, 4d, 6d, 1s, 2s, 7s, 8s, 2e \\
K_{13}^{++}(1, \gamma) &= 3d, 4d, 5d, 2s, 3s, 5s, 6s, 1e \\
K_{14}^{++}(2, \gamma) &= 2d, 4d, 5d, 1s, 3s, 4s, 6s, 1e \\
K_{15}^{++}(3, \gamma) &= 1d, 4d, 5d, 1s, 2s, 4s, 5s, 1e \\
K_{16}^{++}(\alpha\beta) &= 1d, 2d, 3d, 6d, 7s, 8s, 9s \\
K_{17}^{++}(\alpha\gamma) &= 1d, 2d, 3d, 5d, 4s, 5s, 6s \\
K_{18}^{++}(\beta, \gamma) &= 1d, 2d, 3d, 4d, 1s, 2s, 3s \\
K_1^{-}\left(\begin{smallmatrix} 1 \\ 2 \end{smallmatrix}\right) &= 3d, 2d, 5s, 8s \\
C_1^{-} &= 2d, 1s, 4s, 7s \\
K_2^{-}\left(\begin{smallmatrix} 1 \\ 3 \end{smallmatrix}\right) &= 3d, 3s, 6s, 9s \\
C_2^{-} &= 1d, 1s, 4s, 7s \\
K_3^{-}\left(\begin{smallmatrix} 2 \\ 3 \end{smallmatrix}\right) &= 2d, 3s, 6s, 9s \\
C_3^{-} &= 1d, 2s, 5s, 8s \\
K_4^{-}\left(\begin{smallmatrix} 1 \\ \alpha, \alpha^* \end{smallmatrix}\right) &= 4d, 2s, 3s, 1e, 2e \\
C_4^{-} &= 1d, 2d, 4s, 7s
\end{aligned}$$

$$K_5^-\left(\begin{smallmatrix} 2 \\ \alpha, \alpha^* \end{smallmatrix}\right) = 4d, 1s, 3s, 1e, 2e$$

$$C_5^- = 1d, 3d, 5s, 8s$$

$$K_6^-\left(\begin{smallmatrix} 3 \\ \alpha, \alpha^* \end{smallmatrix}\right) = 4d, 1s, 2s, 1e, 2e$$

$$C_6^- = 2d, 3d, 6s, 9s$$

$$K_7^-\left(\begin{smallmatrix} 1 \\ \beta, \beta^* \end{smallmatrix}\right) = 5d, 5s, 6s, 1e, 3e$$

$$C_7^- = 1d, 2d, 1s, 7s$$

$$K_8^-\left(\begin{smallmatrix} 2 \\ \beta, \beta^* \end{smallmatrix}\right) = 5d, 4s, 6s, 1e, 3e$$

$$C_8^- = 1d, 3d, 2s, 8s$$

$$K_9^-\left(\begin{smallmatrix} 3 \\ \beta, \beta^* \end{smallmatrix}\right) = 5d, 4s, 5s, 1e, 3e$$

$$C_9^- = 2d, 3d, 3s, 9s$$

$$K_{10}^-\left(\begin{smallmatrix} 1 \\ \gamma, \gamma^* \end{smallmatrix}\right) = 6d, 8s, 9s, 2e, 3e$$

$$C_{10}^- = 1d, 2d, 1s, 4s$$

$$K_{11}^-\left(\begin{smallmatrix} 2 \\ \gamma, \gamma^* \end{smallmatrix}\right) = 6d, 7s, 9s, 2e, 3e$$

$$C_{11}^- = 1d, 3d, 2s, 5s$$

$$K_{12}^-\left(\begin{smallmatrix} 3 \\ \gamma, \gamma^* \end{smallmatrix}\right) = 6d, 7s, 8s, 2e, 3e$$

$$C_{12}^- = 2d, 3d, 3s, 6s$$

$$K_{13}^-\left(\begin{smallmatrix} \alpha, \alpha^* \\ \beta, \beta^* \end{smallmatrix}\right) = 5d, 4s, 5s, 6s, 3e$$

$$C_{13}^- = 4d, 1s, 2s, 3s, 2e$$

$$K_{14}^-\left(\begin{smallmatrix} \alpha, \alpha^* \\ \gamma, \gamma^* \end{smallmatrix}\right) = 6d, 7s, 8s, 9s, 3e$$

$$C_{14}^- = 4d, 1s, 2s, 3s, 3e$$

$$K_{15}^-\left(\begin{smallmatrix} \beta, \beta^* \\ \gamma, \gamma^* \end{smallmatrix}\right) = 6d, 7s, 8s, 9s, 2e$$

$$C_{15}^- = 5d, 4s, 5s, 6s, 1e$$

$$K_\lambda^\pm = C_\lambda^\mp, 1 \leq \lambda \leq 15$$

(71).

Mit Hilfe dieser Kondensorbrücken innerhalb der Einzelterme des Spektrums der Raumzeitkondensationen wird es nunmehr möglich, die Systeme von Kondensorquellen und Kondensorsenken zu untersuchen, was aber weitaus komplizierter ist als die entsprechende Untersuchung der Kondensationsformen b und c . Diese Komplikation geht auf die Tatsache zurück, daß alle Kondensorbrücken komplizierte Vernetzungssysteme bilden, deren einfachste aus den K^{--} aufgebaut werden. Äußerst verwickelt ist das Brückensystem der K^{++} , wogegen wiederum eine Symmetrie zwischen $(K, C)^+$ und $(K, C)^-$ besteht, was in Gleichung (71) zum Ausdruck kommt. Brückenfreie Elemente gibt es nur in Ia , aber nicht in Ih oder $II(h)$, was ebenfalls eine innerstrukturelle Abweichung von den Formen b und c bedeutet. Trotz dieser Vernetzungssysteme der Kondensorbrücken kann es im Fall d der Kondensationen nur die vier Arten von Quellen- Senkensystemen geben, wie im Fall (bc) ; denn diese Verteilungen gehen auf die Teilsysteme Ia , IIa , Ih , IIh der Kopplungsgruppen zurück, welche auch im Fall d die innere Kopplungsstruktur beschreiben. Aus den Kondensorbrücken der Struktur (71) und der allgemeinen Kopplungsstruktur von d ergeben sich für die 4 Klassen von Quellen- und Senkenverteilungen im Fall der Raumzeitkondensationen die Darstellungen

$$\begin{aligned}
 Q_1(Ih \rightarrow Ia) &= Q_1((K_j^{++})_1^{18} \rightarrow K_{123}^{--}(123)d, s, e), \\
 Q_2^+(Ih \rightarrow IIa) &= Q_2((K_j^{++})_4^{18} \rightarrow (K_i^- C_i^-)_1^{15}), \\
 Q_2^-(IIh \rightarrow Ia) &= Q_2((K_i^+, C_i^+)_1^{15} \rightarrow (123)d, s, e), \\
 Q_3(IIh \rightarrow IIa) &= Q_3(K_j^+, C_j^+ \rightarrow C_j^- K_j^-)_1^{15}, \\
 Q_4^+(Ih \rightarrow IIh) &= Q_4((K_j^{++})_4^{18} \rightarrow (K_i^+, C_i^+)_1^{15}), \\
 Q_4^-(IIa \rightarrow Ia) &= Q_4((K_j^-, C_j^-)_1^{15} \rightarrow (123)d, s, e) \quad (71a),
 \end{aligned}$$

das heißt, dieses System von Kondensorquellen ist wesentlich verwickelter gebaut als das analoge von b und c .

Die im Vorangegangenen beschriebenen vier Kondensationsformen $\hat{\gamma}_{(a)}, \hat{\gamma}_{(b)}, \hat{\gamma}_{(c)}, \hat{\gamma}_{(d)} \triangleq (a, b, c, d)$ unterscheiden sich im wesentlichen durch folgende Gruppen von Eigenschaften, nämlich durch metrische Eigenschaften m , strukturelle s und konfigurative k . Die metrischen Eigenschaften beziehen sich dabei auf die algebraischen Eigenschaften der hermetrischen Formen, also auf $Im\mu \neq 0$, mit $Re\mu = 0$ oder $Re\mu \neq 0$, wogegen s die Basis- und Kontrasignaturen der jeweiligen Kopplungsstrukturen umfaßt. Die konfigurative Klasse von Eigenschaften enthält dagegen alle Eigenschaften der Kondensorquellsysteme. Zwischen den vier Kondensationsformen gibt es ganz eindeutig Affinitäten hinsichtlich der drei Eigenschaftsgruppen. Denkbar sind Affinitäten in erster Klasse $(m), (s), (k)$, ferner in der zweiten Klasse $(ms), (mk), (sk)$ und in der dritten Klasse (msk) , wobei die vier Konfigurationsformen $\binom{4}{2} = 6$ Kombinationen zur zweiten Klasse fähig sind. In der dritten Affinitätsklasse existieren offenbar überhaupt keine Affinitäten; denn in dieser Klasse wäre die Affinität so stark, daß sie zur Identität würde. In der zweiten Klasse dagegen existieren nach der vorangegangenen Analyse die Affinitäten $a(ms)b$, sowie $b(sk)c$ und $c(ms)d$, wogegen die erste Klasse $a(s)c$ und $b(s)d$ umfaßt. Wird dieses Schema mit der Interpretation dieser Kondensationsformen aufgrund der Hermetrieuntersuchung im Kompositionsfeld verglichen, so zeigt sich, daß m als Imaginärform die imponderablen Quanten mit gravitonischen oder photonischen Eigenschaften, aber als Komplexform die ponderablen Korpuskeln im neutralen oder elektrisch geladenen Zustand beschreibt. Hinsichtlich der Eigenschaftsgruppen s werden die Unterschiede deutlicher. $a(ms)b$ bedeutet, daß die durch $a(1)$ beschriebenen gravitonischen Eigenschaften b begleiten, aber, daß in b das photonische Verhalten durch die Signaturen $(12), (2), (22)$ der Kopplungsstruktur verursacht werden muß. Aus $b(sk)c$ geht hervor, daß zwar auch die Neutrokorpuskel von $a(1)$ begleitet wird und daß auch ihr inneres Quellsystem mit demjenigen von b identisch ist, wogegen die typischen Kennzeichen der Neutrokorpuskeln auf die Signaturen $(13), (3), (33)$ zurückgehen müssen,

was auch das komplexe Verhalten des linearen Selektoraggregates μ und damit die Ponderabilität bedingt. Die Affinität $c(ms)d$ schließlich bedeutet, daß d nicht mehr von $a(1)$ begleitet wird, sondern, daß die gravitonischen a -Terme nur noch in der Signatur (11) auftreten. Ferner sind in d sowohl photonische Eigenschaften vertreten durch die Signaturen (12), (22) und komplex ponderable Eigenschaften (13), (33). Darüberhinaus erscheint aber noch eine Signatureigenschaft, nämlich (23), die bei a , b und c nicht auftritt. Dies bedeutet, daß (23) nur das elektrische Ladungsfeld beschreiben kann, welches die Kondensationen d bedingen, weil diese Formen durch geladene Korpuskeln interpretierbar sind. In diesem statischen elektrischen Feld müssen wegen (23) photonische Eigenschaften (2) mit solchen der Ponderabilität oder Statik (3) kombiniert sein, worauf die Gebundenheit des elektrostatischen Feldes und seine gleichzeitige Ausbreitung mit Lichtgeschwindigkeit (geodätische Nulllinie im R_4) zurückgehen muß. Wird nun noch die erste Affinitätsklasse $a(s)c$ und $b(s)d$ berücksichtigt, dann zeigt sich, daß es bereits aufgrund dieser Affinitäten transmutatorische Übergänge zwischen den grundsätzlichen Kondensationsformen geben muß. Diese vermuteten Übergänge wären progressiv $a \rightarrow b \rightarrow c$, oder $a \rightarrow b \rightarrow d$, beziehungsweise revers $(cd) \rightarrow b \rightarrow a$. Hier ist $a \rightarrow b$ möglich, wenn teilweise die Zeit kondensiert und $b \rightarrow c$, wenn diese Zeitkondensation in eine komplexe Raumkondensation umspringt. Im Fall $b \rightarrow d$ muß dagegen dieses Umspringen der Kondensation nur partiell erfolgen, wobei der begleitende Term a als eigenständige Kondensation verschwindet. Dieses Verschwinden ist aber keineswegs an den Übergang $b \rightarrow d$ gebunden, vielmehr kann wegen $b(sk)c$ auch der Übergang $c \rightarrow d$ stattfinden, denn hier braucht nur ein partielles Umspringen in eine imaginäre Zeitkondensation beim Verschwinden des eigenständigen Terms a zu erfolgen. In beiden Fällen $(bc) \rightarrow d$ muß aber wegen des partiellen räumlichen und zeitlichen Kondensierens ein durch die Signatur (23) charakterisierter elektrischer Ladungsfeldterm entstehen.

Eine Pseudoaffinität $c(mk)d$ bezieht sich auf die c und d gemeinsame komplexe Eigenschaft. Die Lösungen des synmetronischen Fundamentalproblems werden von $\exp(\pm \lambda \mu)$ mit $\lambda = \lambda^*$ und $\mu \neq \mu^*$ (komplex), also $\lambda \mu = \alpha + i\beta$ oder $\exp(\pm \lambda \mu) = e^{\pm \alpha}(\cos \beta \pm i \sin \beta)$ bestimmt, woraus hervorgeht, daß nur $Im \mu$ Kondensationsstufen bildet, wogegen $Re \mu = \alpha$ ein von Kondensationsstufen freies R_3 -Strukturfeld metrischer Art ausbildet, welches die Kondensationsstufen umschließt und mit $e^{-\alpha}$ einen stark abklingenden Nahwirkungscharakter trägt. Trotz des Fehlens von Kondensationsstufen erscheint dieses Feld im dritten Gültigkeitsbereich quantenhaft, weil es von den Signaturen (33) bzw. (3) ebenso bestimmt wird, wie von (13) und (23) oder (31) und (32), sowie von der Gesamtkonfiguration der c -oder d -Kopplungsstruktur. Zur Klassifikation derartiger Strukturfelder und ihrer internen Konfigurationen erscheint es sinnvoll, eine charakteristische Konfigurationszahl k (ganzzahlig) als eine Art Hauptquantenzahl zu definieren. $k=0$ würde bedeuten, daß der betreffende Term nicht existiert, so daß $k \geq 1$ sein muß. Andererseits muß k unter einer endlichen Schranke $k_{\max} < \infty$ bleiben, weil aus physikalischen Gründen alle Strukturkonfigurationen im Endlichen bleiben müssen, also nicht divergieren dürfen. Für die Konfigurationszahl gilt also die Definition

$$1 \leq k \leq k_{\max} < \infty \quad (72),$$

die zur Analyse komplexer Hermetrie verwendet werden kann.

5. Feldaktivierung und Kondensorfluß.

In allen Kondensoren der Kopplungsstrukturen erscheinen die kovarianten Basissignaturen hermitesch, weil in $\hat{\gamma} = \hat{\gamma}_+ + \hat{\gamma}_-$ von ${}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)}$ die Anteile $\hat{\gamma}_-; n = \text{const}$ sind und als (Metronenfelder aktivierende) metronische Spinfeldselektoren interpretiert werden müssen. Da in den Kontrasignaturen kein partielles Metrondifferential wirkt, müssen diese konstanten Feldaktivatoren oder metronischen Spinselektoren in diesen Kontrasignaturen enthalten sein. Aus dieser Eigenschaft von $\hat{\gamma}$ und der Darstellbarkeit der Fundamentelektoren durch die Struktureinheiten der Gitterkerne ${}^2\bar{\gamma} = sp({}^2\bar{\kappa} \times {}^2\bar{\kappa})$ folgt ${}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)} = {}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)+} + {}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)-} = sp(({}^2\bar{\kappa}_{(\mu)+} + {}^2\bar{\kappa}_{(\mu)-}) \times ({}^2\bar{\kappa}_{(\nu)+} + {}^2\bar{\kappa}_{(\nu)-})) =$
 $= sp({}^2\bar{\kappa}_{(\mu)+} \times {}^2\bar{\kappa}_{(\nu)+} + {}^2\bar{\kappa}_{(\mu)-} \times {}^2\bar{\kappa}_{(\nu)-} + sp({}^2\bar{\kappa}_{(\mu)+} \times {}^2\bar{\kappa}_{(\nu)-} + {}^2\bar{\kappa}_{(\mu)-} \times {}^2\bar{\kappa}_{(\nu)+})$ oder ${}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)-} = sp({}^2\bar{\kappa}_{(\mu)+} \times {}^2\bar{\kappa}_{(\nu)-} + {}^2\bar{\kappa}_{(\mu)-} \times {}^2\bar{\kappa}_{(\nu)+})$, was wegen ${}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)-}; n = \text{const}$ für alle Gitterkerne nur durch ${}^2\bar{\kappa}_{(\lambda)\pm} \sim f^{\pm 1}(\mu)$ erfüllbar ist, wenn μ das Linearaggregat der hermetrischen Gitterselektoren bedeutet. Dieser Funktionalselektor f ist also vom jeweiligen Gitterkern völlig unabhängig, wogegen μ jedoch diejenigen Gitterselektoren enthält, von denen die betreffende Struktureinheit bestimmt wird. Aus diesem Ansatz folgt also ${}^2\bar{\gamma}_{(\kappa\lambda)+} = {}^2\bar{a}_{(\kappa\lambda)+} f_{\kappa} f_{\lambda}$ mit ${}^2\bar{a}_{(\mu\nu)+} = \text{const}$ und ${}^2\bar{\gamma}_{(\kappa\lambda)-} =$
 $= sp({}^2\bar{\alpha}_{(\kappa)-} \times {}^2\bar{\alpha}_{(\lambda)-}) f_{\kappa} f_{\lambda}^{-1} + sp({}^2\bar{\alpha}_{(\kappa)-} \times {}^2\bar{\alpha}_{(\lambda)+}) f_{\kappa}^{-1} f_{\lambda}$. Die Konstanz dieses Selektors ist aber nur dann erreichbar, wenn die Proportionalitätsfaktoren der Gitterkerne so beschaffen sind, daß

$sp({}^2\bar{\alpha}_{(\kappa)+} \times {}^2\bar{\alpha}_{(\lambda)-}) = sp({}^2\bar{\alpha}_{(\kappa)-} \times {}^2\bar{\alpha}_{(\lambda)+}) = \frac{1}{4} {}^2\bar{a}_{(\kappa\lambda)-}$ ist. Man erhält

$${}^2\bar{\gamma}_{(\kappa\lambda)+} = {}^2\bar{a}_{(\kappa\lambda)+} f(\mu_{\kappa}) f(\mu_{\lambda}) \text{ und } {}^2\bar{\gamma}_{(\kappa\lambda)-} = {}^2\bar{a}_{(\kappa\lambda)-} \frac{1}{f_{\kappa} f_{\lambda}} (f_{\kappa}^2 + f_{\lambda}^2).$$

Wegen ${}^2\bar{\gamma}_{(\kappa\lambda)-}; n = \text{const}$ folgt die Bedingung

$$\frac{f_{\kappa}^2 + f_{\lambda}^2}{f_{\kappa} f_{\lambda}} = \beta_{\kappa\lambda} = \text{const}$$

mit $\beta_{\kappa\lambda} \neq 2$ für $\kappa \neq \lambda$, aber $\beta_{\lambda\lambda} = 2$. Einsetzen dieser Darstellung von ${}^2\overline{\gamma}_{(\kappa\lambda)}$ in (67) liefert wegen $\underline{\text{sp}} {}^2\overline{\gamma}_{(\kappa\lambda)} = \underline{\text{sp}} {}^2\overline{\gamma}_{(\kappa\lambda)+} \sim f_{\kappa} f_{\lambda}$ eine weitere Bedingung, nämlich $f_{\kappa} f_{\lambda} \sim |(e^{\Delta_{\mu}} - E)^{\alpha_l} \delta_{kl}|_q$ für die beiden Funktionalselektoren, wenn sich μ additiv aus den Gitterselektoren zusammensetzt, welche die Argumente von f_{κ} und f_{λ} sind. Alle Bedingungen dieser Funktionalselektoren der Gitterkerne werden zusammengefaßt in

$$\begin{aligned} {}^2\overline{\kappa}_{(\lambda)\pm} &\sim f_{\lambda}^{\pm 1} = f^{\pm 1}(\mu_{\lambda}), & f_{\kappa} f_{\lambda} &\sim |(e^{\Delta_{\mu}} - E)^{\alpha_l} \delta_{kl}|_q, \\ \frac{f_{\kappa}^2 + f_{\lambda}^2}{f_{\kappa} f_{\lambda}} &= \beta_{\kappa\lambda} = \text{const}, & \beta_{\kappa\lambda} &\neq 2, & \beta_{\lambda\lambda} &= 2, \\ \mu &= \mu_{\kappa} + \mu_{\lambda} \end{aligned} \quad (73),$$

wodurch die Konstanz der antihermiteschen Bestandteile von $\hat{\gamma}$ garantiert ist.

Jede der im Vorangegangenen behandelten Kondensationsformen wird durch ein System von Fundamentalkondensoren bestimmt, welches aus dem jeweiligen Korrelator hervorgeht und eine für die betreffende Kondensationsform typische Kopplungsstruktur bedingt. In einem solchen Kondensorsystem gibt es zu jeder Basissignatur $(\kappa\lambda)$ und $(\lambda\kappa)$ eine ganze Serie von Kondensoren mit allen vom Korrelator zugelassenen Kontrasignaturen, und stets muß das Geodäsiegesetz $\ddot{x}^i + \left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} \cdot \dot{x}^k \dot{x}^l = 0$ gelten, wenn x für die Gitterselektoren gesetzt wird. Zwar kann für jedes Element $(\kappa\lambda)$ aus $\hat{\gamma}$ ein geodätisches Bezugssystem $C_{(\kappa\lambda)} = C_{(\lambda\kappa)}$ gefunden werden, auf welches bezogen $\ddot{x}^i = 0$ wird, doch ist die Geodäsiebedingung für jedes andere Element aus $\hat{\gamma}$ durch $C_{(\kappa\lambda)}$ nicht mehr gegeben. Da sich die Geodäsieeigenschaften immer in der Basissignatur eines Kondensors zeigen und die gesamte Kondensation als Kopplungsstruktur immer nur auf ein Bezugssystem des R_6 bezogen werden kann, besteht zwar stets die Möglichkeit ein zu einer Basissignatur gehöriges Kondensorsystem durch die Wahl des zu dieser Basissignatur geodätischen Bezugssystems

fortzutransformieren, doch bleiben dabei grundsätzlich die Kondensoren anderer Basissignaturen erhalten, weil diese Elemente aus $\hat{\gamma}$ hinsichtlich des gewählten Bezugssystems unmöglich ebenfalls geodätisch sein können. Wenn also $\hat{\gamma}$ der betreffenden Kondensationsform aus mehr als einer Struktureinheit besteht, was bei den Kondensationen b , c und d der Fall ist, dann kann grundsätzlich kein Bezugssystem gefunden werden, bezüglich dessen diese Kondensationen forttransformiert werden können. Das Schema dieser Kopplungsstrukturen ist also eine Invariante gegen alle zugelassenen Koordinatentransformationen, was die unmittelbare Konsequenz von mehr als einem Gitterkern ist. Nur die Kondensationen a können durch ein hinsichtlich (11) geodätisches System forttransformiert werden. In bezug auf ein solches System $C_{(11)}$ existieren also alle physikalischen Wirkungen nicht mehr, welche auf ${}^2\overline{\gamma}_{(11)}$ zurückgehen. Da es sich dabei immer um Gravitationsprozesse handelt, erscheint die Gravitationswirkung (Schwerkraft) als eine vom Bezugssystem abhängige Scheinwirkung, weshalb die geodätische Bewegung des freien Falls kräftefrei verläuft, obwohl die Gravitationsfeldquelle unverändert bleibt. Diese gravitativen Feldquellen können grundsätzlich nur Kondensationen der Klassen b , c oder d sein. Hinsichtlich der kartesischen Gitterselektoren x einer leeren Welt $R_{6(0)}$ können die Fundamentalkondensoren wegen der geodätischen Gleichung $\ddot{x}^i{}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} = - \left[\begin{smallmatrix} i & \mu\nu \\ k & l \end{smallmatrix} \right]_{(\kappa\lambda)} \dot{x}^k \dot{x}^l$ als Tensorpotentiale einer möglichen Wechselbeziehung im Sinne einer Korrespondenz interpretiert werden. Es muß also für irgendeine Kondensationsform ebensoviele Wechselwirkungsspektren einer Korrespondenzstruktur geben, wie es Kondensoren in der betreffenden Hermetrieform gibt. Der Maximalfall liegt bei d vor, weil hier auf $\hat{\gamma}$ kein Sieboperator einwirkt, was zu $3^4 = 81$ verschiedenen Korrespondenzspektren führt.

Ein Kondensor beschreibt immer den metronischen Verdichtungs-
zustand hinsichtlich des leeren R_6 infolge einer metrischen Struktur-
änderung. Dieser Verdichtungs-
zustand hat aber einen metrischen
Kompressionszustand zur Folge, der durch einen synmetronischen

Strukturkompressor, also im vorliegenden Fall durch einen **Raumkompressor** ${}^4\overline{Q}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)}$ beschrieben wird. Dieser Raumkompressor wird nur durch die Signatur des betreffenden Kondensors bestimmt, weil er ge-

mäß ${}^4\overline{Q}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} = K_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)}; \left[\frac{\mu\nu}{\kappa\lambda} \right]$, nach III., 5. durch einen Strukturkonden-

sor, d. h. einen **Raumkondensor**, also durch zwei Kondensfeldselektoren mit kovarianter Dublettsignatur dargestellt wird. Wie sich ein solcher Raumkompressor im Fall einer Kondensation des R_6 verhält, kann aus dem Kompositionsfeld hergeleitet werden. Aus dem Weltselektor $L; \overline{\square} = {}^4\overline{Q}$ folgt $\overline{\lambda} \times \overline{\square} = K; \overline{\square} = {}^4\overline{Q}$ für die metrischen Kondensationsstufen, wogegen das Matrizenpektrum $sp {}^4\overline{Q} = \overline{\lambda} \overline{\square} \sim {}^2\overline{W}$ phänomenologisch durch einen quantisierten tensoriellen Energiedich-

teselektor ${}^2\overline{W} = \frac{\delta {}^2\overline{H}}{\delta V}$ mit $\delta V = \sqrt{\tau^3} \prod_{k=1}^3 \delta()_k$ des R_3 dargestellt werden kann.

Ist $\delta\Omega = \prod_{i=1}^6 \delta C_i$ mit $C_i = \alpha_i()_i$ ein Volumenelement des leeren

R_6 , dann folgt $\int_{\Omega_1}^{\Omega_2} sp {}^4\overline{Q}() \delta\Omega \sim \int_{\Omega_1}^{\Omega_2} {}^2\overline{W};() \delta\Omega \sim$

$\sim \int_{T_1}^{T_2} \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2} \int_{\eta_1}^{\eta_2} {}^2\overline{H};() \delta()_6 \delta()_5 \delta()_4 = \int_{T_1}^{T_2} {}^2\overline{G};() \delta()_4$, wenn

${}^2\overline{G} = \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2} \int_{\eta_1}^{\eta_2} {}^2\overline{H};() \delta()_5 \delta()_6$ für das entsprechende metronische

Energieintegral gesetzt wird. Nach dem elementaren Extremalprinzip der Energie, nach welchem stets das tiefste Niveau angestrebt wird,

gilt aber $\delta \int_{T_1}^{T_2} {}^2\overline{G};() \delta()_4 = {}^2\overline{Q}$, was eingesetzt $\delta \int_{\Omega_1}^{\Omega_2} sp {}^4\overline{Q}(); \delta\Omega =$

$$\begin{aligned}
&= \text{sp} \delta \sum_{\Omega_1}^{\Omega_2} {}^4\overline{q}; () \delta \Omega = {}^2\overline{0} \text{ oder } {}^4\overline{0} = \delta \sum_{\Omega_1}^{\Omega_2} {}^4\overline{q}; () \delta \Omega \sim \\
&\sim \delta \sum_{\Omega_1}^{\Omega_2} {}^4\overline{q}; () \prod_{i=1}^6 \delta()_i = \delta \sum_{()_{(1)}}^{()_{(2)}} {}^4\overline{q}; () \delta() \\
&\text{mit } \delta() = \prod_{i=1}^6 \delta()_i, \text{ also } \delta \sum_{()_{(1)}}^{()_{(2)}} {}^4\overline{q}; () \delta() = {}^4\overline{0}
\end{aligned}$$

ergibt, weil immer $\delta n_i = 1$ ist. Diese Eigentümlichkeit des Raumkompressors muß aber für alle Raumkompressoren universell gelten, die durch irgendeinen Fundamentalkondensor bestimmt werden, weil zu jeder Kondensorsignatur ein Energiedichteselektor definiert ist. Nach dem Variationsprinzip versucht also jeder Raumkompressor in jeder Richtung des R_6 mit zunehmender Metronenziffer den Minimalwert zu erreichen. Die Beziehung

$$\begin{aligned}
\ddot{x}^i_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} &= - \left[\begin{matrix} i \\ k \ l \end{matrix} \right]_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} \dot{x}^k \dot{x}^l, \\
\delta \sum_{n_1}^{n_2} {}^4\overline{q}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)}; n \delta n &= {}^4\overline{0}
\end{aligned} \tag{74}$$

sagt also aus, daß es zu jedem Fundamentalkondensor, der aus $\hat{\gamma}$ gebildet werden kann, ein Korrespondenzspektrum $\ddot{x}^i$ von Wechselwirkungspotenzen und einen Raumkompressor gibt, der stets versucht, das tiefste Kompressionsniveau zu erreichen. Im Falle des Kompositionsfeldes folgt aus ${}^4\overline{q} = K; [\overline{\quad}] = \overline{\lambda} \times [\overline{\quad}]$ nach Bildung des Matrizenpektrums ${}^2\overline{q} = \text{sp} {}^4\overline{q} = \overline{\lambda} [\overline{\quad}] \sim {}^2\overline{W} = {}^2\overline{T} - \frac{1}{4} {}^2\overline{\gamma}; () T$ mit dem kanonischen Energiedichteselektor ${}^2\overline{T}$ und $\text{sp} {}^2\overline{T} = T$. Die Elimination dieses Selektors liefert ${}^2\overline{q} - \frac{1}{2} {}^2\overline{\gamma}; () \text{sp} {}^2\overline{q} \sim {}^2\overline{T}$, worin das Energieerhaltungsprinzip durch die Divergenzfreiheit $\text{sp} ()_{(-)}^{(6,6)}; {}^2\overline{T} = \overline{0}$ oder äquivalent durch $\text{sp} ()_{(-)}^{(6,6)}; ({}^2\overline{q} - \frac{1}{2} {}^2\overline{\gamma}; () \text{sp} {}^2\overline{q}) = \overline{0}$ ausgedrückt werden kann, was nur im Kompositionsfeld möglich ist. Das Energieprinzip bedingt also im Kompositionsfeld

$$sp()_{(-)}^{(6,6)}; ((-) - \frac{1}{2} {}^2\bar{\gamma} sp()); sp {}^4\bar{Q} = \bar{0} \quad (74a)$$

als ein kompositives Erhaltungsprinzip des Raumkompressors. Dieses Erhaltungsprinzip sagt aus, daß der durch $((-) - \frac{1}{2} {}^2\bar{\gamma} sp()); sp {}^4\bar{Q}$ beschriebene Kompressions- und Kondensationszustand im Kompositionsfeld immer erhalten bleibt und zwar unabhängig von synmetronischen Änderungen der Partialstrukturen.

Im folgenden sollen zur Kürzung $\alpha \triangleq (\mu\nu)$, $\beta \triangleq (\kappa\lambda)$ und

$\left[\begin{smallmatrix} \mu\nu \\ \kappa\lambda \end{smallmatrix} \right] \triangleq \left[\begin{smallmatrix} \alpha \\ \beta \end{smallmatrix} \right]$ verwendet werden. Die Kopplungsextrema $\delta Q_{(\beta)}^{(\alpha)} = 0$ charakterisieren die Kopplungsklassen Ia und IIa durch $\left[\begin{smallmatrix} \alpha \\ \beta \end{smallmatrix} \right] = \hat{0}$, was einen Minimalwert des Kondensors darstellt. $\left[\begin{smallmatrix} \alpha \\ \beta \end{smallmatrix} \right] = \hat{0}$ bedingt aber nach Gleichung (63) und (64) $\psi_{(\beta)kl}^{(\alpha)} = 0$, also $(\psi_{kl})^{\alpha_{kl}} = 0$. Das partikuläre Integral des Kompositionsfeldes ist aber nach Ausklammerung seiner Eigenwerte der Kondensationsstufen im offenen Intervall $0 < \psi_{kl} < E$ definiert, so daß $(\psi_{kl})^{\alpha_{kl}} = 0$ nur für $\alpha_{kl} \rightarrow -\infty$ erfüllt werden kann, oder für $\psi_{kl} = 0$. In jedem Fall wird hierdurch aber $\delta Q_{(\beta)}^{(\alpha)} = 0$ mit $\left[\begin{smallmatrix} \alpha \\ \beta \end{smallmatrix} \right] = \hat{0}$ als Kopplungsmaximum beschrieben, in dessen Definitionsbereich $\mu; n_- = N_-$ Gitter- und Hyperselektoren einander proportional werden. Ganz entsprechend muß es einen anderen Punkt im gleichen Definitionsbereich geben, nämlich $\mu; n_+ = N_+$, in welchem $\delta \left[\begin{smallmatrix} \alpha \\ \beta \end{smallmatrix} \right] = \hat{0}$ einer Extremalbedingung genügt, und dieses Extremum $\left[\begin{smallmatrix} \alpha \\ \beta \end{smallmatrix} \right] (+) \neq \hat{0}$ kann nur ein Kondensationsmaximum sein. Da sich die Kopplungsmaxima mit den Kondensationsminima decken, folgt, daß die Kondensationsmaxima in N_+ mit Kopplungsminima verbunden sind, in denen aber ebenfalls die Extremalbedingung $\delta Q_{(\beta)}^{(\alpha)} = 0$ erfüllt sein muß. Diese Beziehung wiederum liefert eine Aussage über die Lage von N_+ ; denn es folgt $0 = \delta \left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]_{(\beta)}^{(\alpha)} +$

$$+ \delta \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]_{(\beta)}^{(\alpha)} Q_{(\beta)s}^{(\alpha)i} + \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]_{(\beta)}^{(\alpha)} \delta Q_{(\beta)s}^{(\alpha)i} - \delta \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]_{(\beta)}^{(\alpha)} \delta Q_{(\beta)s}^{(\alpha)i} \triangleq \delta \psi_{(\beta)kl}^{(\alpha)}$$

aus (63), weil auch $\delta Q_{(\beta)s}^{(\alpha)i} = 0$ sein muß, wenn dies für die Summe gilt, weil die Summenglieder als voneinander unabhängig angenommen werden dürfen. Nach (64) bedingt aber $\delta \psi_{(\beta)kl}^{(\alpha)} = 0$ unmittelbar $\delta \psi_{kl} = 0$, d. h., die Kondensationsmaxima decken sich grundsätzlich in ihrem jeweiligen Definitionsbereich mit Eigenwerten des Kompositionsfeldes. Auch bestimmen diese Maxima der Kondensation die Kopplungsklassen Ih und IIh .

Die in N_+ liegenden Kondensormaxima definieren Raumkompressoren ${}^4\overline{Q}_{(\beta)}^{(\alpha)}$, deren Kompressionsmaxima ebenfalls in N_+ definiert sind, weil $\delta {}^4\overline{Q}_{(\beta)}^{(\alpha)} = {}^4\overline{0}$ auch durch $\delta \begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix} = \hat{0}$ erfüllt wird. Nach Gleichung (74) versucht aber jeder synmetronische Raumkompressor das tiefstmögliche Kompressionsniveau zu erreichen, wogegen für den Kompressionszustand ${}^2\overline{Q} - \frac{1}{2}{}^2\overline{\gamma}; ()sp{}^2\overline{Q}$ des Kompositionsfeldes das Erhaltungsprinzip (74a) gilt. Die Minima der ${}^4\overline{Q}_{(\beta)}^{(\alpha)}$ müssen dagegen bei N_- , also $\begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix} = \hat{0}$ in den Kopplungsmaxima liegen, was die Tendenz ${}^4\overline{Q}_{(\beta)}^{(\alpha)}; n_+ \rightarrow {}^4\overline{Q}_{(\beta)}^{(\alpha)}; n_-$ verursacht. Da immer das kompositive Erhaltungsprinzip (74a) gewahrt bleiben muß, kann diese Tendenz nur den Sinn eines Austauschvorganges $N_+ \rightleftharpoons N_-$ haben, der die Kopplungsextrema, beziehungsweise Kondensor- oder Kompressor extrema vertauschen kann. Wenn es zu $N_+ \rightleftharpoons N_-$ kommt, dann kann dieser Vorgang auch als eine Bewegung des Kondensationszustandes $\begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix}$ im R_6 aufgefaßt werden, welche als **Kondensorfluß** $N_+(\alpha, \beta)N_-$ bezeichnet werden soll.

Es wird nunmehr notwendig, zu untersuchen, unter welchen Bedingungen ein derartiger Kondensorfluß zustande kommen kann. Nach (73) gilt ${}^2\overline{\gamma}_{(\kappa\lambda)} = {}^2\overline{a}_{(\kappa\lambda)+} f_{\kappa} f_{\lambda} + {}^2\overline{a}_{(\kappa\lambda)-}$ mit dem konstanten metronischen Spinselektor ${}^2\overline{a}_{(\kappa\lambda)-}$. Nach dieser Beziehung folgt für eine Kondensorkomponente, wenn die Zusatzselektoren $\lambda_{(\beta)skl} =$

$$= \frac{1}{2} (a_{(\beta)+sl} \underline{\delta}_k + a_{+ks}^{(\beta)} \underline{\delta}_l - a_{+kl}^{(\beta)} \underline{\delta}_s) \quad \text{und} \quad A_{(\beta)kl}^{(\alpha)i} = a_{(\alpha)+}^{i.s} \lambda_{(\beta)skl} \quad \text{einge-}$$

führt werden, $\left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]_{(\beta)}^{(\alpha)} = \gamma_{(\alpha)}^{i \ s} \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]_{(\beta)} = \left(\frac{A_{(\beta)kl}^{(\alpha)i}}{f_\mu f_\nu} + a_{(a)-}^{i \ s} \lambda_{(\beta)skl} \right) ; f_\kappa f_\lambda$.

Der zweite Term dieses Selektors enthält nicht $f_\mu \cdot f_\nu$, wohl aber, und zwar unabhängig von einer eventuellen Geodäsie der Kontrasignatur, den metronischen Spinselektor. Da dieser Selektor konstant verläuft, existiert er sowohl in N_+ als auch in N_- . Durch diesen Spinselektor entsteht aber außerdem die Spinorientierung der Hyperstruktur im Definitionsbereich N des betreffenden Kondensors, wodurch eine Feldaktivierung erfolgt. Erst durch die gleiche Spinorientierung ist offensichtlich die Möglichkeit des Kondensorflusses gegeben, das heißt, es müssen konstante Feldaktivatoren für beide Kondensorsignaturen existieren, wenn es zum Kondensorfluß $N_+(\alpha, \beta)N_-$ kommen soll.

Diese Bedingung ist aber nur dann erfüllbar, wenn in $N_\pm$ neben $\left[\begin{smallmatrix} \alpha \\ \beta \end{smallmatrix} \right]$ auch die Signaturtransposition $\left[\begin{smallmatrix} \beta \\ \alpha \end{smallmatrix} \right]$ vorkommt; denn nur dann gibt es im $N_\pm$ beide Feldaktivatoren ${}^2\overline{\gamma}_{(\alpha)-}$ und ${}^2\overline{\gamma}_{(\beta)-}$. Diese Existenzbedingung kann demnach explizit zusammengefaßt werden in

$$N_+ \left(\left[\begin{smallmatrix} \alpha \\ \beta \end{smallmatrix} \right], \left[\begin{smallmatrix} \beta \\ \alpha \end{smallmatrix} \right] \right) (\alpha, \beta) N_- \left(\left[\begin{smallmatrix} \alpha \\ \beta \end{smallmatrix} \right], \left[\begin{smallmatrix} \beta \\ \alpha \end{smallmatrix} \right] \right), \quad \alpha \triangleq (\mu\nu), \beta \triangleq (\kappa\lambda) \quad (75).$$

In den vier möglichen Kopplungsstrukturen ist diese Bedingung oft erfüllt, so daß in den einzelnen Hermetrieformen immer ein Kondensorfluß existiert. Auf diese Weise ist es aber unmöglich, daß sich der Kondensationszustand ausgleicht, obwohl nach Gleichung (74) jeder Raumkompressor diesen Ausgleich anstrebt. Während der kompositive Raumkompressor nach Gleichung (74) ein Minimalniveau anstrebt (destruktives Prinzip), kommt es durch die allgemeine Feldaktivierung zu einem ständigen Kondensorfluß zwischen der Feinstruktur der Eigenwertsphäre kompositiver Kondensationsstufen (Kopplungsminima) und den Kopplungsmaxima (konstruktives Prinzip), welches dem Ausgleichsprinzip des kompositiven Kompressors entgegenwirkt.

Auf diese Weise muß ein Gleichgewichtszustand als **Kompressorisostasie** entstehen, der seinen Ausdruck im kompositiven Erhaltungsprinzip Gleichung (74a) findet. Eine unmittelbare Konsequenz von (74a) wiederum ist das empirische Energieprinzip und alle aus diesem ableitbaren Erhaltungsprinzipien. Die tiefere Ursache der Kompressorisostasie ist neben der Gleichung (74) die Existenz eines Kondensorflusses (75), welche auf die Kopplungsstrukturen, also auf die inneren synmetronischen Korrelationen der Struktureinheiten zurückgeht. Mit Gleichung (75) wird also eine explizite Analyse dieser Korrelationen möglich. Vor einer Klassifikation der möglichen Systeme von Kondensorflüssen wird eine vorbereitende Untersuchung über die grundsätzlichen Eigenschaften aller durch die Feldaktivierung verursachten Kondensorflüsse notwendig.

Jedes System Q aus Kondensorquellen und Senken kann einen Kondensorfluß verursachen, wenn die Existenzbedingung (75) für $N_+(\alpha, \beta, \kappa, \lambda) N_-$ erfüllt ist. Es gibt demnach die folgenden Formen einfacher Kondensorflüsse $q_1 = Q_1, q_2 = Q_2^+, q_3 = Q_2^-, q_4 = Q_3, q_5 = Q_4^+$ und $q_6 = Q_4^-$. Im allgemeinen ist aber nicht anzunehmen, daß diese Kondensorflüsse in einer Kopplungsstruktur einzeln auftreten, zumal es in b, c und d Systeme von Kondensorbrücken gibt. Es besteht offenbar die Möglichkeit daß $\nu > 1$ Flüsse q_j sich zu einem **Flußaggregat** zusammenschließen, so daß es $1 \leq \nu \leq 6$ Klassen derartiger Flußaggregate gibt. Jede dieser **Flußklassen** ν ist dann mit $\binom{6}{\nu}$ Flußaggregaten $F(q_j)_\nu$ besetzt, was durch die Symbolik $\binom{\alpha\beta}{\kappa\lambda} F(q_j)_\nu$ präzisiert wird, wenn $\left[\begin{smallmatrix} \alpha\beta \\ -+ \\ \kappa\lambda \end{smallmatrix} \right]_+$ das Flußaggregat F_ν bestimmt. Ein derartiges Aggregat muß aber von der Reihenfolge der q_j abhängen, so daß es zu jedem Element der Flußklasse noch $\nu!$ isomere Flußaggregate gibt. Es kann also grundsätzlich einschließlich dieser isomeren und der einfachen Kondensorflüsse nur

$$Z = \sum_{\nu=1}^6 \nu! \binom{6}{\nu} = 1956 \quad \text{Flußaggregate}$$

geben, doch wird Z eingeschränkt, wenn gefordert wird, daß diese Flußaggregate eine Kondensation aufbauen, welche für ein von 0 ver-

schiedenes Zeitintervall definiert sein soll. F_ν kann immer für $\nu > 1$ in zwei Aggregate F_p und F_r mit $p + r = \nu$ aufgeteilt werden. Ist A ein Anfangszustand für die betreffende Kondensorsignatur in der Kopplungsstruktur, und verändert F_p diesen Zustand A gemäß $AF_p B$ in den Zustand B , so kann F_r anschließen und $BF_r C$ diesen Zustand in einen Endzustand C überführen, so daß $AF_p BF_r C = AF_\nu C$ für die Wirkungsweise des Flußaggregates geschrieben werden kann. Es gibt für C zwei Möglichkeiten, nämlich entweder erzeugt F_ν einen Finalzustand $C \neq A$ oder aber F_ν verläuft zyklisch, also rotatorisch, und führt A über B in den Anfangszustand $C = A$ periodisch zurück. Ist $A \neq C$, dann muß sich auch der zugehörige symmetronische Raumkompressor nach (74) verändern, so daß in C ein tieferes Kompressorniveau erreicht wird, was aber nach dem Gesetz (74a) der Kompressorisostasie bedeutet, daß $(() - \frac{1}{2} {}^2\bar{\gamma} sp()) ; sp {}^4\bar{Q} =$

$$= \sum_{k=1}^{L>1} (() - \frac{1}{2} {}^2\bar{\gamma}_k sp()) ; sp {}^4\bar{Q}_k \text{ in } L \text{ kompositive Kondensationen}$$

tieferen Kompressorniveaus zerfällt. Dieser Zerfall steht aber im Widerspruch zur geforderten zeitlichen Stabilität von ${}^4\bar{Q}$, so daß $A \neq C$ keine zeitlich definierten Kondensationen ermöglicht, unab-

hängig davon, welche Signatur $\left(\begin{smallmatrix} \alpha\beta \\ \kappa\lambda \end{smallmatrix} \right) F_\nu$ das Flußaggregat verursacht;

denn jeder Kondensor bedingt nach dem symmetronischen Zusammenhang der Kopplungsstruktur die übrigen Kondensorextrema. Durch $A \neq C$ muß also auf jeden Fall die Kopplungsstruktur gestört werden. Im Fall $A = C$ tritt dies dagegen nicht ein, weil A immer wieder hergestellt wird, so daß nur solche Terme der kompositiven Spektren aller Kondensationsformen zeitlich stabil definiert sind, in denen zyklische Flußaggregate laufen. Die Zahl Z_r der wirklichen Flußaggregate ist also $Z_r < Z$ wegen dieser Zyklizitätsforderung. Diese in

$$\begin{aligned}
q_1 &= Q_1, & q_{2,3} &= Q_2^\pm, & q_4 &= Q_3, & q_{5,6} &= Q_4^\pm, \\
F_\nu &= \binom{\alpha\beta}{\kappa\lambda} F(q_j)_\nu \triangleq N_+(\alpha\beta, \kappa\lambda) N_-, & 1 &\leq \nu \leq 6, \\
AF_p BF_r C &= AF_\nu C, & p+r &= \nu, & A &\neq C, \\
(() - \frac{1}{2} {}^2\bar{\gamma} sp()); sp^4 \bar{Q} &= \sum_{k=1}^{L>1} (() - \frac{1}{2} {}^2\bar{\gamma}_k sp()); sp^4 \bar{Q}_k, \\
A &= C, & (() - \frac{1}{2} {}^2\bar{\gamma} sp()); sp^4 \bar{Q} &= \text{const}(()_4)
\end{aligned} \tag{76}$$

zusammengefaßte Zyklizitätsforderung eines jeden Flußaggregates ist also zugleich die Bedingung dafür, daß der betreffende kompositive Term im komplexen Partialspektrum in (27) zeitlich definiert ist und über ein zeitliches Stabilitätsintervall verfügt, welches durch die Zahl der Perioden $A = C$ bestimmt ist. Jeder zyklische Kondensorfluß muß aber wegen seiner Rotation einen Spin zur Folge haben, so daß die Terme der Kondensationsspektren über Spins und Spinore verfügen können, nämlich dann, wenn sich die Spins der Kondensorflüsse nicht ausgleichen. Andernfalls müssen spinfreie Kondensationen vorliegen.

Da $({}^2\bar{Q} - \frac{1}{2} {}^2\bar{\gamma}; () Q); n \sim {}^2\bar{T}$ und nach dem Energiematerieäquivalent ${}^2\bar{T} \sim {}^2\bar{\sigma}$ dem Massendichtetensor im R_3 proportional ist, bedeutet das Gesetz, wonach der Raumkompressor sein Minimalniveau zu erreichen sucht, daß die Materiefeldquanten sich stets so strukturieren, daß ihre Massendichte einen Minimalwert erreicht und zwar in bezug auf die vorgegebene Kopplungsstruktur. Wenn es dagegen zu einer radioaktiven Transmutation einer Komplexkondensation kommt, dann kann sich diese Transmutation aufgrund der Kompressorisostasie nur so vollziehen, daß bei der Transmutation Kondensationen tieferen Kompressorniveaus entstehen. Dies bedeutet aber, daß die Transmutation stets ein Zerfallsprozeß ist, bei welchem $L > 1$ neue Kondensationen tieferen Kompressorniveaus entstehen. Nur dann, wenn im Rahmen einer Korrespondenz von Materiefeldquanten (beispielsweise bei der Nuklearsynthese) höher organisierte Strukturen entstehen, liegt kein Zerfall vor, weil hier die elementaren Flußaggregate der korre-

spondierenden Materiefeldquanten im Rahmen der Wechselbeziehung zu höheren Flußsystemen überlagern. Bei einer derartigen Nuklearsynthese kann jedoch das Kompressor-niveau der korrespondierenden Materiefeldquanten auf keinen Fall ansteigen, weil dies im Widerspruch zur Kompressorisostasie stünde. Dies hat aber zur Folge, daß die Massendichte bei jeglicher Nuklearsynthese konstant bleibt, wodurch das empirische Prinzip der konstanten Kernmateriedichte als Folge von (76) bedingt wird. Der wesentliche Unterschied zwischen den Termen des Spektrums (27) und Nuklearstrukturen besteht demnach darin, daß die Terme von (27) nur mit wachsendem n in tiefere Kompressor-niveaus größerer Wellenlänge und geringerer Masse zerfallen können, wogegen die Nuklearstrukturen beim radioaktiven Zerfall als Korrespondenzsysteme von Spektraltermen aus (27) bei konstantem Kompressor-niveau in Strukturen geringerer Masse, aber konstanter Dichte zerfallen. Auf jeden Fall kann jede zyklische Flußbewegung bei geeigneter Projektion als Schwingungsprozeß aufgefaßt werden, so daß der zyklische Kondensorfluß $N_{\pm}()N_{\mp}$ der kompositiven Kondensation immer eine Eigenfrequenz η zuordnet, welche mit der Flußgeschwindigkeit w_f die Wellenlänge $\lambda = w_f/\eta$ als Aggregatdiameter definiert. Da andererseits aus $L;[\] = {}^4\overline{O}$ oder ${}^4\overline{Q} = K;[\] = \bar{\lambda} \times [\]$ und der Lösung (27) als Spektralfunktion folgt, daß die Trägheitsmasse einer Kondensation mit wachsendem Raumkompressor ansteigt, muß gleichzeitig nach der Kompressorisostasie die Frequenz η des zyklischen Flusses anwachsen. Dies bedeutet aber zwischen Trägheitsmasse m und η die Proportionalität $m \sim \eta \sim 1/\lambda$, also $m\lambda = \text{const}$, weil $w_f = \text{const}$ sein muß; denn anderenfalls wäre $A = C$ unmöglich. Der empirische Quantendualismus $mc\lambda = h$, sowie die Äquivalenz des Korpuskular- und Wellenbildes findet also eine vertiefte Interpretation in der Zyklizitätsbedingung (76) aller Flußaggregate, welche zugleich die Spineigenschaften der Materiefeldquanten andeutet.

Da die Flußaggregate zyklisch sein müssen, kann eine Flußperiode definiert werden. Offensichtlich ist eine derartige Periode immer dann abgelaufen, wenn sämtliche Kondensorflüsse des Aggregates einmal gewirkt haben, doch braucht durch eine Flußperiode $A = C$ noch nicht erreicht zu werden. Im allgemeinen wird, wenn ω die Periodenzahl ist, $A = C$ erst nach $\omega > 1$ wieder hergestellt, so daß ein Flußaggregat durch die zusätzliche Angabe von ω gemäß

$$F_v \equiv \begin{pmatrix} \alpha\beta \\ \kappa\lambda \end{pmatrix} F(q_j)_v \omega \quad (76a)$$

zu ergänzen ist. Zur Beschreibung der möglichen Flußklassen werde die folgende Abkürzung verwendet:

$$q_j \triangleq (j), \quad F_v \triangleq (j)\omega \quad (76b).$$

Damit besteht die Möglichkeit, unabhängig von einem speziellen Kondensormaximum und einer speziellen Kopplungsstruktur, die grundsätzlich möglichen zyklischen Flußaggregate zu beschreiben. Auf diese Weise muß dann ein Rahmenwerk entstehen, welches aufgrund seiner Universalität den natürlichen Kopplungsstrukturen angepaßt werden kann.

KAPITEL VII

KORRELATION UND KORRESPONDENZ

1. Die enantiostereoisomeren Flußaggregate der Kopplungsstrukturen.⁽¹⁾

Wenn die in den Termen von (27) offenbar existenten und miteinander korrelierenden zyklischen Flußaggregate als Folge metronischer Feldaktivierungen analysiert werden sollen, um zu einer allgemeinen Theorie der Innenstruktur dieser Terme zu gelangen (was die Separation komplexer Terme von (27) als Ergebnis dieser Korrelationstheorie zyklischer Kondensorflüsse liefern muß), dann wird eine vorangehende Zusammenstellung aller in den Kopplungsstrukturen überhaupt möglichen zyklischen Flußaggregate unerlässlich. Zunächst folgt unmittelbar, daß die Flußklassen $\nu = 1$ und $\nu = 2$ nur im Fall zweifach, beziehungsweise einfach entarteter Kopplungsstrukturen (hinsichtlich des betreffenden Kondensors) auftreten können. Für $\nu = 1$ kann nur eine zweifach entartete Kopplungsstruktur möglich sein. Mit $a \equiv Ih$, $b \equiv IIh$, sowie $\alpha \equiv Ia$ und $\beta \equiv IIa$ wird ersichtlich, daß die $\binom{6}{1}$ Möglichkeiten $\nu = 1$ stets durch $\omega = 1$ gekennzeichnet sind, aber auf nur vier wirkliche F_1 reduziert werden. Diese Reduktion liegt in der Natur der Kopplungsstruktur; denn Kopplungsklassen von nur einem Typ h oder a können nicht allein in der Kopplungsstruktur vorkommen, so daß die Kondensorflüsse (5)1, sowie (6)1 für $\nu = 1$ entfallen. Es verbleibt demnach (j)1 für $1 \leq j \leq 4$. Die $\binom{6}{2} = 15$ Möglichkeiten $\nu = 2$ setzen eine einfache Entartung der Kopplungsstruktur voraus. Für diese Entartung gibt es die vier Möglichkeiten $(a\alpha\beta)$, $(b\alpha\beta)$, $(ab\alpha)$ und $(ab\beta)$. Für jede dieser $\binom{4}{3}$ Entartungsmöglichkeiten

(1) Der Begriff der «Enantiostereoisomerie» wurde der organischen Chemie optisch aktiver Antipoden (hierzu gehören z. B. gewisse Monosacharide, Tatrönsäure usw.) entlehnt, weil hier eine gute Metapher zur Korrelationsdynamik interner Kopplungsstrukturen vorzuliegen scheint.

muß es $\binom{3}{2} = 3$ Aggregate F_2 geben, welche mit $\omega = 3$ den Anfangszustand wieder herstellen. Die möglichen Aggregate verteilen sich in folgender Weise auf die Entartungsformen, nämlich

$(a\alpha\beta) : (1,2)3, (1,6)3, (2,6)3$ ferner

$(b\alpha\beta) : (3,4)3, (3,6)3, (4,6)3$ sowie

$(ab\alpha) : (1,3)3, (1,5)3, (3,5)3$ und

$(ab\beta) : (2,4)3, (5,4)3, (2,5)3$. Bei diesen zyklischen Flußaggregaten

entarteter Kopplungsstrukturen für die Fälle $\nu = 1$ und $\nu = 2$ gibt es noch keine Strukturisomerie, wohl aber in beiden Fällen die Möglichkeit eines Spins des betreffenden Kondensorflusses. Dieser Kondensorspin, bezogen auf eine Strukturierung der Kondensation, entspricht offenbar ω des zyklischen Flusses und muß daher zweideutig sein. Es gibt demnach tatsächlich eine Spinisomerie des Kondensorspins, welche für $\nu < 3$ allein die Isomeriemöglichkeiten bestimmt. Erst für $\nu \geq 3$ kommt es wegen $\nu! > 2$ zu Strukturisomerien. Neben diesen Strukturisomerien $\nu \geq 3$ sind aber wegen der Zyklizität $\omega \geq 1$ immer Spinisomerien überlagert. Strukturisomerien sind aber stets Stereoisomerien im R_6 , so daß es zu jedem realen Flußaggregat $\nu \geq 3$ mindestens ein enantiostereoisomeres (räumlich spiegelsymmetrisches) Aggregat geben muß. Auch $\nu = 3$ kann eine einfache Entartung der Kopplungsstruktur voraussetzen. Es ergeben sich im Entartungsfall nur vier Grundtypen mit $\omega = 2$, nämlich $(a\alpha\beta) \equiv (1,2,6)2$, ferner $(b\alpha\beta) \equiv (3,4,6)2$, sowie $(ab\alpha) \equiv (1,3,5)2$ und $(ab\beta) \equiv (2,4,5)2$; von denen jeder über $3! = 6$ strukturisomere Möglichkeiten mit den entsprechenden Spinisomerien verfügt. Für die übrigen Flußaggregate $\nu > 3$ kann es keine Entartungen in den Kopplungsstrukturen mehr geben, das heißt, ist die Kopplungsstruktur in irgendeiner Form entartet, dann tritt immer $\nu \leq 3$ auf, aber im Fall der regulären Struktur ohne Entartungsmöglichkeit $\nu > 3$. Für $\nu = 3$ gibt es neben den vier Typen der Entartung mit $\omega = 2$ auch noch $\binom{4}{3} = 4$ reguläre Typen mit $\omega = 4$, nämlich $(1,2,5)4, (6,3,1)4, (4,2,6)4$ und $(1,3,4)4$; so daß $\nu = 3$ ein ambivalentes Verhalten in bezug auf die einfache Entar-

tung oder Regularität ($ab\alpha\beta$) der Kopplungsstruktur aufweist. Jedes der vier regulären Aggregate $\nu = 3$ verfügt ebenfalls über $3! = 6$ Strukturisomeren. Für alle $\nu \geq 4$ kann es überhaupt keine Struktur-entartung mehr geben; denn wegen der vier Kopplungsklassen innerhalb der Kopplungsstruktur können die $\nu \geq 4$ strukturell nur regulär sein. Eine Entartungsmöglichkeit besteht dagegen für $\nu \geq 4$ im System des Kondensorflusses selbst; denn gerade wegen der Regularität der Kopplungsstruktur kann der zyklische Kondensorfluß für $\nu \geq 4$ in mehrere Partialflüsse entarteter Strukturen $\nu \leq 3$ zerfallen, die aber zyklisch überlagern. Für diese Flußsuperposition gibt es in den Bereichen $\nu \leq 3$ kein Analogon. Für jedes Flußaggregat $\nu = 4$ gibt es $\nu! = 24$ Strukturisomere. Auch tritt hier, wie für alle $\nu \geq 4$ erstmalig eine reguläre Enantiostereoisomerie auf; denn innerhalb einer Gruppe von Strukturisomeren gibt es immer mehrere ω -Werte und daher mehrere Flußspins, je nachdem, ob die betreffende Strukturisomere eine Entartung möglich macht oder regulär bleibt. Im Falle $\nu = 4$ gibt es $\binom{6}{4} = 15$ Grundtypen von Flußaggregaten, nämlich $(1,2,3,4)$, $(2,3,4,5)$, $(3,4,5,6)$, $(1,2,5,6)$, $(1,3,5,6)$, $(1,4,5,6)$, $(3,2,5,6)$, $(4,2,5,6)$, $(1,2,5,4)$, $(1,3,5,4)$, $(1,2,6,4)$, $(1,3,6,4)$, $(1,2,3,5)$, sowie $(1,2,3,6)$ und $(2,3,4,6)$. Die $\binom{6}{5} = 6$ Flußaggregate mit $\nu = 5$, nämlich $(1,2,3,4,5)$, $(2,3,4,5,6)$, $(1,3,4,5,6)$, $(1,2,4,5,6)$, $(1,2,3,5,6)$ und $(1,2,3,4,6)$ verfügen über jeweils $\nu! = 120$ Strukturisomere mit variablen ω -Werten, so daß auch hier die ω -Angabe entfallen muß. Auch für $\nu = 6$ kann eine derartige Angabe nicht gemacht werden; denn das eine mögliche Flußaggregat $(1,2,3,4,5,6)$ verfügt über 720 mögliche Strukturisomeren.

Es kommt nun darauf an, irgendwelche Kriterien aus der Kompressoristose und den Theoremen des Kondensorflusses zu entwickeln, welche (auf dieses allgemeine Schema der Flußaggregate angewendet) es gestatten, die nach diesen Gesetzen möglichen Aggregate auszuwählen. Erst danach können die enantiostereoisomeren Aggregate hinsichtlich ihrer Struktur und ihres Spins analysiert werden. Wird $\delta, \varphi = \phi$

wieder zur Kürzung gesetzt, dann folgt mit der metronischen Geodäsie-

beziehung $\dot{C}^i + \left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ l \end{smallmatrix} \right] \dot{C}^k \dot{C}^l = 0$, wobei $\dot{C}^k$ Gitterselektoren sind. Aus

der Komponentendarstellung von $L[\overline{\cdot}] = {}^4\overline{0}$, also $\lambda_m(k, l) \left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ l \end{smallmatrix} \right] =$

$= K_m; \left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]$, folgt nach Multiplikation mit $\dot{C}^k \dot{C}^l \dot{C}^m$ und Summation

längs der q hermetrischen Koordinaten $\lambda_m(k, l) \left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ l \end{smallmatrix} \right] \dot{C}^k \dot{C}^l \dot{C}^m =$

$= \left(\underline{\partial}_l \left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ m \end{smallmatrix} \right] - \underline{\partial}_m \left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ l \end{smallmatrix} \right] \right) \dot{C}^k \dot{C}^l \dot{C}^m + \left(\left[\begin{smallmatrix} i \\ s \ l \end{smallmatrix} \right] \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ m \end{smallmatrix} \right] - \left[\begin{smallmatrix} i \\ s \ m \end{smallmatrix} \right] \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ l \end{smallmatrix} \right] \right) \dot{C}^k \dot{C}^l \dot{C}^m =$

$= - \left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ m \end{smallmatrix} \right] \dot{C}^l \underline{\partial}_l (\dot{C}^k \dot{C}^m) + \dot{C}^l \underline{\partial}_l \left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ m \end{smallmatrix} \right] \sum_{l=1}^q \underline{\partial}_l (\dot{C}^k \dot{C}^m) +$

$+ \left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ l \end{smallmatrix} \right] \dot{C}^m \underline{\partial}_m (\dot{C}^k \dot{C}^l) - \dot{C}^m \underline{\partial}_m \left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ l \end{smallmatrix} \right] \sum_{m=1}^q \underline{\partial}_m (\dot{C}^k \dot{C}^l) -$

$- \left(\dot{C}^l \left[\begin{smallmatrix} i \\ s \ l \end{smallmatrix} \right] \dot{C}^s - \dot{C}^m \left[\begin{smallmatrix} i \\ s \ m \end{smallmatrix} \right] \dot{C}^s \right) = 0$ oder $0 = \lambda_m(k, l) \left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ l \end{smallmatrix} \right] \dot{C}^k \dot{C}^l \dot{C}^m =$

$= - \dot{C}^i \lambda_m(k, l) \dot{C}^m = - \dot{C}^i \bar{\lambda}(k, l) \bar{C}^{-1} = - \dot{C}^i \bar{\lambda} \bar{C}^{-1}$ für alle (k, l) .

Da $\dot{C}^i \neq 0$ bleibt, solange $[\overline{\cdot}] \neq \hat{0}$ ist, kann dies nur durch $\bar{\lambda} \bar{C}^{-1} = 0$ erfüllt werden. Hierin ist aber $\bar{\lambda} \neq \overline{0}$ und auch $\bar{C}^{-1} \neq \overline{0}$, so daß nur $\angle(\bar{\lambda}, \bar{C}) = \pi/2$ oder $\bar{\lambda} \perp \bar{C}$ sein kann. Da die $C_k = \alpha_k(\cdot)_k$ die Gitter-

selektoren der leeren Welt sind, gilt $\bar{C}; n \rightarrow \sum_{i=1}^q \dot{\bar{x}}_i = \overline{Y}(q)$ und

dies ist für $q = 6$ die komplexe Weltgeschwindigkeit im R_6 mit der reellen Geschwindigkeit $\bar{v}$ im R_3 , nämlich $\overline{Y}(6) = \bar{v} + i \bar{w}$. Hieraus folgt aber die Orthogonalität des Vektors kompositiver Kondensationsstufen $\bar{\lambda} \perp \overline{Y}(q)$ mit $w^2 = c^2 + \varepsilon^2 + \eta^2$ im Fall völliger Hermetrie $q = 6$. Diese kompositive Untersuchung kann auch für das synmetronische Fundamentalproblem Gleichung (61) und (61a) durchgeführt werden; denn für jeden Fundamentalkondensor existiert ein Geodäsie-selektor

$\dot{C}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)\dot{i}} + \left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \dot{C}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)\dot{k}} \dot{C}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)\dot{l}} = 0$, auf den auch $sp^2 \overline{Q}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \times ()$

einwirken kann. Multiplikation und Summation des symmetrischen

Problems $L_{(\mu\nu)+}^{(\kappa\lambda)}; \left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]_+ = 4\bar{0}$ in Komponentendarstellung nach

Gleichung (61a) mit $A^{k\bar{l}m} = \dot{C}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)\bar{k}} \dot{C}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)l} \dot{C}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)m}$ liefert dann wegen

des zwangsläufigen Ergebnisses $D_{(\mu\nu)m}^{(\kappa\lambda)}; \left[\begin{smallmatrix} i \\ k\ l \end{smallmatrix} \right]_{\left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]_+} A^{k\bar{l}m} = 0$, sowie

$$Q_{(\mu\nu)s}^{(\kappa\lambda)\bar{l}} \dot{C}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)\bar{s}} + Q_{(\mu\nu)s}^{(\kappa\lambda)\bar{l}} \left[\begin{smallmatrix} s \\ k\ l \end{smallmatrix} \right]_{\left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]_+} \dot{C}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)\bar{k}} \dot{C}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)l} = 0 \quad \text{die Aussage}$$

$$0 = L_{(\mu\nu)+m}^{(\kappa\lambda)}; \left[\begin{smallmatrix} i \\ k\ l \end{smallmatrix} \right]_{\left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]_+} A^{k\bar{l}m} = \lambda_{(\mu\nu)m}^{(\kappa\lambda)} \left[\begin{smallmatrix} i \\ k\ l \end{smallmatrix} \right]_{\left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]_+} A^{k\bar{l}m} +$$

$$+ \lambda_{(\mu\nu)m}^{(\kappa\lambda)} \cdot Q_{(\mu\nu)s}^{(\kappa\lambda)\bar{l}} \left[\begin{smallmatrix} s \\ k\ l \end{smallmatrix} \right]_{\left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]_+} A^{k\bar{l}m} =$$

$$= -(\dot{C}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)\bar{l}} + Q_{(\mu\nu)s}^{(\kappa\lambda)\bar{l}} \dot{C}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)\bar{s}}) \lambda_{(\mu\nu)m}^{(\kappa\lambda)} \dot{C}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)m},$$

was aus den gleichen Gründen wie im Fall des Kompositionsfeldes nur

durch $\bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \dot{C}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)-1} = 0$ erfüllt werden kann. Dies folgt aus

$$D_{(\mu\nu)m}^{(\kappa\lambda)}; \left[\begin{smallmatrix} i \\ k\ l \end{smallmatrix} \right]_{\left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]_+} A^{k\bar{l}m} = 0, \text{ was wegen } \left[\begin{smallmatrix} i \\ k\ l \end{smallmatrix} \right]_{\left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]_+} \dot{C}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)\bar{k}} \dot{C}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)l} =$$

$$= \left[\begin{smallmatrix} i \\ k\ l \end{smallmatrix} \right]_{\left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]_+} \dot{C}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)\bar{k}} \dot{C}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)l} \text{ möglich wird; denn jede Kondensorsignatur gibt die}$$

hermetrischen Struktureinheiten und damit die hermetrischen Koordi-

naten des Kondensors an. Gibt es für $\left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]_+$ nur $z(\kappa\lambda\mu\nu) \leq q \leq 6$

hermetrische Koordinaten, und beschreibt $\dot{C} = \sum_{i=1}^q \dot{C}_i$ den

Geschwindigkeitsselektor im hermetrischen Unterraum des Komposi-

tionsfeldes, dann wird die angeführte Identität evident, weil die antiher-

metrischen Koordinatenindizierungen von $\left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]_+$ stets verschwinden.

Mit $\dot{C}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}; n \rightarrow \sum_{i=1}^z \dot{x}_i = \bar{Y}(z)$ und $z = z(\kappa\lambda\mu\nu) \leq q$ folgt also aus

$\bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \dot{C}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)-1} = 0$, weil auch hier $\bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \neq \bar{0}$ und $\dot{C}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)-1} \neq \bar{0}$ ist, die

Orthogonalität $\bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \perp \bar{Y}(z)$. Für die Partialstrukturen gilt demnach

die gleiche Orthogonalität wie für das Kompositionsfeld, was in

$$\begin{aligned}
\bar{\lambda} \perp \bar{Y}(q), \quad \bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \perp \bar{Y}(z), \quad \bar{Y}(q) = \sum_{i=1}^q \dot{\bar{x}}_i, \\
z = z(\kappa\lambda\mu\nu) \leq q \leq 6, \quad \bar{Y}(6) = \bar{v} + i\bar{w}, \\
w^2 = c^2 + \dot{\epsilon}^2 + \dot{\eta}^2
\end{aligned} \tag{77}$$

zusammengefaßt wird. Aus dieser Beschreibung, zusammen mit den Extremaluntersuchungen der Kondensoren, geht hervor, daß die synmetronischen Kondensormaxima bei minimaler Korrelation, gekennzeichnet durch $\bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ mit den kompositiven Kondensationsstufen $\bar{\lambda}$ zusammenfallen, während die Korrelationsmaxima für ihre Struktureinheiten Antihermetrie verursachen, so daß auf diese Weise die Koppelungsstrukturen entstehen. Wegen der Kongruenz der $\bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ mit $\bar{\lambda}$ (bezogen auf den hermetrischen Unterraum $z(\kappa\lambda\mu\nu)$) besteht die synmetronische Komposition darin, daß die $\bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ metaphorisch als mosaikartiges Muster $\bar{\lambda}$ aufbauen. Aus dieser Metapher wird der Zusammenhang zwischen den internen Korrelationen und dem externen Korrespondenzfeld besonders deutlich. Demnach erscheint das allgemeine Korrespondenzfeld als integrale Struktur des kompositiven $\bar{\lambda}$ -Terms aller Korrelationsfelder mit jeweils mindestens einer Komponente außerhalb einer metaphorischen «Oberfläche» des ebenfalls metaphorischen mosaikartigen Musters. Alle diese Kondensormaxima $\bar{\lambda}$ und $\bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ müssen wiederum der Orthogonalität (77) genügen, was für $z = q$ die Parallelität $\bar{\lambda} \parallel \bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ ermöglicht. Die materiellen Strukturen des R_3 bestehen in ihrer Atomistik empirisch immer aus Kondensationen vom Typ d , so daß hier $q = 6$ gilt und die λ -Strukturen der synmetronischen und kompositiven Kondensationsstufen als Kondensormaxima zu $\vec{Y} = \vec{v} + i\vec{w}$ orthogonal verlaufen müssen. Bezogen auf ein Eigensystem $C_{(0)}$ im R_3 ist $\vec{v} = \vec{0}$, so daß in $C_{(0)}$ die Orthogonalität zu $\vec{Y} = i\vec{w}$ erfolgt, was unmittelbar einzusehen ist. Entsteht dagegen bezogen auf $C_{(0)}$ eine räumliche Bewegung $\vec{v} \neq \vec{0}$ der Kondensation, dann müssen sich $(\bar{\lambda}, \bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}) \equiv \bar{\lambda}$ wegen Gleichung (77) und $\vec{v} \neq \vec{0}$ bezogen auf $C_{(0)}$ neu einstellen, weil Gleichung (77)

auf jeden Fall gewahrt werden muß. Diese Neueinstellung der Orthogonalität bedeutet aber eine von $\vec{v}$ abhängige imaginäre Drehung im R_6 , beziehungsweise im R_4 , so daß $\underline{\hat{C}}$ sowie $\underline{\hat{A}}$ durch die Orthogonalitätsbeziehung unmittelbar interpretiert werden. Wenn andererseits $\bar{\lambda}$ auf das Ruhesystem $C_{(0)}$ mit $\vec{v} = \vec{0}$ (im R_3) bezogen ist, und wenn darüber hinaus $\bar{\lambda}$ von $C_{(0)}$ in C mit $\vec{v} \neq \vec{0}$ transformiert wird, dann würde die Orthogonalität (77) während der notwendigen Beschleunigung $\vec{v} \neq \vec{0}$ des $\bar{\lambda}$ beim Übergang $C_{(0)} \rightarrow C$ im R_3 wegen $\underline{\hat{C}}(R_6)$ oder $\underline{\hat{A}}_-(R_{-4})$, bzw. $\underline{\hat{B}}(R_4)$ gestört. Die nach (77) notwendige Neueinstellung dieser Orthogonalität erfolgt während des gesamten Zeitintervalls der Beschleunigung $\vec{v} \neq \vec{0}$ und ist daher mit einem reaktiven Widerstand gegen die Ursache jeglicher Störung von (77), also gegen $\vec{v} \neq \vec{0}$ verbunden. Dieser reaktive Widerstand erscheint dabei als eine Scheinkraft, die als allgemeine Trägheit bezeichnet wird. Aus diesem Grunde verhalten sich alle Kondensortermine gemäß (77) träge, das heißt, sie setzen $\vec{v} \neq \vec{0}$ grundsätzlich einen als Trägheitskraft erscheinenden Trägheitswiderstand reaktiv entgegen. Andererseits sind die $\bar{\lambda}$ nach (19) und daher auch die $\bar{\lambda}$ immer Energien proportional, für die aber das Energiematerieäquivalent gilt, während die möglichen $\bar{\lambda}$ als materielle Elementarstrukturen durch die Hermetrieformen realisiert werden. Somit erscheint die empirische Definition des Begriffes der Materie durch das Trägheitsphänomen und dessen quantitative Erfassung durch den Begriff der Masse nach (77) gerechtfertigt, so daß (77) ganz allgemein als Trägheitsprinzip verstanden werden kann, dem jede materielle Struktur unterworfen ist.

Im Innern einer kompositiven Kondensation kommt es wegen der Kopplungsstrukturen und dem Gesetz der Kompressoristostase immer zum Kondensorfluß, der wegen der notwendig zu fordernden zeitlichen Stabilität während eines von 0 verschiedenen Zeitintervalls zyklisch sein muß. Dies bedeutet aber nichts anderes als die zyklische Verlagerung der Kondensormaxima im Sinne eines Ortsaustausches zwischen Korrelations- und Korrespondenzmaximum, wenn man unter diesen Maxima die Kondensorextrema versteht. Eine derartige Ortsänderung im R_6 des Kondensationszustandes ist aber immer zeit-

lich definiert, weil die semantische Architektureinheit $s_{(2)} = x_4$ der Welt wegen der kosmischen Bewegung des $R_3 \equiv s_{(1)}$ die Sonderstellung nach (5a) mit $\cos \alpha_4 \neq 0$ in der Weltstruktur einnimmt. Dies bedeutet aber, daß auch dem Kondensorfluß als zeitliche Lageänderung eines hermetrischen Kondensormaximums von zeitlich periodischer Natur (wegen der Zyklizität), ein Wert $\bar{Y}$ zukommt. Da Gleichung (77) auch für diesen Wert gelten muß, können nur solche Flußaggregate existieren, bei denen die synmetronischen Kondensationsstufen $\bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ zur zyklischen Flußrichtung $\bar{Y}$ orthogonal verlaufen.

Eine Bestimmung der Flußgeschwindigkeit wird möglich, wenn berücksichtigt wird, daß infolge der Lösung des kompositiven Hermetrieproblems die Kondensationsstufen allein durch die imaginären Gitterselektoren verursacht werden. Da andererseits die Kondensorsignaturen zugleich die Indizierungen der Struktureinheiten sind, so daß bereits aus der Signatur die hermetrischen Koordinaten abgelesen werden können, folgt, daß alle Kondensoren mit Ausnahme von

$$\left(\begin{bmatrix} 3 & 3 \\ 3 & 3 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 3 \\ 3 & 3 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 3 & 3 \\ 3 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 3 \\ 3 \end{bmatrix} \right) \equiv [3] \quad \text{metrische Kondensationsstufen ausbil-}$$

den. Die in $[3]$ zusammengefaßten Kondensoren hängen nur von ${}^2\bar{\kappa}_{(3)}$, also vom reellen R_3 ab, während alle übrigen Kondensoren die (x_5, x_6) , bzw. zeitliche Struktureinheit, also ${}^2\bar{\kappa}_{(1)}$ oder ${}^2\bar{\kappa}_{(2)}$ enthalten, welche allein durch die imaginären Gitterselektoren des R_6 bestimmt werden. Nach diesem Sachverhalt bilden also die Kondensationen $[3]$ im R_3 keine Stufen in einem diskreten Punktspektrum, sondern ein kontinuierliches Streckenspektrum, welches die diskreten Stufen umschließt, wenn $[3]$ vorhanden ist. Der maximale Wert dieser kontinuierlichen Raumkondensationen ändert sich allerdings mit den Quantenzahlen des jeweiligen Kompositionsfeldes, so daß sich die Kontinuität auf die innere Struktur von $[3]$ des betreffenden Kompositionsfeldes bezieht, wobei $[3]$ nach (72) irgendwie von k bestimmt wird. Während die rein imaginären Kondensationstypen a und b die Struktureinheit ${}^2\bar{\kappa}_{(3)}$ nicht enthalten und als imponderable Kondensationen erscheinen, sind $[3]$ in den Typen c und d , also in den ponderablen

Komplekkondensationen eingebunden. Dieses Ergebnis legt den Schluß nahe, daß einerseits die Ponderabilität eines Systems von Flußaggregaten durch die Existenz kondensorflußfreier kontinuierlicher Raumkondensationen [3] bestimmt wird, während andererseits (77) die Trägheit eines jeden Flußaggregates bedingt. Weiterhin können nur die imaginären Struktureinheiten ${}^2\overline{\kappa}_{(1,2)}$ nach den Lösungen des kompositiven und symmetronischen Fundamentalproblems Kondensationsstufen und damit einen Kondensorfluß verursachen. Nach dem Gesetz der Kompressoristostase ist aber $m\lambda = \text{const}$, wenn λ der Durchmesser des zyklischen Flußaggregates ist, der als Wellenlänge des als kompositive Kondensation aufgefaßten Materiefeldquants interpretiert werden muß. Im Fall der Zeitkondensationen, also der Photonen, gilt $mc\lambda = h$, wenn m die photonische Feldmasse ist. Dies bedeutet aber für die Photonenfrequenz $\nu = c/\lambda$, das heißt, für die Flußgeschwindigkeit im Photon gilt $w_f = c$, aber $w_f = \omega > c$ im Graviton, welches ein Sonderfall des anderen imaginären Kondensationstyps a ist. Wird nun $\hat{C}$ des euklidisch approximierten R_6 aus der Konstruktion der äonischen Welt berücksichtigt, und wird weiter beachtet, daß nur die imaginären Struktureinheiten zum Kondensorfluß fähig sind, dann folgt, daß $w_f = w$ für die Flußgeschwindigkeit gesetzt werden muß. Gemäß $\hat{C}$ ist w als Imaginärteil der Weltgeschwindigkeit mit der Geschwindigkeit der kosmischen Bewegung identisch, und diese Geschwindigkeit der makromaren kosmischen Bewegung findet sich als Flußgeschwindigkeit des strukturellen Kondensorflusses im submikromaren Kondensorsystem wieder. Im allgemeinen ist $w \neq c$ wegen $w^2 = c^2 + \dot{\epsilon}^2 + \dot{\eta}^2$ und $\dot{\epsilon}^2 + \dot{\eta}^2 \neq 0$ doch wird $w = c$, wenn sich der (x_5, x_6) -Zustand gemäß $\dot{\epsilon} = 0$ und $\dot{\eta} = 0$ zeitlich nicht ändert. Erst bei einer Änderung dieses durch den Kondensortyp a bestimmten Zustandes wird $w > c$.

Ist $\mu = \sqrt{ch/\gamma}$ die Kondensorkonstante des Massenspektrums der Kondensationstypen c und d und ist λ_0 der zu μ gehörige Diameter, dann gilt nach der Kompressoristostase $m\lambda = \mu\lambda_0 = \text{const}$. Ist $E_{(a,b)}$ die phänomenologische Energie, welche die imaginären imponderablen Kondensationen vom Typ a und b bestimmt, dann gilt nach

dem Energiematerieäquivalent und dem Gesetz der Kompressoriso-
stasie $\frac{\lambda_{(a,b)}}{\lambda_o} \sim E_{(a,b)}^{-1}$, während für die Kondensationstypen c und d

die Beziehung $\frac{\lambda_{(c,d)}}{\lambda_o} = \mu/m$ und nach der Spektralfunktion

$$(\mu/m)^4 = \frac{1}{2n} (2n-1)^2 \eta_q^{-4} \text{ gemäß (27) und (27a), also}$$

$$2n \left(\frac{\lambda_{(c,d)}}{\lambda_o} \right)^4 = (2n-1)^2 (1 + 4(q/\pi)^4) \text{ gilt. Hierin ist immer } q = 0$$

für c aber $q \geq 1$ ganzzahlig für d . Die Gesetzmäßigkeiten über die Geschwindigkeit und den Diameter des Kondensorflusses werden zusammengefaßt in dem folgenden System, welches die Bedingung (77) ergänzt, nämlich:

$$\begin{aligned} w_f = w \geq c, \quad m\lambda = \mu\lambda_o = \text{const}, \quad \frac{\lambda_{(ab)}}{\lambda_o} \sim E_{(ab)}^{-1}, \\ 2n \left(\frac{\lambda_{(c,d)}}{\lambda_o} \right)^4 = (2n-1)^2 (1 + 4(q/\pi)^4) \end{aligned} \quad (78).$$

Die notwendige algebraische Realität von [3] findet ihren Ausdruck

$$\text{in } Im \left(\left[\begin{smallmatrix} 3 & 3 \\ 3 & 3 \end{smallmatrix} \right]_+ + sp \left({}^2\overline{Q}_{(33)}^{(33)} \times \left[\begin{smallmatrix} 3 & 3 \\ 3 & 3 \end{smallmatrix} \right]_+ \right) \right) = \hat{0}, \text{ worin mit Gleichung (63)}$$

substituiert werden kann. Mit $A_{(3)kl}^i = a + ib$ und der Spaltung

$$C_{(3)s} S \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \quad l \end{smallmatrix} \right]; () \delta\mu = \varphi + iF \text{ wird,}$$

wenn μ das reelle Aggregat der Gitterselektoren des R_3 und

$$\begin{aligned} \underline{\lambda}_{kl} &= \underline{\lambda}_{kl}^* \text{ immer reell ist, } 0 = Im(a + ib) \exp(\varphi - iF) = \\ &= e^\varphi Im(a + ib) e^{-iF}, \text{ wenn der reelle Selektor } \varphi = \underline{\lambda}_{kl}\mu - f \text{ zur Kür-} \\ &\text{zung eingeführt wird. Mit } e^{-iF} = \cos F - i \sin F \text{ wird } (a + ib) e^{-iF} = \\ &= a \cos F + b \sin F + i(b \cos F - a \sin F), \text{ was in } Im(a + ib) e^{-iF} \text{ ein-} \end{aligned}$$

gesetzt $tgF = b/a$ und $\begin{bmatrix} i \\ k \ l \end{bmatrix}_{(3)} + Q_{(3)m}^i \begin{bmatrix} m \\ k \ l \end{bmatrix}_{(3)} = e^\varphi (a \cos F + b \sin F)$ liefert. Hierin ist aber nach der Substitution mit $tgF = b/a$ immer $\cos F = (1 + tg^2 F)^{-1/2} = \frac{a}{\sqrt{a^2 + b^2}}$ und $\sin F = (1 + ctg^2 F)^{-1/2} = \frac{b}{\sqrt{a^2 + b^2}}$, also $a \cos F + b \sin F = \sqrt{a^2 + b^2} = \alpha_{kl}^i = \text{const.}$ Damit wird aber aus der reellen Lösung [3] nach Gleichung (62) die expo-

nentielle Beziehung $\begin{bmatrix} i \\ k \ l \end{bmatrix}_{(3)} + Q_{(3)m}^i \begin{bmatrix} m \\ k \ l \end{bmatrix}_{(3)} = \alpha_{kl}^i e^\varphi$ mit $\varphi = \lambda_{kl} \mu - \text{Rec}_{(3)s} \mathcal{S} \begin{bmatrix} s \\ k \ l \end{bmatrix}; () \delta \mu$. Bei der Analyse dieses Potenzselektors kann zunächst festgestellt werden, daß $c_{(3)s} = c_{(3)s}^*$ sein muß, weil sich nach Gleichung (62) dieser Faktor aus den reellen Eigenwerten aufbaut. Auch die Koeffizienten des linearen kompositiven Kondensoraggregates $\psi_{kl} = C_s \begin{bmatrix} s \\ k \ l \end{bmatrix}$ müssen reell sein und dies bedeutet, daß $\vec{c}_{(3)} \vec{C}^{-1} = a = a^*$ eine reelle Zahl ist, wenn mit dem normierten Orthogonalsystem $\vec{e}_i \vec{e}_k = \delta_{ik}$ die Vektoren $(\vec{c}_{(3)}, \vec{C}) = \sum_{i=1}^q \vec{e}_i (c_{(3)i}, C_i)$ aus den

Koeffizienten der Aggregate definiert werden. Damit folgt aber

$c_{(3)s} \begin{bmatrix} s \\ k \ l \end{bmatrix} = a \psi_{kl}$. Andererseits gilt $\text{Rec}_{(3)s} \mathcal{S} \begin{bmatrix} s \\ k \ l \end{bmatrix}; () \delta \mu = \mathcal{S} \left(\text{Rec}_{(3)s} \begin{bmatrix} s \\ k \ l \end{bmatrix} \right); () \delta \mu = a S \text{Re} \psi_{kl}; () \delta \mu$. Im folgenden beziehe sich $\delta = \sum_{k=1}^3 \delta_k$ nur auf den R_3 , in welchem auch μ allein definiert sei.

In dem Potenzselektor φ erscheint $\text{Re} \psi_{kl}$ und damit $\text{Re} \mathcal{S}$, doch diese beiden Feldselektoren hängen nicht nur von μ sondern gemäß

$\psi_{kl} = (E - e^{-\lambda_{kl} V})^{-1}$ mit $V = \sum_{k=1}^q \alpha_k ()_k$ von allen $q \leq 6$ hermetrischen Gitterselektoren ab, während das Metronintegral nur längs μ

läuft. Wegen $\sum_{k=1}^q \alpha_k ()_k = \mu + i\sqrt{\tau} \sum_{k=4}^q ()_k = \mu + iT$ kommt es also

zur Spaltung $\psi_{kl} = (E - e^{-\lambda\mu}(\cos \lambda T - i \sin \lambda T))^{-1} = (\kappa + i\eta)^{-1}$ mit $\kappa = E - e^{-\lambda\mu} \cos \lambda T$ und $\eta = e^{-\lambda\mu} \sin \lambda T$, wenn zur Kürzung $\lambda = \lambda_{kl}$ gesetzt wird. Nach dieser Beziehung muß sich also $\psi_{kl} = \alpha + i\beta$ eben-

falls spalten, so daß $Re\psi_{kl} = \alpha$ in $f = Rec_{(3)s} \mathcal{S} \begin{bmatrix} s \\ k \end{bmatrix}; () \delta\mu = a \mathcal{S} \alpha \delta\mu$

einzusetzen ist. Da κ und η bekannt sind, muß β aus $\alpha + i\beta = (\kappa + i\eta)^{-1}$ eliminiert werden, um α zu erhalten. Wegen $1 = (\alpha + i\beta)(\kappa + i\eta) = \alpha\kappa - \beta\eta + i(\alpha\eta + \kappa\beta)$, also $\alpha\kappa - \beta\eta = 1$ und $\beta\kappa = -\alpha\eta$ folgt $\alpha = \kappa(\kappa^2 + \eta^2)^{-1} = (E - e^{-\lambda\mu} \cos \lambda T)(E - 2e^{-\lambda\mu} \cdot \cos \lambda T + e^{-2\lambda\mu})^{-1}$. Da in $\mathcal{S} \alpha \delta\mu$ nur längs μ des R_3 integriert wird, bleibt das Aggregat imaginärer Gitterselektoren $T; n = \text{const } (R_3)$, so daß $\cos \lambda T = b = \text{const } (R_3)$ gesetzt werden kann. Damit wird $\alpha = (E - be^{-\lambda\mu})(E - 2be^{-\lambda\mu} + e^{-2\lambda\mu})^{-1}$. Unter Verwendung der Substitution $\lambda\mu = x = \ln w$, sowie

$$u = \frac{w-b}{\sqrt{E-b^2}} \text{ und } u = \text{SIN} y \text{ ergibt sich dann die Umformung}$$

$$\lambda \alpha \delta\mu = (E - be^{-x})(E - 2be^{-x} + e^{-2x})^{-1} \delta x = (e^x - b)(e^x + e^{-x} - 2b)^{-1} \delta x = (w - b)(w + \frac{1}{w} - 2b)^{-1} \frac{\delta w}{w} = (w - b)(w^2 - 2bw +$$

$$+ E)^{-1} \delta w = \frac{u \delta u}{E + u^2} = T G y \delta y = \delta \ln \text{COS} y = \delta \ln \sqrt{E - u^2}, \text{ was me-}$$

tronisch integriert werden kann. Demnach gilt $f = \frac{a}{2\lambda} \ln[E + (e^{\lambda\mu} - b)^2(E - b^2)^{-1}] + C$, wenn C der Selektor der Integrationskonstante C' ist. Unter Berücksichtigung der metronischen Integralgesetze folgt C' aus $\lambda\mu; (n-1)$ für $n=1$ im Kondensationszentrum, was, da grundsätzlich $E; n = E; (n-1) = 1$ die Einheit kennzeichnet,

$$C' = -\frac{a}{2\lambda} \ln(1 + (1-b)^2(1-b^2)^{-1}) \text{ oder wegen } C' = C; (n-1)$$

$$\text{als Selektor der Integrationskonstanten } C = -\frac{a}{2\lambda} \ln[E + (E -$$

$$-b)^2 \cdot (E - b^2)^{-1}] = -\frac{a}{2\lambda} \ln\left(E + \frac{E-b}{E+b}\right) = \frac{a}{2\lambda} \ln \frac{1}{2}(E+b)$$

liefert, weil $\lambda\mu; 0 = 0$ ist. Insgesamt gilt also $f = \frac{a}{2\lambda} \ln \frac{1}{2}(E + b)[E + (e^{\lambda\mu} - b)^2 \cdot (E - b^2)^{-1}]$, so daß nunmehr der Potenzselektor $\varphi = \lambda_{kl}\mu - f$ explizit bekannt ist. Einsetzen und potenzieren liefert dann mit $\lambda T = K$ und $E - b^2 = \sin^2 K$ die Struktur

$$\begin{aligned} \left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]_{(3)} + Q_{(3)m}^i \left[\begin{smallmatrix} m \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]_{(3)} &= \alpha_{kl}^i e^{\lambda_{kl}\mu} \left[\frac{1}{2}(E + \cos K)(E + \right. \\ &\quad \left. + (e^{\lambda_{kl}\mu} - \cos K)^2 \sin^{-2} K) \right]^{-a/(2\lambda_{kl})}, \quad K = \lambda_{kl}T, \\ T &= \sum_{k>3}^q \sqrt{\tau}()_k, \quad \mu = \sum_{k=1}^3 \alpha_k()_k, \\ a &= \vec{c}_{(3)} \vec{C}^{-1} = a^* \end{aligned} \quad (79),$$

aus welcher unmittelbar hervorgeht, wie die imaginären Gitterselektoren, welche immer als imaginäre a -Größen vorhanden sind, die Raumkondensationen $[3]$ verursachen. Wird nämlich angenommen, daß $K = 0$ wird, dann folgt in jedem Fall, da $a/(2\lambda_{kl}) > 0$ bleibt,

$\lim_{K \rightarrow 0} [3] = \hat{0}$ aus (79), weil für $K = 0$ immer $\sin K = 0$ und

$\cos K = E$ ist. Eine reelle Raumkondensation $[3] \neq \hat{0}$, welche die ponderablen Kondensationstypen c und d auszeichnet, ist also nur dann möglich, wenn $K \neq 0$ bleibt. Aber auch dann, wenn diese Voraussetzung erfüllt ist, gibt es K -Werte, welche zu keiner Raumkondensation fähig sind. Gilt nämlich $K; n = \pm \pi N$, dann wird $\cos K = \pm E$ und $\sin K = 0$, was sowohl für geradzahlige als auch für ungeradzahlige N wiederum $[3] = \hat{0}$ zur Folge hat. Die maximalen Raumkondensationen ergeben sich dagegen für das halbzahlige Spektrum

$K; n = \pm \frac{\pi}{2}(2N + 1)$; denn dann gilt $\cos K = 0$ und $\sin K = \pm E$, was das Extremum der Raumkondensation

$$\begin{aligned} \left(\left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]_{(3)} + Q_{(3)m}^i \left[\begin{smallmatrix} m \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]_{(3)} \right)_{\max} &= \alpha_{kl}^i e^{\lambda_{kl}\mu} (1/2(E + e^{2\lambda_{kl}\mu}))^{-a/(2\lambda_{kl})}, \\ K; n &= \pm \frac{\pi}{2}(2N + 1) \end{aligned} \quad (79a)$$

bedingt. Der einzige Verlauf von $[3]$ im R_3 hat für

$0 < |\cos K| < E$ bei $e^{\lambda_{kl}\mu} = \cos K$ des Kompositionsfeldes, also bei $\lambda_{kl}\mu = \ln \cos K$ ebenfalls ein Extremum. Aus der metronischen Extremwerttheorie folgt für den Verlauf im R_3 die Extremwertbedingung $\delta[3] = \hat{0}$ oder $0 = \delta e^\varphi = e^\varphi (\underline{\lambda}_{kl} - a\alpha)\delta\mu$, was nur durch

$\alpha = \frac{\underline{\lambda}_{kl}}{a} = A$ wegen $e^\varphi > 0$ und $\delta\mu > 0$ erfüllt werden kann. Mit

der Transformation $u = \frac{w-b}{\sqrt{E-b^2}}$ wird diese Bedingung zu

$\frac{u(u+C)}{E-u^2} = A$. Werden zur Kürzung $C = \operatorname{ctg} K$ und $B = \frac{C}{2(E-A)}$

verwendet, dann folgt für diese quadratische Gleichung die zweideutige

Lösung $w_{\text{ext}} = \left[E + \frac{1}{2}(E-A)^{-1} \cdot \left(-E \pm \sqrt{\frac{A}{B^2} + E} \right) \right] \cos K$.

Da auf jeden Fall $A/B^2 > 0$ bleibt, wird der positive Zweig nahegelegt, weil $\cos K > 0$ wegen $(\lambda_{kl}\mu)_{\max} = \ln \cos K$ sein muß und auch $w = e^{\lambda\mu} > 0$ im ganzen Bereich ist. Die Forderung

$\left(E + \frac{1}{2}(E-A)^{-1} \cdot \left(\sqrt{\frac{A}{B^2} + E} - E \right) \right) \cos K > 0$ kann für die erlaub-

ten Werte K aus $0 < \cos K < E$ innerhalb dieses Bereiches aber nur dann erfüllt werden, wenn $A < E$ und $A > 0$ bleibt; denn für $A = E$ kommt es zu einer Unendlichkeitsstelle, während für $A > E$ der Fall $w_{\text{ext}} < 0$ möglich würde, was aber ein Widerspruch ist. $A < E$ bedeutet aber auch $a > \underline{\lambda}_{kl}$, woraus sich im dritten Gültigkeitsbereich eine Aussage über den Verlauf der Raumkondensation im R_3 selbst ablesen läßt. Für $\tau \rightarrow 0$ wird $\lim_{\tau \rightarrow 0} \mu; n = r$ und dies bedeutet in (79) einge-

setzt für hinreichend große Werte r den Verlauf

$[3]_{kl}^i; n \rightarrow \psi \sim e^{\underline{\lambda}_{kl}r} \left(\frac{1}{2} \sqrt{\frac{1+b}{1-b}} (e^{\lambda r} - b)^2 \right)^{-a/(2\lambda)} \approx \exp(\underline{\lambda}_{kl} - a)r =$

$= e^{-\alpha r}$ mit $\alpha > 0$, weil $e^{\lambda r} \gg b$ und erst recht $e^{\lambda r} \gg 1$ in diesem

Approximationsbereich wird. Die Raumkondensation erscheint also im R_3 als ein exponentiell steil abklingendes Strukturfeld, dessen Eigenschaften sich mit denen eines Nahwirkungsfeldes decken, was durch

$$[3]_{kl}^i; n \rightarrow \psi(r) \sim e^{-\alpha r}, \quad \alpha > 0 \quad (79b)$$

zum Ausdruck gebracht wird. Hierbei handelt es sich offenbar um den Übergang der Internstruktur des komplexen Kondensorterms in den leeren R_3 , und zwar im dritten (also infinitesimalen) Gültigkeitsbereich $\tau \rightarrow 0$. Die Beziehung (79b) gilt offensichtlich auch in der Nähe der oberen Grenze des zweiten Gültigkeitsbereiches bei hinreichend hohen Metronziffern ν bezogen auf $\nu = 1$ des Korrelationszentrums als Bezugsbereich der komplexen Kondensation. In diesem Fall wird dann allerdings $r = r(\nu)$ wegen $\tau > 0$, während $\delta r(\nu) \rightarrow \beta = \text{const} > 0$ zu setzen ist, weil der metrische Deformationsfaktor metronischer R_3 -Zellen beim Übergang vom zweiten in den dritten Gültigkeitsbereich praktisch nicht mehr wirkt, so daß in sehr guter Näherung lineare Verhältnisse (gekennzeichnet durch den konstanten Faktor β) vorliegen. Die Beziehung (79b) ist daher zweckmäßig durch

$$r = r(\nu), \quad \delta r \rightarrow \beta = \text{const} > 0 \quad (79c)$$

zu ergänzen.

Im Gegensatz zur stufenfreien Raumkondensation bilden alle imaginären Struktureinheiten Kondensationsstufen. In Analogie zu [3] bilden die imaginären Kondensationen die Klassen [1] sowie [2] und [1,2], doch erscheinen diese Kondensationsstufen auch dann, wenn es sich um komplexe Größen handelt, also, wenn die reelle Struktureinheit ${}^2\bar{\kappa}_{(3)}$ mitwirkt. Demnach werden die stufenbildenden Kondensationsklassen durch die drei weiteren komplexen Klassen [1,3] sowie [2,3] und [1,2,3] ergänzt. Nach Gleichung (62) ist der Verlauf aller dieser Fremdfeldselektoren exponentiell. Zur Kürzung sollen die laufende, jeweilige Kondensorsignatur einer Größe durch $A_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} = \underline{A}$ ge-

kennzeichnet und die Komponentenindizierungen fortgelassen werden. Der tatsächliche funktionelle Verlauf für die einzelnen Kondensationstypen $(a, b, c, d) \triangleq x$, wird dann durch die Funktionalselektoren

$$F_{\alpha\beta\gamma}(x) = (\underline{A}_{kl}^i)^{-1} \left(\left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]_0^0 + \underline{Q}_m^i \left[\begin{smallmatrix} m \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]_0^0 \right) = \exp \left(\underline{\lambda} V - \underline{c}_s \mathbf{S} \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]; () \delta V \right).$$

beschrieben, wenn es sich um die Kondensorklasse $[\alpha\beta\gamma]$ im hermetrischen Aggregat V und der Hermetrieform x handelt. Mit den Linear-

aggregaten $\underline{c}_s \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ l \end{smallmatrix} \right] = \underline{a} \psi_{kl} = \underline{a} (E - e^{-\lambda V})^{-1}$ kann für jeden Herme-

triegrad das Metronintegral ausgeführt werden. Gilt nämlich für $\square$ ein höherer Hermetriegrad als für die jeweilige Lösung (63), so daß $\square(Q)$ mit $Q = P + V$ in $F_{\alpha\beta\gamma}(x)$ gesetzt werden kann, dann folgt für das im Exponenten stehende Metronintegral

$$\begin{aligned} \underline{c}_s \mathbf{S} \left[\begin{smallmatrix} s \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]; () \delta V &= \underline{a} \mathbf{S} \psi_{kl}; () \delta V = \frac{\underline{a}}{\lambda} \mathbf{S} (E - \\ &- e^{-\lambda Q})^{-1} \delta(\lambda V) = \frac{\underline{a}}{\lambda} \ln(e^{\lambda V} - e^{-\lambda P}) + \text{const} = \ln \left(\frac{e^{\lambda V} - e^{-\lambda P}}{E - e^{-\lambda P}} \right)^{\underline{a}}, \end{aligned}$$

weil δ sich immer als partielles Metrondifferential auf die Hermetrie von V der synmetronischen Partiallösung bezieht und der Beginn der metronischen Integration stets bei $V; (n-1)$ mit $n=1$ liegt, was aber $V; 0 = 0$ bedeutet. Außerdem erweist sich nach Gleichung (63) immer $\underline{a}/\lambda = \underline{a}$, wenn $Q = V$ mit dem Kompositionsfeld übereinstimmt. Nach diesem allgemeinen Schema können die stufenbildenden Kondensationsklassen der möglichen Typen einzeln analysiert werden. Zur Kürzung sollen zu diesem Zweck die reellen Aggregate

$$\mu = \sqrt{\tau} \sum_{k=1}^3 ()_k, \text{ sowie } z = \sqrt{\tau} ()_4 \text{ und } T = \sqrt{\tau} (()_5 + ()_6)$$

zur Anwendung kommen. Für die Gravitonen und latenten Terme, also die (x_5, x_6) -Selbstkondensationen gibt es im 2. Bereich nur die eine Möglichkeit $F_1(a) = (E - e^{-i\lambda T})^{-\underline{a}}$, während sich für die Photonen als Zeitkondensationen vom imaginären Typ b drei Möglichkeiten

$$\text{ergeben, nämlich } F_1(b) = e^{i\lambda T} \left(\frac{e^{i\lambda T} - e^{-i\lambda z}}{E - e^{-i\lambda z}} \right)^{-\underline{a}} \text{ und}$$

$F_2(b) = e^{i\lambda z} \left(\frac{e^{i\lambda z} - e^{-i\lambda T}}{E - e^{-i\lambda T}} \right)^{-\alpha}$, während nur für

$F_{1,2}(b) = [E - \exp\{-i\lambda(T - z)\}]^{-\alpha}$ die Gleichung (63) gilt. Die Klasse [1, 2, 3] existiert im Fall der imaginären Kondensationstypen a und b nicht. Für den Typ c neutraler ponderabler Korpuskeln als komplexe Raumkondensationen gibt es nur eine imaginäre Form

$F_1(c) = e^{i\lambda T} \left(\frac{e^{i\lambda T} - e^{-\lambda\mu}}{E - e^{-\lambda\mu}} \right)^{-\alpha}$, während für

$F_{1,3}(c) = [E - \exp\{-\lambda(\mu + iT)\}]^{-\alpha}$ wieder (63) gilt. Es verbleiben noch die Möglichkeiten des Typs d , also der ponderablen geladenen Korpuskeln als komplexe Raumzeitkondensationen zu untersuchen. Hier treten alle sechs Klassen von Kondensationsmöglichkeiten auf und zwar liefert die Ausführung der kompositiven Metronintegrale

$F_\alpha(d) = e^{\lambda q_\alpha} \left(\frac{e^{\lambda q_\alpha} - e^{-\lambda z_\alpha}}{E - e^{-\lambda z_\alpha}} \right)^{-\alpha}$, wenn $\alpha = 1$ mit $q_\alpha = iT$, $z_\alpha = \mu - iz$

oder $\alpha = 2$ mit $q_\alpha = iz$, $z_\alpha = \mu + iT$, beziehungsweise $\alpha = (1, 2)$ mit $q_\alpha = i(z + T)$, $z_\alpha = \mu$ ist. $\alpha = 1$ und $\alpha = 2$ liefert hier keinen Kondensorfluß. Die komplexen Strukturen sind dagegen durch

$F_{1,3}(d) = e^{\lambda(\mu + iT)} \left(\frac{e^{\lambda(\mu + iT)} - e^{-i\lambda z}}{E - e^{-i\lambda z}} \right)^{-\alpha}$ und

$F_{2,3}(d) = e^{\lambda(\mu + iz)} \left(\frac{e^{\lambda(\mu + iz)} - e^{-i\lambda T}}{E - e^{-i\lambda T}} \right)^{-\alpha}$, während nur für die letzte

Klasse $F_{1,2,3}(d) = [E - \exp\{-\lambda(\mu + iz - iT)\}]^{-\alpha}$, also Gleichung (63) gilt. Damit sind aber alle Kondensorklassen der einzelnen Hermetrieformen explizit dargestellt worden, welche Kondensationsstufen ausbilden und somit im Gegensatz zu [3] zyklische Aggregate von Kondensorflüssen ermöglichen. Die Zyklizität dieser Kondensorflüsse ergibt sich wegen $e^{i\varphi} = \cos\varphi + i\sin\varphi$ aus dem Schwingungscharakter aller derjenigen Aggregate, die von den imaginären Gitterselektoren bestimmt werden; denn jeder periodische Prozess muß als Projektion eines zyklischen Vorganges aufgefaßt werden.

Aus den zwölf Kondensorsystemen F für die vier Hermetrieformen ergeben sich sämtliche Kondensormaxima aus $\delta F = 0$ zu N^+ , weil hier die Korrelation zum Minimum, also ebenfalls extremal wird. Das Kopplungsmaximum dagegen wird durch das Verschwinden der Kondensoren, also der Fremdfeldselektoren durch $F = 0$ bestimmt, woraus für seine jeweilige Lage N^- bestimmt werden kann. $N^\pm$ ist aufgrund des Baues der F durch die Abhängigkeit $N^\pm(\underline{\alpha}\underline{\lambda})$ von der Kondensorsignatur gekennzeichnet, doch wird dies, wenn die Bedingung $\underline{\lambda} = \underline{\alpha}\underline{\lambda}$ erfüllt ist, auf $N^\pm(\underline{\alpha})$ reduziert. Mithin werden die Kondensations- und Kopplungsextrema hinsichtlich ihrer Lage im R_6 (bezogen auf den 2. Gültigkeitsbereich) allein durch die Korrelations-exponenten der betreffenden Kondensorsignatur bestimmt. Wenn das jeweilige Kondensorsystem F neben der Existenz der $N^\pm$, also der Zyklizität auch die Bedingung der Feldaktivierung der Kondensorflüsse erfüllen, dann können für die vier Hermetrieformen die Kondensorflüsse $N_a^+(1)N_a^-$, $N_b^+(1)N_b^-$, $N_b^+(2)N_b^-$, $N_b^+(1,2)N_b^-$, $N_c^+(1)N_c^-$, $N_c^+(1,3)N_c^-$, $N_d^+(1,2)N_d^-$, $N_d^+(1,3)N_d^-$, $N_d^+(2,3)N_d^-$ und $N_d^+(1,2,3)N_d^-$ beschrieben werden, weil [1] und [2] im Typ d nur als $\begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}_+$ und $\begin{bmatrix} 2 & 2 \\ 2 & 2 \end{bmatrix}_+$, also ohne Korrelation auftreten und somit kei-

nen Kondensorfluß bilden können; denn N^- ist in diesem Fall nicht definiert. Da außerdem $N^\pm$ nur von den $\underline{\alpha}\underline{\lambda}$ abhängig ist und diese Exponenten sich bei Permutationen der jeweiligen Indizes einer Kondensorsignatur nur um Proportionalitätsfaktoren unterscheiden, kommt es zu den folgenden Entsprechungen der Kondensorflüsse $N_a^+(1)N_a^- \equiv N_b^+(1)N_b^- \equiv N_c^+(1)N_c^- \equiv A$, $N_b^+(2)N_b^- \equiv B$, $N_b^+(1,2)N_b^- \equiv N_d^+(1,2)N_d^- \equiv C$, $N_c^+(1,3)N_c^- \equiv N_d^+(1,3)N_d^- \equiv D$, sowie $N_d^+(2,3)N_d^- \equiv E$ und $N_d^+(1,2,3)N_d^- \equiv F$, so daß nur diese sechs Typen von Kondensorflüssen in den Kopplungsstrukturen der Hermetrieformen zu untersuchen sind.

Aus dieser Betrachtung ergeben sich einige allgemeine Konsequenzen hinsichtlich der möglichen Hermetrieformen. Zunächst folgt aus dem Übergang $C_0(\vec{v} = \vec{0}) \rightarrow C(\vec{v} \neq \vec{0})$ vom Ruhesystem C_0 nach C ,

welches mit $\vec{v}$ im R_3 bewegt wird, daß eine in C_0 ruhende Kondensation eine Beschleunigung $\vec{v} \neq \vec{0}$ während der Zeit des Überganges erfährt. Nach $\hat{C}$ aus II., 2. liegt aber im System C hinsichtlich C_0 eine komplexe Drehung vor, welche mit $\vec{v}$ anwächst. Aufgrund dieser Drehungsänderung wird aber die Bedingung (77) zeitlich stetig gestört und immer wieder neu eingestellt, derart, daß das System der $\bar{\lambda}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ der Kondensation stets der Beschleunigung $\vec{v} \neq \vec{0}$ als Ursache der zeitlichen Änderung der komplexen Drehung einen Widerstand entgegenstellt, der als Kräheitswiderstand den Begriff der Masse definiert. Alle Hermetrieformen müssen sich also träge verhalten gegen Bewegungsänderungen im R_3 , weil das Orthogonalitätsprinzip der $\bar{\lambda}$ bzw. $\bar{\lambda}$ in bezug auf die jeweilige Projektion des Vektors von w grundsätzlich erfüllt ist. Alle Kondensationstypen sind die Quellen von Gravitationsfeldern, weil der Kondensor $\begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}_+$ jedem Typ eigen ist. Ponderabel sind nur die Kondensationstypen c und d , weil das reelle Kondensorsystem [3] nur diese Typen bestimmt, so daß a und b imponderabel sind. Infolge dieser Kondensortheorie ist also zwischen den Begriffen Trägheit, Gravitation und Ponderabilität zu unterscheiden. Das Äquivalenzprinzip zwischen Trägheit und Gravitation gilt nur insofern, als beide Eigenschaften allen Hermetrieformen gleichermaßen zukommen. Dies wird besonders deutlich, wenn man die Partialstrukturen $\bar{\lambda}$ und ihre integrale Komposition zum Term $\bar{\lambda}$ betrachtet. Für alle Hermetrieformen x gilt uneingeschränkt das Trägheitsprinzip (77) der $\bar{\lambda}(x)$, und zugleich werden alle diese Terme von $\begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}$ bzw. $\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}$ begleitet. Diese Strukturen erscheinen aber bei ihrer Projektion in den R_3 immer als gravitative Feldstruktur (11) dieses Raumes, so daß für die $\bar{\lambda}$ die Eigenschaften der Trägheit und der Gravitation in sämtlichen Hermetrieformen als einander äquivalent erscheinen. Wird dagegen die interne Partialstruktur $\bar{\lambda}(x)$ eines solchen kompositiven Terms $\bar{\lambda}(x)$ betrachtet, dann erscheinen die Begriffe der Trägheit und der Gravitation als strukturell völlig verschiedene Phänomene. Dies bedeutet aber, daß das Äquivalenzprinzip von Trägheit und Gravitation zwar für die

kompositiven $\bar{\lambda}$ uneingeschränkt gilt, nicht aber für die zur Komposition kommenden internen Partialstrukturen $\bar{\lambda}$ eines solchen kompositiven Kondensorterms. Auch wird klar, wie die Kondensorflüsse A bis F die Hermetrieformen bestimmen. So wird a nur durch den (x_5, x_6) -Kondensorfluß A aufgebaut, der als Gravitonensystem erscheinen kann. Die als Photon interpretierte Kondensation b besteht dagegen aus den Zeitstrukturen B , welche von A begleitet werden und einem Kondensorfluß C aus einer photonisch-gravitonischen Kopplung. Die durch [3] ponderable Struktur c wird dagegen durch die gravitonischen Kondensorflüsse A und die Flüsse einer gravitonisch-räumlichen Kopplung D bestimmt, was als neutrale Elementarkorpuskel zu interpretieren ist. Die als elektrisch geladene Korpuskeln interpretierbaren Formen des Typs d werden nicht nur durch die photonischen und räumlichen Kondensorflüsse B , C und D bestimmt, sondern noch durch die Kondensorflüsse E einer photonisch-räumlichen und F einer gravitonisch-photonisch-räumlichen Kopplung, wobei E und F die den Typ d bestimmenden Eigenschaften der elektrischen Ladung ausmachen müssen. Die photonischen Bestimmungsstücke aus d müssen dagegen das mit dieser Ladung gekoppelte elektrostatische Feld beschreiben, welches als Sonderfall des Photons aufzufassen ist, wenn A fehlt. Der Charakter der Raumkondensation von d wird durch das Auftreten von D (wie in c) sowie E und F und die Ponderabilität durch [3] verursacht. Wird dieser Sachverhalt berücksichtigt, dann liefert (77) eine vertiefte Auffassung des Ponderabilitätskriteriums [3]. Wenn nämlich ${}^2\bar{\kappa}_{(3)}$ die Signatur eines Kondensorsystems mitbestimmt, dann erscheint diese Signatur auch in den Eigenwerten der Kondensationsstufen. Die durch die Signatur (3) gekennzeichneten $\bar{\lambda}$ liegen aber in $s_{(1)} \equiv R_3$ in welchem $\vec{v} \neq \vec{0}$ möglich wird. Wenn es also in diesem Fall zu keiner inneren Strukturänderung kommt, dann wird (77) durch $\bar{\lambda} \perp \vec{v}$ erfüllt, was $\vec{v} \neq \vec{0}$ und $0 \leq v < c$ nach $\hat{C}$ für $\hat{e} = \hat{\eta} = 0$ ermöglicht, was aber das Kriterium der Ponderabilität der Formen c und d ist. Im Fall a oder b fehlt dagegen die Signatur (3) in $\bar{\lambda}$, so daß hier (77) allein durch $\bar{\lambda} \perp \vec{w}$ erfüllt wird, so daß für diese Hermetrieformen das Geschwindigkeitsintervall aus $\hat{C}$

als Ponderabilitätskriterium nicht existiert. Auf diese Weise wird das Charakteristikum der Ponderabilität wegen (77) allein durch [3] bestimmt. Neben diesen zu Kondensorflüssen führenden Korrelationssystemen gehören zu jeder Hermetrieform noch die durch eine einzige

Indizierung bestimmten korrelationsfreien Kondensoren $\left[\begin{smallmatrix} \nu & \nu \\ \nu & \nu \end{smallmatrix} \right]_+$ mit

$1 \leq \nu \leq 3$, welche zwar mit Ausnahme von $\nu = 3$ Kondensationsstufen bilden, aber kein Flußaggregat erzeugen, weil das Kopplungsmaximum als Kondensorminimum nicht gegeben und somit die Existenzbedingung des Kondensorflusses wegen dieser fehlenden Kondensorsenke nicht erfüllt ist. Dem Typ a ist nur $\lambda = 1$, aber den Typen b und c noch $\lambda = 2$ bzw. $\lambda = 3$ und dem Typ d sind $1 \leq \lambda \leq 3$ überlagert, wodurch der jeweilige Hermetriecharakter bestimmt wird.

Alle diese Kondensationstypen werden also durch nur sechs Klassen stereoisomerer Flußaggregate bestimmt, nämlich $A(1)$, $B(2)$, $C(1,2)$, $D(1,3)$, $E(2,3)$ und $F(1,2,3)$, wenn die Indizierungen der Struktureinheiten aus den Kondensorsignaturen angegeben werden. Die Flußklassen ab C beschreiben eindeutig die inneren Korrelationen der Struktureinheiten (Gitterkerne), welche die zyklischen Kondensorflüsse und ihre Superposition zum Kompositionsfeld unter Wahrung der Kompressoriosostasie ermöglicht; denn ab C liegen mindestens zwei verschiedene Gitterkernindizierungen vor.

Die zugelassenen Kondensorflüsse $N^+(\alpha, \beta, \gamma)N^- \equiv (A \dots F)$ im R_6 laufen also zyklisch zwischen dem Kopplungsmaximum N^- sowie dem Kondensormaximum N^+ und werden in ihrem funktionellen Verlauf durch die $F_{\alpha\beta\gamma}(x)$ wiedergegeben. Da $F_1(d)$ und $F_2(d)$ nicht zur Ausbildung von Kondensorflüssen fähig sind, gelten die Entsprechungen $(F_1(a), F_1(b), F_1(c)) \triangleq A(1)$ für gravitonische, $F_2(b) \triangleq B(2)$ für photonische, $(F_{1,2}(b), F_{1,2}(d)) \triangleq C(1,2)$ für gravitonisch-photonische, $(F_{1,3}(c), F_{1,3}(d)) \triangleq D(1,3)$ für gravitonisch-räumliche sowie $F_{2,3}(d) \triangleq E(2,3)$ für photonisch-räumliche und $F_{1,2,3}(d) \triangleq F(1,2,3)$ für räumlich-photonisch-gravitonische Kondensorflüsse. Da die explizite Darstellung der $F_{\alpha\beta\gamma}(x)$ wegen $S \left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ l \end{smallmatrix} \right]; () \delta V$ im zweiten metroni-

schen Gültigkeitsbereich erfolgte, und hier stets $\underline{\lambda} = \underline{\alpha}\lambda$ durch den jeweiligen Korrelationsexponenten und die kompositiven Stufen λ ausdrückbar ist, können die Kondensorflüsse A bis F explizit in diesem Gültigkeitsbereich angegeben werden. Es handelt sich offensichtlich bei A bis F um prototypische Grundverläufe, die jedes Flußaggregat aufbauen. Ein derartiger prototypischer **Grundflußverlauf** soll daher als **Flukton** bezeichnet werden. Wegen $\underline{\lambda} = \underline{\alpha}\lambda$ folgt also für die im R_6 möglichen sechs Fluktonen, wenn an P nur die Kürzung $\underline{P} = P_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)}$ demonstriert wird, das System (im zweiten Gültigkeitsbereich)

$$\begin{aligned}
 \underline{\lambda} &= \underline{\alpha}\lambda, & P_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} &= \underline{P} & A(1) &= [E - \exp\{-\lambda(iT + \\
 & & & & + i\delta_{xb}Z + \delta_{xc}\mu)\}]^{-\underline{\alpha}}(E - \delta_{xb}e^{-i\lambda Z} - \delta_{xc}e^{-\lambda\mu})^{\underline{\alpha}}, \\
 B(2) &= [E - \exp\{-i\lambda(Z + T)\}]^{-\underline{\alpha}}(E - e^{i\lambda Z})^{\underline{\alpha}}, \\
 C(1,2) &= [E - \exp\{-\lambda(iT + iZ + \delta_{xd}\mu)\}]^{-\underline{\alpha}}(E - \delta_{xd}e^{-\lambda\mu})^{\underline{\alpha}}, \\
 D(1,3) &= [E - \exp\{-\lambda(\mu + iT + i\delta_{xd}Z)\}]^{-\underline{\alpha}}(E - \delta_{xd}e^{-i\lambda Z})^{\underline{\alpha}}, \\
 E(2,3) &= [E - \exp\{-\lambda(\mu + iZ + iT)\}]^{-\underline{\alpha}}(E - e^{-i\lambda T})^{\underline{\alpha}}, \\
 F(1,2,3) &= [E - \exp\{-\lambda(\mu + iT + iZ)\}]^{-\underline{\alpha}}, \\
 \mu &= \sqrt{\tau} \sum_{k=1}^3 ()_k, & Z &= \sqrt{\tau} ()_4, \\
 T &= \sqrt{\tau} (()_5 + ()_6), & x &\triangleq (a, b, c, d)
 \end{aligned} \tag{80},$$

wenn x die jeweilige Hermetrieform a, b, c oder d angibt. Aus diesen Fluktonen werden sämtliche Flußaggregate der Kopplungsstrukturen und aller ihrer Enantiostereoisomeren aufgebaut.

Ein jedes Flukton umfaßt eine Schar elementarer Grundflüsse vom jeweiligen Scharparameter $\underline{\alpha}$ des Fluktons; denn dieser Korrelations-exponent ist der einzige Parameter, welcher ein Flukton bestimmt, während λ als kompositive Stufe den Grundflußparameter innerhalb des Fluktons im zweiten Gültigkeitsbereich kennzeichnet. Dieser Sach-verhalt wiederum bedingt das Auftreten einer **Signaturisomerie**. Zwar wird jede Kopplungsgruppe einer Kopplungsstruktur aus VI., 4. durch

nur ein Flukton beschrieben, doch werden hierdurch mehrere Grundflüsse erfaßt, welche sich durch α hinsichtlich der Signaturpermutationen unterscheiden. Diese Signaturisomerie der Grundflüsse, also das Auftreten mehrerer Kondensoren in den Klassen einer Kopplungsgruppe geht zwangsläufig darauf zurück, daß höchstens drei Struktureinheiten korrelieren, aber stets vier Kondensorsignaturen gegeben sind. Nach Gleichung (76) bis Gleichung (76b) gibt es wiederum zu jedem System dieser signaturisomeren Grundflüsse ein System enantiostereoisomerer Flußaggregate $F_\nu = \binom{\alpha\beta}{\kappa\lambda} F(q_j)_1^\nu \omega$ zyklischer Kondensorflüsse hinsichtlich der Systeme q_j von Kondensorquellen und -senken, woraus hervorgeht, daß im allgemeinen die Zahl N der Elemente eines Systems signaturisomerer Grundflüsse sehr hoch liegen kann. Sind dagegen diese Kondensorflüsse in ihrer Morphologie identisch, dann wird N allein durch die Permutationsmöglichkeiten der betreffenden Kondensorsignatur bestimmt.

Handelt es sich um eine allgemeine Hermetrieform $x \triangleq (a, b, c, d)$ im R_6 derart, daß der Korrelator $\hat{\gamma}_{(x)} = ({}^2\bar{\gamma}_{(\mu\nu)})_3$ als Folge der Einwirkung eines Sieboperators über $n \leq 9$ verschiedene Elemente verfügt, welche sich von ${}^2\bar{E}$ unterscheiden, dann können aus diesen Elementen insgesamt n^2 Kondensoren gebildet werden, von denen $Z = n(n-1)$ in Basis- und Kontrasignatur unterschiedlich sind, und somit Korrela-

tionen beschreiben. Die übrigen n haben dann die Form $\left[\begin{smallmatrix} \alpha\beta \\ -+ \\ \alpha\beta \end{smallmatrix} \right]_+$ für

welche es keine Korrelation, und damit keine Kondensorflüsse gibt. Diese Kondensoren, welche nicht zur Ausbildung von Flußaggregaten fähig sind, bilden jedoch metronische Kondensationsstufen, beziehungsweise für $\alpha = \beta = 3$ das nicht in metrischen Stufen auftretende Nahwirkungsfeld der Raumkondensation aus. Diese Kondensationen ohne Kondensorflüsse umschließen jedoch die Flußaggregate und sollen daher als Schirmfelder bezeichnet werden. Es gibt hier zunächst die **singulären Schirmfelder** $\alpha = \beta$, welche die **Hermetriecharakteristik** umfassen, während die Schirmfelder $\alpha \neq \beta$ als **korrelative Schirmfelder**

bezeichnet werden sollen. Nach dieser Definition wäre das nicht in Kondensationsstufen auftretende Kondensorquartett $[3]$ zusammengesetzt aus den singulären Pseudofeldern $\begin{bmatrix} 3 & 3 \\ 3 & 3 \end{bmatrix}$ und $\begin{bmatrix} 3 \\ 3 \end{bmatrix}$, sowie den pseudokorrelativen Schirmfeldern $\begin{bmatrix} 3 \\ 3 & 3 \end{bmatrix}$ und $\begin{bmatrix} 3 & 3 \\ 3 & 3 \end{bmatrix}$, welche jedoch nur wegen der Kondensationsstufenfreiheit insgesamt den Charakter eines die Flußaggregate der Kopplungsstruktur umhüllenden Feldes quantisierter Raumverdichtung $[3]$ haben. Nach (79) erfolgt die Quantisierung des stets die Ponderabilität bestimmenden umhüllenden Nahwirkungsfeldes durch das Aggregat T imaginärer Gitterselektoren. Wegen dieses Pseudoschirmfeldcharakters ohne Kondensationsstufen und der Eigenschaft (79) werde $[3]$ im Rahmen einer begrifflichen Verfeinerung als **Straton** bezeichnet, weil es sich um eine die Kondensationsstufen umhüllende (also «aufgelegte») Einheit eines R_3 -Strukturfeldes handelt. Ein solches Straton ist also als ein kondensationsstufenfreies Pseudoschirmfeld einer R_3 -Verdichtung definiert.

Nach dieser Untersuchung der zur Korrelation fähigen Fluktonen und der flußfreien Schirmfelder ist die Beziehung (80) zu ergänzen durch

$$\begin{aligned} \hat{\gamma}_{(x)} &= ({}^2\overline{\gamma}_{(\mu\nu)})_3, & n({}^2\overline{\gamma}_{(\mu\nu)} \neq {}^2\overline{E}) &\leq 9, \\ Z &= n(n-1) \end{aligned} \quad (80a).$$

Die n singulären und korrelativen Schirmfelder, bzw. das Straton umschließen die Flußaggregate der betreffenden Kopplungsstruktur, deren Kopplungsgruppen (Fluktonen nach (80)) mit signaturisomeren Grundflüssen identisch sind, wobei jeder Grundfluß durch ein enantio-stereoisomeres Flußaggregat elementarer Kondensorflüsse der betreffenden Kopplungsstruktur spiegelsymmetrisch ergänzt wird. Für die einzelnen Hermetrieformen gibt es dabei die folgende Verteilung: Im Fall $x \triangleq a$ ist $n = 2$, das heißt, es gibt zwei singuläre Schirmfelder und $Z = 2$ mögliche Kondensorflüsse. Bei $x \triangleq b$, beziehungsweise $x \triangleq c$ wird $n = 6$, und von diesen Schirmfeldern sind vier singulär und

zwei korrelativ, wobei im Fall $x \triangleq c$ vier Stratonen auftreten. Doch gibt es $Z = 30$ Kondensorflüsse in der Kopplungsstruktur. Für $x \triangleq d$ dagegen sind $n = 9$ Schirmfelder (davon ein Straton), nämlich drei singuläre und sechs korrelative gegeben, welche $Z = 72$ gekoppelte Kondensorflüsse umschließen.

Die zu (79) und (80) führende Untersuchung erfolgte im 2. metronischen Gültigkeitsbereich hoher Metronenziffern, der dadurch gekennzeichnet ist, daß die Korrelation zwischen Basis- und Kontrasignatur eines Kondensors allein durch $\underline{\alpha} \neq 1$ bestimmt wird. Jedes Flukton aus (80) besteht aus einer Serie signaturisomerer Grundflüsse, die als ausgeartet korrelationsfrei mit $\underline{\alpha} = 1$ aufgefaßt werden können, also wenn Basis- und Kontrasignatur identisch sind. Solche ausgearteten Grundflüsse können aber wegen der Korrelationsfreiheit nicht mehr als zyklische Kondensorflüsse, sondern nur noch als Schirmfelder singulärer oder korrelativer Art erscheinen. $\underline{\alpha} = 1$ in (80) führt also tatsächlich

gemäß $(A \dots E)_{\underline{\alpha}=1} \equiv \begin{bmatrix} \alpha\beta \\ \alpha\beta \end{bmatrix}$ zu den Schirmfeldern, während F mit dem synmetronischen linearen Kondensoraggregat $\underline{\psi} = (\psi)^{\underline{\alpha}}$ identisch ist, weil hier drei Struktureinheiten korrelieren. Aus diesem Grund kann aus F kein Schirmfeld hergeleitet werden, was für F in Analogie zum Begriff des Stratons die Bezeichnung **Weltflukton** nahelegt, weil F in allen Struktureinheiten und damit auch in sämtlichen Unterräumen des R_6 existiert. Das noch fehlende Schirmfeld ist durch die nicht in metronischen Kondensationsstufen auftretende diskriminantenhafte Raumverdichtung [3], also das Straton nach (79) gegeben, welches ein exponentiell abklingendes Nahwirkungsfeld des R_3 im 3. Gültigkeitsbereich (79b) beschreibt. Nach der Beziehung

$$(A \dots E)_{\underline{\alpha}=1} \equiv \begin{bmatrix} \alpha\beta \\ \alpha\beta \end{bmatrix} \quad (81)$$

und Ergänzung durch (79) sind also die Begriffe Schirmfeld und Flukton ineinander überführbar. Bei beiden Begriffen handelt es sich nur um verschiedene Zustände des gleichen Phänomens synmetronischer Strukturkondensationen, welche demnach als Urgestalten der Weltar-

chitektur aufgefaßt werden müssen. Diese **Prototropen** sind zwar metrischer, aber nicht materieller Natur; denn die materiellen Eigenschaften der Terme von (27) entstehen erst als Folge einer Korrelation solcher Prototropen; wie z. B. die Eigenschaft (77). Da die Prototrope als Oberbegriff von Flukton, Straton und Schirmfeld auftritt, erscheint eine einheitliche Symbolisierung sinnvoll. Im folgenden werden die fluktonenhaften Prototropen aus (80) symbolisiert durch $(E...F) \triangleq (- (1...6))$, während für die Schirmfeldprototropen $(A...E)_{\alpha=1} \triangleq (+ (1...5))$ und $[3] \triangleq (+7)$ gelten soll. Für die Prototropen ist also die Symbolschrift

$$\begin{aligned} (A...F) &\triangleq (- (1...6)), & (A...E)_{\alpha=1} &\triangleq (+ (1...5)), \\ [3] &\triangleq (+7) \end{aligned} \quad (82)$$

für die folgende Untersuchung verbindlich.

Ein System signaturisomerer Grundflüsse bildet ein Flukton und hieraus wird sofort evident, daß zu jedem Flukton $(-k)$ in einem Unterraum des R_6 für $1 \leq k \leq 5$ jeweils zwei zu Schirmfeldern ausgeartete Grundflüsse gehören, so daß für $k \leq 5$ die $(-k)$ stets in Verbindung mit den Schirmfeldern $(+k)$ in den betreffenden Unterräumen auftreten, weil die Grundflüsse als Flüsse metrischer Struktur dynamisch aufgefaßt werden müssen, und Schirmfelder wegen der Identität von Basis und Kontrasignatur statischer Natur sind. Diese $(+k)$ umschließen offenbar als synmetronische Kondensationsstufen die $(-k)$, so daß die Prototropen $k \leq 5$ bereits einfachste Struktursysteme $(\pm k)$ bilden. Ein solches einfachstes synmetronisches System $(\pm k)$ soll im folgenden als **Protosimplex** bezeichnet werden. Von diesen Protosimplexen kann es also nur fünf Arten geben; denn zum Weltflukton (-6) gibt es kein Schirmfeld und zu $(+7)$ kein Flukton. Die Kopplungsstrukturen aus VI., 4. für die möglichen Hermetrieformen a bis d liefern Schemata aus Kopplungsgruppen, welche Kondensorbrücken sowie Verteilungen von Kondensorquellen und Kondensor-senken definieren. Die hieraus resultierenden zyklischen Kondensorflüsse können aber nur in den Protosimplexen

$$p_k = (\pm k), \quad 1 \leq k \leq 5 \quad (82a)$$

und in (-6) enthalten sein, während $(+7)$ als Straton die Ponderabilität der komplexen Hermetrieformen c und d bestimmt. Es muß also ein Konjunktionsgesetz der Protosimplexe existieren, welches eine Konjunktion der Fluktonen impliziert und von der jeweiligen Kopplungsstruktur bestimmt wird. Mithin werden der Kopplungsstruktur entsprechend die Protosimplexe zu einem **Prototropenkombinat** verbunden, dessen synmetronische Kondensationsstufen zu dem metaphorisch mosaikartigen Muster komponieren, als welches die kompositiven Kondensationsstufen erscheinen.

Mit den in (82) und (82a) ausgedrückten Begriffen der Prototropen und des Protosimplex wird eine außerordentlich einfache synmetronische Beschreibung der vier kompositiven Hermetrieformen hinsichtlich ihrer Kopplungsstrukturen und Schirmfeldverteilungen möglich. Die Selbstkondensation $x \triangleq a$ erscheint als Trans-Protosimplex $(\pm 1)_a$, wenn sich «Trans» auf den R_4 -Unterraum bezieht, die photonische Zeitkondensation $x \triangleq b$ dagegen als Triade von Protosimplexen $(\pm(123))_b$, während für die Raumkondensationen $x \triangleq c$ der Neutrokorpuskeln $(\pm(14))_c(+7)_c$ neben den Protosimplexen das Stratonensystem der Ponderabilität auftritt. Die synmetronische Prototropenstruktur der Raumzeitkondensation $x \triangleq d$ elektrisch geladener Korpuskeln $(+(127))_d(\pm(345))_d(-6)_d$ verfügt über eine Schirmfeldtriade (singulär), eine Protosimplextriade (mit korrelativen Schirmfeldern) und das Weltflukton aller drei Struktureinheiten.

Da jedes Flukton aus signaturisomeren Grundflüssen besteht, von denen jeder wiederum durch eine Serie enantiostereoisomerer Flußaggregate dargestellt wird (mit jeweils zwei Orientierungsmöglichkeiten des Kondensorspins), ist das Flukton durch eine die Signaturisomerie kennzeichnende Zahl von N begrifflich verschiedenen Elementen bestimmt, welche stets Flußaggregate (im betreffenden Definitionsbereich des Fluktons als R_6 -Unterraum) der Kopplungsstruktur sind. In einer solchen fluktonischen Korrelation signaturisomerer Grundflüsse verfügt jedes der N Flußaggregate über eine Einstellung des

Kondensorspins, welche von einer der beiden möglichen Einstellungen realisiert ist, so daß aus $N > 1$ aller Flußaggregate der Grundflüsse die Zahl Z_N der möglichen Spinisomeren des betreffenden Fluktions ermittelt werden kann. Liegt die Stereoisomerie der N Grundflüsse bezogen auf das Schirmfeldsystem des betreffenden Protosimplexes fest, dann müßte sich für $N = 1$ die doppelte Spineinstellung $Z_1 = 2$ ergeben. Für $N = 2$ wird dann $Z_2 = 2 \cdot 1 \cdot 2 = 4$ und für $N = 3$ ist $Z_3 = 2 \cdot 2 \cdot 1 \cdot 2 \cdot 3 = 24$ völlig evident. Der vollständige Induktionsschluß liefert dann für beliebige $N > 3$ das zahlentheoretische Gesetz $Z_N = 2^{N-1} \cdot N!$ möglicher Spinisomeren des Fluktions. Da sich alle Grundflüsse des Fluktions in ihren signaturisomeren Korrelationsexponenten und stereoisomeren Flußaggregaten unterscheiden, wird das Flukton aus N begrifflich verschiedenen Elementen aufgebaut, für welche (wiederum auf das Schirmfeld bezogen) $N!$ Permutationsmöglichkeiten existieren. Diese $N!$ Permutationen können aber nur verschiedene Relativlagen der Grundflüsse im Definitionsbereich des betreffenden Fluktions sein. Dies bedeutet aber, daß die $N!$ Permutationen die möglichen Stereoisomeren des Fluktions hinsichtlich des Schirmfeldsystems sind. Bezeichnet S_N die Zahl der möglichen Stereoisomeren, dann gilt also $S_N = N!$ und $Z_N = 2^{N-1} \cdot S_N$ für die Zahl der Spinisomeren. Nun gibt es aber zu jeder der $N!$ stereoisomeren Grundflußkombinationen jeweils Z_N Spinisomeren, so daß es für das betreffende Flukton $E_N = Z_N \cdot S_N$ Enantiostereoisomere geben muß. Hier erscheint der Begriff der Enantiostereoisomerie eines Fluktions besonders sinnvoll, weil es zu jeder fluktonischen Isomerie hinsichtlich des gesamten Kondensorspins (+) aller Grundflüsse immer ein spiegelsymmetrisches Spinsystem (–) geben muß, welches bis auf die Spinorientierung mit (+) identisch ist. Hier bedeuten ($\pm$) lediglich Indizierungen der betreffenden Isomerie, wobei (–) Enantiomorphe zu (+) sei. Kennzeichnet $E_N^{(\pm)}$ die Zahl dieser enantiostereoisomeren Fluktionen, welche paarweise spiegelsymmetrisch auftreten, dann gilt $2E_N^{(\pm)} = E_N$. Die N signaturisomeren Grundflüsse eines Fluktions ermöglichen demnach hinsichtlich des zugehörigen Schirmfeldsystems S_N stereoisomere Anordnungen im Definitionsbereich des

betreffenden Protosimplex, welche von Z_N Spinisomeren überlagert werden. Auf diese Weise entstehen E_N enantiostereoisomere Fluktonen des Protosimplex derart, daß zu jeder Spinstruktur eine spiegelsymmetrische Antistruktur hinsichtlich des Kondensorspins existiert. Zusammengefaßt wird dieser Sachverhalt in

$$\begin{aligned} E_N^{(\pm)} &= 2^{N-2} \cdot (N!)^2, & Z_N &= 2^{N-1} \cdot N!, \\ S_N &= N! \end{aligned} \quad (83),$$

wodurch die Zahl aller überhaupt möglichen Isomeren eines aus N verschiedenen Grundflüssen aufgebauten Fluktons gegeben ist.

Da für die Schirmfelder keine Isomeren existieren, beschreibt (83) auch sämtliche Isomere eines vom Flukton bestimmten Protosimplex. Nach der im Vorangegangenen durchgeführten Beschreibung der Kopplungsstrukturen aller Hermetrieformen $x \triangleq (abcd)$ durch die $(\pm k)_x$ bleibt die Zahl $n(x)$ der Fluktonen eines jeden überhaupt möglichen Materiefeldquants x gemäß $n \leq 6$ beschränkt. Ist $1 \leq k \leq n \leq 6$ die laufende Indexziffer der zur Komposition kommenden Protosimplexe (mit dem Weltflukton), dann gibt es nach (83) für das Flukton k die Enantiostereoisomeren $E_k^{(\pm)} = 2^{N_k-2} \cdot (N_k!)^2$, wenn in k die ganze Zahl von N_k Grundflüssen korrelieren. Gibt es irgendein Konjunktionsgesetz, welches k mit $l \neq k$ symmetronisch komponiert, dann muß es wegen der $E_l^{(\pm)}$ Enantiostereoisomeren von l für die Komposition $E_k^{(\pm)} \cdot E_l^{(\pm)}$ isomere Strukturen geben. In einem beliebigen Materiefeldquant der Hermetrieform x korrelieren aber nach einem symmetronischen Kompositionsgesetz n Prototrope mit fluktonischer Charakteristik, so daß sich für die Zahl $N_x^{(\pm)}$ seiner Formen

$$N_x^{(\pm)} = \prod_{k=1}^n E_k^{(\pm)} = 2^y \cdot \prod_{k=1}^n (N_k!)^2 \quad \text{ergibt, wenn zur Kürzung}$$

$$y = \sum_{k=1}^n N_k - 2n \quad \text{gesetzt wird. Nach der Beziehung}$$

$$N_x^{(\pm)} = 2^y \cdot \prod_{k=1}^n (N_k!)^2, \quad y = \sum_{k=1}^n N_k - 2n,$$

$$n = n(x) \leq 6 \quad (83a)$$

gibt es also für jeden ponderablen Spektralterm aus (27) sowie für jeden imponderablen Term der Hermetrie $x \triangleq (a, b)$ derselben Beziehung (27) und (27a) eine im allgemeinen hohe Zahl von $N_x^{(\pm)}$ enantiostereoisomeren Strukturen, welche immer aus den Zahlen N_k signaturisomerer Flußaggregate der jeweiligen Kopplungsstruktur für die Hermetrieform $x \triangleq (a, b, c, d)$ ermittelt werden kann. Hierzu wird es jedoch notwendig diese N_k numerisch festzustellen. Auf jeden Fall werden die N_k von der Zahl signaturisomerer Grundflüsse im jeweiligen $(-k)$ bestimmt, doch ist zu jedem dieser Grundflüsse ein ganzes Spektrum morphologischer Komponenten denkbar, was N_k wesentlich erhöhen müßte. Tatsächlich werden aber die $(\pm k)_x$ von den $\bar{\lambda}$ der betreffenden x -Hermetrie allein bestimmt, und diese liegen als symmetronische Kondensationsstufen stets in diskreten Punktspektren, das heißt, es sind stets zahlentheoretische Funktionen ganzzahliger Indices. Dieser Sachverhalt schließt aber die Existenz morphologisch ähnlicher Grundflüsse aus, so daß N_k als Zahl der Signaturisomeren mit der Besetzung einer Kopplungsklasse, also den Permutationen der zu k gehörenden Kondensorsignaturen identisch wird. Dies hat aber zur Folge, daß die durch die Protosimplexe darstellbaren Kopplungsstrukturen der möglichen Hermetrieformen nur Schemata der allgemeinen prototropen Struktur dieser Hermetrieformen sind. Die (c, d) -Massenterme aus (27) sowie $x \triangleq (a, b)$ genügen zwar sämtlich diesen Schemata, doch werden sie hierdurch alleine noch nicht wiedergegeben. Tatsächlich gibt es zu jeder Hermetrie nach (27) ein ganzes Termspektrum, was nur darauf zurückgehen kann, daß die $\bar{\lambda}$ im allgemeinen aus $n_x^{(k)} \geq 1$ Protosimplexen $(\pm k)_x$ aufgebaut sind. Es muß demnach der Begriff einer Protosimplexladung $Q_x^{(k)} = n_x^{(k)} (\pm k)_x$ zur

Beschreibung der realen Hermetrieterme definiert werden. Zweifellos gilt dann $\overline{\lambda} \triangleq Q_x^{(k)}$ für die synmetronischen Kondensationsstufen. Der Begriff dieser **Protosimplexladung** wird also beschrieben durch die Definition

$$Q_x^{(k)} = n_x^{(k)}(\pm k)_x \sim \overline{\lambda} \quad n_x^{(k)} \geq 1 \quad (83b)$$

die auf jeden Fall bei der Beschreibung der Spektralterme aller Hermetriestrukturen angewendet werden muß.

Zur Weiterführung der Analyse synmetronischer Korrelationen muß versucht werden, das Konjunktionsprinzip der Prototropen mit fluktonischer Charakteristik zu beschreiben; denn diese Konjunktion ist das eigentliche Korrelationsgesetz, welches die Komposition zu den Termen der jeweiligen Hermetrieformen bestimmt. Erst wenn eine Beschreibung dieses Konjunktionsprinzips bekannt ist, kann die korrelative Synmetronik der Terme von (27) hinsichtlich $x \triangleq (c, d)$, sowie diejenige der imponderablen Stufen $x \triangleq (a, b)$ transparent werden.

2. Prototrope Konjunktoren.

Die $k \leq 5$ Protosimplexstrukturen $(\pm k)$, sowie das Weltflukton (-6) und das Straton $(+7)$ sind offensichtlich strukturelle Vorstufen, welche die möglichen Hermetrieformen zwar als Kopplungsstrukturen unter Berücksichtigung der Protosimplexladung komponieren, aber selbst die materiellen Eigenschaften der Trägheit, Gravitation, Ponderabilität, oder das elektrische Ladungsverhalten mit Ausnahme von $(\pm 1)_a$ noch nicht tragen. Wenn aber diese Protosimplexe die Kopplungsstrukturen gemäß $(\pm 1)_a$ sowie $(\pm 1)_b(\pm 2)_b(\pm 3)_b$ oder $(\pm 1)_c(\pm 4)_c(+7)_c$ und $(+(127))_d(\pm(345))_d(-6)_d$ komponieren, dann muß es **prototrope Konjunktoren** $-() -$ geben, welche die Komposition zur Kopplungsstruktur der jeweiligen Hermetrieform ermöglichen. Aufgrund des deduzierten Baues eines $(\pm k)$ aus dem Flukton $(-k)$ zyklischer Kondensorflüsse und ihrer Ausartungen zu den singulären oder korrelativen Schirmfeldern $(+k)$ kann ein derartiges **Konjunktivgesetz** nur in einem Austauschprozeß der Fluktonen aus $(\pm p)$ und $(\pm q)$ bestehen, das heißt, die zyklischen Kondensorflüsse beider Protosimplexe gehen ineinander über. Hieraus folgt unmittelbar, daß ein solcher Austauschvorgang nur dann erfolgen kann, wenn die korrelierenden Kondensorflüsse dimensionell im gleichen Unterraum des R_6 liegen, also, wenn sie zur selben Struktureinheit gehören. Den $\mu \leq 3$ Struktureinheiten ${}^2\overline{\kappa}_{(\mu)}$ entsprechend kann es also nur drei mögliche Konjunktoren geben. Ein Konjunktivgesetz zwischen zwei Protosimplexen $(\pm(p, q))$ kann also nur dann existieren, wenn p und q über eine gemeinsame Struktureinheit μ verfügen. In diesem Fall gilt dann für den Konjunktiv $(\pm q) - (\mu) - (\pm p)$, wobei der Konjunkt $-(\mu) -$ sich definitionsgemäß nur auf die Fluktonen $(-(p, q))$ beziehen kann. Aus dieser Darstellung des Konjunktors wird sofort deutlich, daß auf diese Weise drei Klassen von Konjunktivgesetzen formulierbar sind. Im Fall des Korrelationskonjunktivs

$(\pm p) - (\mu) - (\pm q)$ bezieht sich μ auf den direkten Fluktonenaustausch hinsichtlich ${}^2\overline{\kappa}_{(\mu)}$. Ein derartiger **Korrelationskonjunktiv** ist grundsätzlich zweideutig, weil $-(\mu) -$ stets nur zwei Prototrope korreliert. Liegt dagegen der sogenannte **Kontaktkonjunktiv** vor, welcher durch $(\pm q) - (\mu) - (\mp p)$ definiert ist, dann bleibt μ mehrdeutig; denn in diesem Fall mündet stets ein Flukton über $-(\mu) -$ in ein Schirmfeld, welches jedoch zu keiner Konjunktion fähig ist. Da aber $(-q)$ zur gleichen Struktureinheit gehört wie $(+p)$, kann das Schirmfeld den Kontakt zu einem anderen Flukton über den gleichen Konjunktoren vermitteln. Schließlich besteht noch die Möglichkeit, daß dieses vermittelnde Schirmfeld $(+7)$ und $\mu = 3$ ist, so daß $(\pm q) - (3) - (+7)$ den ebenfalls mehrdeutigen **Stratonkonjunktiv** definiert, der demnach ein Sonderfall des allgemeinen Kontaktkonjunktivs ist. Hieraus folgt weiter, daß den Protosimplexstrukturen gewisse Wertigkeiten hinsichtlich möglicher Konjunktoren zugeordnet werden können, derart, daß die **Protosimplexwertigkeit** identisch ist mit der Zahl s , welche als Kondensorsignaturen den jeweiligen Protosimplex definieren. Demnach ist also $s = 2$ für $(-k)$ mit $k \leq 5$, aber $s = 3$ für $k = 6$, weil alle drei Struktureinheiten das Weltflukton bestimmen. Im Gegensatz zu diesen Fluktonen kann von einer Wertigkeit der $(+k)$ mit $k \neq 6$ nicht gesprochen werden; denn diese Schirmfelder können nur über Kontaktkonjunktive oder den Stratonkonjunktiv eine Korrelation vermitteln.

Die Konjunktorendefinition aufgrund des Begriffs der Struktureinheit und der Fluktonkonjunktion ist offensichtlich noch nicht vollständig; denn es brauchen nicht sämtliche Grundflüsse eines Fluktons über einen Konjunktoren zum korrelativen Austausch (**Fluktonkonjugation**) zu kommen. Ist $Z_k = Z((-k))$ mit $k < 7$ die Gesamtzahl der Grundflüsse im Flukton $(-k)$ und existiert der Konjunktiv $(\pm p) - (\mu) - (\pm q)$, dann ist im allgemeinen $Z_p \neq Z_q$, so daß $|Z_p - Z_q| \geq 0$ zu setzen ist. Ist $Z(Z_p, Z_q)$ die obere Schranke der Grundflüsse in p und q , welche über $|Z_p - Z_q|$ liegen, dann gilt $Z = \frac{1}{2}(Z_p + Z_q - |Z_p - Z_q|)$, und dies ist zugleich die obere Schranke der Grundflußzahl, welche im Konjunktoren zur Konjugation

kommen kann. Da aber keineswegs alle Grundflüsse in μ zu korrelieren brauchen, sondern nur $x_\mu \leq Z$, wäre die Definition $-(\mu)-$ durch den Begriff der **Konjunktoralvalenz** x_μ zu $-(\mu x_\mu)-$ zu ergänzen. Die Aussage $x_\mu = 0$ würde bedeuten, daß überhaupt keine Korrelation zwischen p und q vorliegt, so daß für die Konjunktoralvalenz stets $x_\mu > 0$ zu fordern ist, wenn überhaupt ein Konjunktiv zwischen Fluktonprototropen existieren soll. Die so ergänzte Konjunktoraldefinition zusammen mit den möglichen Konjunktivgesetzen wird also beschrieben durch

$$\begin{aligned} &-(\mu x_\mu)- \triangleq {}^2\overline{\kappa}_{(\mu)}, & (\pm p) - (\mu x_\mu) - (\pm q), \\ &(\pm p) - (\mu x_\mu) - (\mp q), & (\pm p) - (3x_3) - (+7), \\ &Z((-k)) = Z_k, & Z(Z_p, Z_q) = \frac{1}{2}(Z_p + Z_q - |Z_p - Z_q|), \\ &0 < x_\mu \leq Z & \end{aligned} \quad (84).$$

Da im allgemeinen $Z_p \neq Z_q$ und $x_\mu < Z$ bleibt, wird sofort deutlich, daß es eine **Konjunktoralisomerie** unter der Voraussetzung

$$Z_p \neq Z_q, \quad x_\mu < Z \quad (84a)$$

geben muß, welche den bereits untersuchten Isomerien der Protosimplete, also der Enantiostereoisomerie und der Signaturisomerie der betreffenden Kondensoren überlagert, wodurch sich die Zahl der Isomerien einer Hermetrieform wesentlich erhöht. Die Zahlen möglicher Konjunktoralisomerien können jedenfalls erst dann untersucht werden, wenn die Konjunktivgesetze der einzelnen Hermetrieformen explizit vorliegen, was aber wiederum eine Bestimmung der Protosimplexladung nach (83b) erfordert.

Die Schirmfeldprototropen $(+(127))$ sind i. Bz. auf die $-(\mu)-$ beliebig mehrdeutig, weil diese Prototropen nicht fluktonischen Charakter tragen, sondern als Kondensationsstufen die ${}^2\overline{\kappa}_{(123)}$ -Strukturen metrisch darstellen und somit die Definitionsbereiche der $-(\mu)-$ festlegen, derart, daß in jedem beliebigen Bereich des Schirmfeldes ein

Grundfluß über $-(\mu)-$ eindringen kann. Dies bedeutet aber, daß es immer dann bei der Grundflußkonjunktion zur Ausbildung von Kontakt- bzw. Stratonkonjunktiven kommt, wenn mindestens eine dieser Prototropen $(+(127))$ in der Kopplungsstruktur existiert. Liegt dagegen (± 1) in dem (x_5, x_6) -Bereich oder dem zeitlichen Kondensorquartett $(+(12))$ vor (also in den Hermetrieformen b und c), dann treten Korrelationskonjunktive mit der Wertigkeit 2 auf, weil in diesen Kondensorquartetten jeweils zwei Grundflußaggregate existieren. Werden die noch unbekannten Konjunkturvalenzen nicht angegeben, dann können die Kopplungsstrukturen der vier Hermetrieformen durch die Protosimplexe und ihre Konjunktoren dargestellt werden. Im Fall der (x_5, x_6) -Selbstkondensationen $(\pm 1)_a$ existiert überhaupt kein Konjunktur, während die Protosimplextriade der Zeitkondensationen gemäß $(\pm 1)_b - (1) - (\pm 3)_b - (2) - (\pm 2)_b$ allein durch Korrelationskonjunktive bestimmt wird. In der Triade der Raumkondensationen $(\pm 1)_c - (1) - (\pm 4)_c - (3) - (+7)_c$ wirkt dagegen neben einem Korrelationskonjunktiv noch ein Stratonkonjunktiv. Liegen Raumzeitkondensationen der Hermetrieform d vor, dann tritt die Schirmfeldtriade $(+(127))$ auf, so daß trotz des Weltfluktons der Wertigkeit 3 nur Kontakt- bzw. Stratonkonjunktive d bestimmen. In der zyklischen Kontaktstruktur $(+1)_d - (1) - (\pm 3)_d - (2) - (+2)_d - (2) - (\pm 5)_d - (3) - (+7)_d - (3) - (\pm 4)_d - (1) \rightarrow (+1)_d$ kommt es noch zum Einfluß von $(-6)_d$ im Kontaktkonjunktiv zu den $(+(127))_d$, so daß die zyklische Kontaktstruktur gemäß $::: (+1)_d - (1) - (-6)_d - (2) - (+2)_d :::$ und $::: (-6)_d - (3) - (+7)_d :::$ zur Kopplungsstruktur der Hermetrieform d zu ergänzen ist, wenn $:::$ die Anschlüsse an die übrige Struktur symbolisiert.

Immer dann, wenn $-(\mu)-$ in ${}^2\overline{\kappa}_{(\mu)}$ Prototrope in wie auch immer beschaffene Konjunktive setzt, kommt es zu einer Konjugation von Kondensorflüssen der beteiligten Fluktonen $(-\lambda)$ mit $\lambda \leq 6$; denn diese Konjugation erscheint als einzig mögliche Form prototroper Wechselbeziehungen. Die Unabhängigkeit von der Konjunktivform geht auf die Tatsache zurück, daß die singulären Schirmfelder nur den

Definitionsbereich des $-(\mu)-$ in metrischen Kondensationsstufen strukturieren, aber keine Flußaggregate ausbilden. Aus diesem Grunde genügt es, nur den Korrelationskonjunktiv $(\pm p) - (\mu) - (\pm q)$ zu analysieren, weil dadurch die Allgemeingültigkeit nicht eingeschränkt wird. Zur Analyse muß berücksichtigt werden, daß die zur Konjugation kommenden Fluktonen $-(p, q)$ Flußaggregate zyklischer Kondensorflüsse sind, welche nach VI., 5. jeweils über ein pseudoeuklidisches Kopplungsmaximum N^- und ein Korrespondenzmaximum N^+ extremer Kondensation verfügen. Ferner ist der Definitionsbereich eines derartigen Flußaggregates durch die beteiligten Kondensorsignaturen bestimmt, während der Spin des Flußaggregates durch die Zahl ω der Zyklen festgelegt ist, nach welcher der Anfangszustand wieder hergestellt wird. Die zyklischen Kondensorflüsse selbst werden durch die antihermiteschen Anteile ihrer Kontrasignaturen aktiviert, und strukturieren die Flußaggregate der Grundflüsse eines Fluktons durch die Verteilung der Kondensorquellen und -Senken, bzw. der quellen- und senkenhaften Kondensorbrücken innerhalb einer Kopplungsstruktur. Werden p und q durch die Signaturen $(-p) \triangleq \begin{pmatrix} \kappa \lambda \\ \nu \mu \end{pmatrix}$ und $(-q) \triangleq \begin{pmatrix} \kappa' \lambda' \\ \nu' \mu' \end{pmatrix}$ gekennzeichnet, dann wird $-(\mu)-$ möglich, weil beide Fluktonen trotz $(\kappa \lambda \nu) \neq (\kappa' \lambda' \nu')$ in der gleichen Struktureinheit ${}^2\overline{\kappa}_{(\mu)}$ definiert sind, was der Existenzbedingung für $-(\mu)-$ genügt. Sind die $N^\pm(p, q)$ die Korrespondenz- bzw. Korrelationsmaxima für p und q in μ , dann kann für die Flußaggregate nach den Untersuchungen über zyklische Kondensorflüsse $F_p(\mu) = N^+(p) \begin{pmatrix} \kappa \lambda \\ \nu \mu \end{pmatrix} N^-(p)$ und $F_q(\mu) = N^+(q) \begin{pmatrix} \kappa' \lambda' \\ \nu' \mu' \end{pmatrix} N^-(q)$ geschrieben werden. Nach VI. gilt aber für die Symmetronik der $F_{pq}(\mu)$ stets $N^\pm \rightarrow N^\mp$, das heißt, die N^+ und die N^- werden periodisch vertauscht, was die Zyklizität der F_{pq} bedingt. Aus diesem symmetronischen Sachverhalt kann nunmehr die Konjugationsbedingung abgelesen werden, unter welcher in ${}^2\overline{\kappa}_{(\mu)}$ die p und q den Korrelationskonjunktiv bilden. Die Konjugation kann sich dabei nur auf das jeweilige Kondensormaximum in N^+ beziehen, was

jedoch nur dann möglich ist, wenn der Momentanwert $F_p(N^\pm)$ aus p mit dem entsprechenden Wert $F_q(N^\mp)$ aus q zusammenfällt, das heißt, wenn zwischen F_p und F_q in ${}^2\bar{\kappa}_{(\mu)}$ eine Flußphase φ existiert, derart, daß beide Flußaggregate um $\varphi = \pi/2$ phasenverschoben sind. Offenbar sind i. Bz. auf ${}^2\bar{\kappa}_{(\mu)}$ die $F_{pq}(\mu)$ orientiert, so daß für die Stromvektoren der Flußaggregate $\bar{F}_{pq}$ zu setzen ist. Da außerdem die Zyklizität $N^\pm \rightarrow N^\mp$ für p und q gilt, existieren auch die partiellen Spinvektoren hinsichtlich ${}^2\bar{\kappa}_{(\mu)}$, nämlich $\bar{\sigma}_{pq} \perp \bar{F}_{pq}$, für welche mit den Spinzahlen ω_{pq} hinsichtlich μ auch $\bar{\sigma}_{pq} = \omega_{pq} \bar{s}_{pq}$ gesetzt werden kann, wobei $\bar{\sigma}$ der Spin des Aggregates und $\bar{s}$ der **Fluktonspin** in ${}^2\bar{\kappa}_{(\mu)}$ ist. Mit den Spineinheitsvektoren $\bar{s}_{pq}^{(0)}$ gilt dann $\bar{s}_{pq} = \bar{s}_{pq}^{(0)} \cdot s_{pq}$, wenn $|\bar{s}_{pq}^{(0)}| = 1$ ist. Wenn nun für F_p und F_q die zur Konjugation notwendige Phasenbedingung $\varphi = \pi/2$ erfüllt ist, dann ist diese Bedingung zwar notwendig, aber nicht hinreichend; denn $\bar{s}_p$ und $\bar{s}_q$ können irgendwelche Winkel einschließen. Sollen in ${}^2\bar{\kappa}_{(\mu)}$ die F_p und F_q im Sinne von $-(\mu) -$ eine Konjugation ihrer Kondensormaxima durchführen, dann muß offensichtlich $\bar{F}_p \parallel \bar{F}_q$ sein, was aber wegen $\bar{F}_{pq} \perp \bar{\sigma}_{pq} = \omega_{pq} \cdot \bar{s}_{pq}$ unmittelbar $\bar{s}_p \parallel \bar{s}_q$ als hinreichende ergänzende Bedingung zur Folge hat. Für die Existenzbedingung von $-(\mu) -$ als $(\pm p) - (\mu) - (\pm q)$ gilt demnach zunächst die Bedingung der Kondensorkonjugation, nämlich

$$\begin{aligned} (-p) &\equiv F_p(\mu, N^\pm) = N^+(p) \begin{pmatrix} \kappa\lambda \\ \nu\mu \end{pmatrix} N^-(p), \\ (-q) &\equiv F_q(\mu, N^\pm) = N^+(q) \begin{pmatrix} \kappa'\lambda' \\ \nu'\mu' \end{pmatrix} N^-(q), \\ (\kappa\lambda\nu) &\neq (\kappa'\lambda'\nu'), \quad F_p(N^\pm(p), \mu) = F_q(N^\pm(q), \mu), \\ \mu &\triangleq {}^2\bar{\kappa}_{(\mu)} \end{aligned} \tag{85}$$

welche durch die Phasen- und Parallelitätsbedingung der Fluktonspins

$$\begin{aligned} \bar{F}_{pq}(\mu) \perp \bar{\sigma}_{pq} &= \omega_{pq} \bar{s}_{pq}, \quad \bar{s}_{pq} = \bar{s}_{pq}^{(0)} \cdot s_{pq}, \\ |\bar{s}_{pq}^{(0)}| &= 1, \quad \bar{s}_p \parallel \bar{s}_q, \quad \varphi = \pi/2 \end{aligned} \tag{85a}$$

zu ergänzen ist. Die Beziehungen (85) und (85a) beschreiben also die notwendige und hinreichende Existenzbedingung von $-(\mu)-$ im Fall des Korrelationskonjunktivs. Liegt dagegen ein Kontakt- oder Stratonkonjunktiv vor, dann ändert sich an dieser Existenzbedingung nichts, weil die Schirmfelder nur die zur Konjugation kommenden Kondensormaxima durch ihre metrischen Kondensationsstufen deformieren, nicht aber die Konjugationsdynamik der Fluktonen umstrukturieren. Die Beziehung (85a), also $\bar{s}_p \parallel \bar{s}_q$ eröffnet einen weiteren Einblick in die möglichen Konjunktivstrukturen; denn diese Parallelität wird zweideutig durch $\bar{s}_p^{(0)} = \pm \bar{s}_q^{(0)}$. Im Fall des positiven Zweiges, also der Parallelität wäre $-(\mu)-$ ein **Orthokonjunktiv**, aber im Fall des negativen Zweiges, also der Antiparallelität wäre $-(\mu)-$ ein **Parakonjunktiv**, wobei der durch $-(\mu)-$ bedingte Korrelationsfluß als **Konjunktorkorrelationsfluß** bezeichnet werden soll. Diese Möglichkeit der **Ortho-** und **Parakonjunktoren** findet also ihren Ausdruck in

$$\bar{s}_p^{(o)} = \pm \bar{s}_q^{(o)} \quad (85b)$$

woraus hervorgeht, daß der zusätzlichen Konjunktorisomerie noch eine Klassifikation in Ortho- und Parakonjunktoren überlagert.

Aus dem Existenznachweis der $-(\mu)-$ und der Darstellung partieller Fluktonspins, sowie dem Konjugationsprinzip zyklischer Kondensorflüsse über $-(\mu)-$ bei der Phasenverschiebung um $\pi/2$ ergeben sich zwei weitere Ansatzmöglichkeiten der Analyse. Einerseits folgt unmittelbar aus den Möglichkeiten der Ortho- und Parakonjunktoren die Existenz eines allgemeinen **Konjunktorspins**, während andererseits die Existenz der $-(\mu)-$ unmittelbar die Komposition der $(\pm k)$, (-6) , $(+7)$ mit $k \leq 5$ zu den Termen von (27) der ponderablen c - oder d -Terme, und den imponderablen Hermetrieformen unter Berücksichtigung von (83b) aufzeigt. Diese Komposition der Protosimplexe zu den Hermetrieformen schließt den Übergang von den strukturellen Vorformen zu den elementaren Materiefeldquanten, worin sich eine durchgehende strukturelle Hierarchie aller Weltstrukturen des R_6 und ihrer R_3 -Projektionen offenbart.

3. Konjunktors- und Stratonspin

Wenn $-(\mu)-$ in $(\pm p) - (\mu) - (\pm q)$ existiert, so daß es zur Kondensorkonjugation der partiellen Fluktonen in μ kommt, dann folgt aus der Beziehung $\vec{s}_p^{(0)} = \pm \vec{s}_q^{(0)}$ der partiellen Einheitsspinvektoren dieser Fluktonen, daß es infolge dieser Konjugation zur Ausbildung eines Konjunktorspins kommen muß. Ganz eindeutig müssen Spins von Ortho- und Parakonjunktorspin als Ortho- und Paraspins antiparallel sein. Zur symbolhaften Darstellung eines solchen Konjunktorspins ist zur eindeutigen Schreibweise neben der Angabe der zur Konjugation kommenden Protosimplexe p und q , sowie des Konjunktors μ noch diejenige der jeweiligen Hermetrieform x und der Ortho- oder Paraspinsignatur $(\pm)$ von μ notwendig. Ist $\bar{S}$ der Konjunktorspin des Konjunktivs $(\pm p)_x - (\mu) - (\pm q)_x$ in Ortho- oder Paraeinstellung, dann soll der Konjunktorspin durch $\bar{S}[(\pm p)_x - (\mu) - (\pm q)_x] = {}^p_x(\mu)_\pm^q$ oder in Kurzform $(\mu)_\pm$ symbolisiert werden. Da auf jeden Fall Ortho- und Paraeinstellung $(\mu)_+$ oder $(\mu)_-$ des Konjunktorspins antiparallel laufen, muß stets $\cos[(\mu)_+, (\mu)_-] = -1$ sein. Aus der Definition

$$\begin{aligned} \bar{S}[(\pm p)_x - (\mu) - (\pm q)_x] &= {}^p_x(\mu)_\pm^q, \\ \cos[(\mu)_+, (\mu)_-] &= -1 \end{aligned} \quad (86)$$

des Konjunktorspins folgt unmittelbar, daß allen Hermetrieformen $x \triangleq (b, c, d)$, welche durch Konjunktivgesetze bestimmt werden, der Protosimplex- und Konjunktorspinstruktur stets eine Struktur von Konjunktorspinen überlagert ist. Da jeder dieser Konjunktorspins gemäß (86) jeweils über eine Ortho- und Paraeinstellung verfügt, aber nur eine dieser Möglichkeiten verwirklicht werden kann, ist jede derartige Spinstruktur durch eine weitere Isomerieform, die sogenannte **Konjugationsisomerie**, ausgezeichnet. Zur Erfassung dieser Spinstrukturen kann zunächst festgestellt werden, daß nur $x \triangleq (b, c, d)$ in Betracht

kommen, weil $x \triangleq a$ über keine Konjunktoren verfügt. Die (x_5, x_6) -Protosimplexe $(\pm 1)_{a,b,c}$ der Selbstkondensationen werden durch ein (x_5, x_6) -Kondensorquartett beschrieben, in welchem $\begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}$ und $\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}$ singuläre Schirmfelder, aber $\begin{bmatrix} 1 & \\ 1 & 1 \end{bmatrix}$ und $\begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & \end{bmatrix}$ das Flukton beschreiben. Ganz entsprechend bildet $(\pm 2)_b$ ein Zeitquartett, welches aus vier schirmfeldartigen Strukturen ohne Flukton besteht. Auch sind die Fluktonen $(-1)_{a,b,c}$ und $(-2)_b$ nach VI., 5. bizyklisch (x, y) , so daß es bei $(\pm 1)_{b,c} - (1) -$ und $(\pm 2)_b - (2) -$ hinsichtlich des Konjunktorspins zu einer Konjunktorspaltung kommen kann; denn an jedes der beiden Grundflußsysteme kann jeweils ein Teil der betreffenden Konjunkturvalenz anschließen. Diese Bizyklizität wird jedoch nur in $x \triangleq (b, c)$ wirksam, weil hier die Kondensorquartette $\begin{bmatrix} j & j \\ j & \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} j \\ j & j \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} jj \\ jj \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} j \\ j \end{bmatrix}$ mit $j = 1$ für $(\pm 1)_{b,c}$ und $j = 2$ für $(\pm 2)_b$ im Zusammenhang mit Konjunktivgesetzen erscheinen. Bezeichnet V_μ die Valenz der in Bezug auf $(-1)_{b,c} - (\mu) -$ oder $(-2)_b$ gespaltenen Konjunktive und bezeichnen $V_\mu^{x,y}$ die Valenzanteile von $-(\mu V_\mu) -$, welche auf die Zyklen x und y der betreffenden bizyklischen Fluktonen entfallen, dann ist stets $V_\mu^x + V_\mu^y = V_\mu$. Diese Spaltung des Konjunktorspins im Fall bizyklischer Fluktonen wird demnach beschrieben durch

$$(\pm p)_{b,c} - (\mu V_\mu) - (\pm q)_{b,c}, \quad V_\mu^x + V_\mu^y = V_\mu \quad (86a).$$

Die durch diese Beziehung beschriebene Konjunktorspaltung ist offensichtlich erweiterungsfähig. Nach VII., 1. sind nämlich die Fluktonen der möglichen Protosimplexe zyklische Aggregate von Kondensorflüssen, deren korrelative Strukturen allein durch die Quellen- und Senkenverteilungen aller Kondensoren innerhalb der jeweiligen Kopplungsstruktur gegeben sind. Wenn nun $(\pm p) - (\mu) - (\pm q)$ in μ gegeben ist, dann besteht die Möglichkeit, daß neben p und q in μ partiell auch noch $(\pm k)$ existiert, und eine Konjugation seiner Kondensorflüsse in μ mit dem bereits existierenden Konjunktiv zwischen p und

q erzwingt. Liegt eine derartige konjugierende Protosimplextriade vor, dann muß es zwangsläufig mindestens zu einer Konjunktorspaltung kommen, wenn alle drei Protosimplexe in der gleichen Struktureinheit μ durch entsprechende Konjunktive in Wechselbeziehung stehen sollen. Die Möglichkeit einer Konjunktorspaltung wächst offenbar mit der Zahl der Kondensorflüsse des Fluktons in der betreffenden Struktureinheit, die aber wiederum nach den Untersuchungen über Kopplungsstrukturen unmittelbar durch die Zahl der möglichen Signaturisomeren Z gegeben ist. Demnach wird immer der Konjunktorspin ${}_x^p(\mu)_{\pm}^q$ von $(\pm p) - (\mu) - (\pm q)$ überlagert durch ${}_x^k(\mu)_{\pm}^{p,q}(V_{\mu}^x, V_{\mu}^y)$, wenn $(-k)$ eine höhere Signaturisomerie als diejenige von $(-p)$ und $(-q)$ hat, das heißt, wenn $I(k) > I(p)$ und $I(k) > I(q)$ oder $I(k) > \frac{1}{2}[I(p) + I(q)]$ gilt. Die Beziehung (86a) ist also zu ergänzen durch

$$\begin{aligned} & (\pm p) - (\mu) - (\pm q), \quad (\pm p) - (\mu V_{\mu}^x) - (\pm k) - (\mu V_{\mu}^y) - (\pm q), \\ & {}_x^k(\mu)_{\pm}^{p,q}(V_{\mu}^x, V_{\mu}^y), \quad I(k) > \frac{1}{2}[I(p) + I(q)] \end{aligned} \quad (86b).$$

Hier besteht nun die Möglichkeit, die konjunktiv bedingten Hermetrieformen $x \triangleq (b, c, d)$ hinsichtlich der Spinstrukturen und Konjugationsisomeren zu untersuchen. Zunächst folgt für Zeitkondensationen $(\pm 1)_b - (1 V_1) - (\pm 3)_b - (2 V_2) - (\pm 2)_b$ die Spinstruktur ${}_b^1(1)_{(\pm)}^3(V_1^x, V_1^y), {}_b^3(2)_{(\pm)}^2(V_2^x, V_2^y)$, welche demnach über $4 \cdot 4 = 16$ Konjugationsisomere verfügt, wenn $()_{(\pm)}$ angibt, daß die Möglichkeiten $()_+$ oder $()_-$ unabhängig von den übrigen Konjunktorspins frei vorgebbar sind. Im Fall der Raumkondensation $(\pm 1)_c - (1 V_1) - (\pm 4)_c - (3) - (+7)_c$ gilt ${}_c^1(1)_{(\pm)}^4(V_1^x, V_1^y)$, so daß nur $2 \cdot 2 = 4$ Konjugationsisomere vorliegen, weil $-(3) - (+7)_c$ wegen des Fehlens eines Fluktons im Straton keinen Konjunktorspin ausbilden kann. Liegt die Gruppe der Raumzeitkondensationen vor, dann führen alle Konjunktoren zu Kontaktkonjunktiven, was durch $(+\mu)_{(\pm)}$ im Spinsymbol gekennzeichnet werden soll. Da die Kopplungsstruktur für $x \triangleq d$ durch $\dots(\pm 4)_d - (1) - (+1)_d - (1) - (\pm 3)_d - (2) - (+2)_d - (2) - (\pm 5)_d - (3) - (+7)_d - (3) - (\pm 4)_d \dots (+ (1, 2))_d = (1, 2) = (-6)_d - (3) - (+7)_d$ gegeben ist und hier neben den Kon-

taktkonjunktiven das Weltflukton erscheint, müssen zunächst die Signaturisomeren untersucht werden. Nach den symmetronischen Untersuchungen der Kopplungsstrukturen und einer Betrachtung der Signaturkombinatorik ist $2I(6) > I(4) + I(3)$, aber auch $2I(6) > I(3) + I(5)$ und $2I(6) > I(4) + I(5)$, so daß $(-6)_d$ als dreiwertiger Protosimplex in allen drei Struktureinheiten zur Konjunktorspaltung kommt. Für die Spinstruktur folgt dann, weil nur Kontaktkonjunktive $(+\mu)_\pm$ vorliegen, das Schema ${}^3_d(+1)_{(\pm)}^4, {}^6_d(+1)_{(\pm)}^{3,4}(V_1^x, V_1^y)$ für die ${}^2\bar{\kappa}_{(1)}$ -Struktur, aber ${}^3_d(+2)_{(\pm)}^5, {}^6_d(+2)_{(\pm)}^{3,5}(V_2^x, V_2^y)$ für die zeitliche und ${}^4_d(+3)_{(\pm)}^5, {}^6_d(+3)_{(\pm)}^{4,5}(V_3^x, V_3^y)$ für die stratonische Struktureinheit. Hier wird $(+3)_{(\pm)}$ möglich, weil in den Fluktonen (-4) und (-5) stratonische Flußanteile in $-(3)-$ über $(+7)_d$ korrelieren. In jeder der drei Struktureinheiten ${}^2\bar{\kappa}_{(\mu)}$ sind nach diesem Schema $2 \cdot 4 = 8$ Spineinstellungen möglich, so daß insgesamt $8^3 = 512$ Konjugationsisomere für $x \triangleq d$ existieren.

Bei dem Konjunktorspin handelt es sich wie bei den Flußaggregaten stets um zyklische Strukturprozesse, wenn das betreffende Konjunktivgesetz einen stabilen Kondensationsterm beschreibt. Ist $\vec{w}$ der Imaginärteil der Weltgeschwindigkeit $\vec{Y} = \vec{v} + i\vec{w}$ nach $\hat{C}$ aus II., 2., also $w^2 = c^2 + \dot{\epsilon}^2 + \eta^2$, dann folgt für einen Drehimpulstensor $\overset{\Rightarrow}{M}$ im R_6 , wenn der Energiedichtetensor $\overset{\Rightarrow}{T}$ bekannt und $\vec{\xi} = \sum_{k=1}^6 \vec{x}_k$ irgendein Radiusvektor ist, in der bekannten Weise $\overset{\Rightarrow}{wM} = \vec{\xi} \times \overset{\Rightarrow}{T}$ und dieses Gesetz muß auch für die Spinbeschreibung prototroper Konjunktive gelten. Die Übertragung des bekannten Zusammenhanges zwischen Drehimpuls- und Energiedichtetensor aus dem R_4 in den R_6 setzt die Kenntnis des Energiedichtetensors im R_6 voraus, was aber nach dem Vorangegangenen gegeben ist. Für die Quellen von $\overset{\Rightarrow}{wM}$ folgt unmittelbar $\overline{\text{div}}_6(\overset{\Rightarrow}{wM}) = \overline{\text{div}}_6(\vec{\xi} \times \overset{\Rightarrow}{T}) = \overset{\Rightarrow}{T} - \overset{\Rightarrow}{T}^\times = 2\overset{\Rightarrow}{T}_-$. Die Erhaltung des

Drehimpulses $\overrightarrow{\text{div}}_6(w\vec{M}) = \vec{0}$ ist also nur dann gegeben, wenn $\vec{T}_-$ in der Beziehung (1) im Ansatz $\vec{R} - \frac{1}{2}\vec{g}R \sim \vec{T}$ zur Strukturbeschreibung mit $\vec{T}_- = \vec{0}$ nicht relevant ist, was nach (6) im R_6 zutrifft. Die durch die Erhaltung des Drehimpulses erzwungene Hermitesierung zu $\vec{T}_+$ hätte also $\vec{R} - \frac{1}{2}\vec{g}R = (\vec{R} - \frac{1}{2}\vec{g}R)^\times$, und damit $\{\hat{\cdot}\} = \{\hat{\cdot}\}^\times$ oder $\vec{g} = \vec{g}^\times$ zur Folge. Diese hermitesche Symmetrie blieb bei der Entwicklung von (19) auch nach der Metronisierung gemäß $\overline{[\cdot]} = \overline{[\cdot]}^\times$ erhalten, was trotz ${}^2\overline{\gamma}_{(\kappa\lambda)} \neq {}^2\overline{\gamma}_{(\kappa\lambda)}^\times$ in der symmetronischen

Fundamentalbeziehung $\left[\frac{\mu\nu}{-\kappa\lambda}\right]_- = \hat{0}$ erzwingt, und zum konstanten

Metronenspin ${}^2\overline{\gamma}_{(\kappa\lambda)}; n = \text{const}$ im Korrelator $\hat{\gamma}$ führt. Umgekehrt verursacht die Eigenschaft der Feldaktivatoren, konstante Metronspins zu beschreiben, unmittelbar die Erhaltung des Drehimpulses aller

Strukturen im R_6 . Der Tensor $\vec{\vec{M}}$ beschreibt offensichtlich die räumliche Dichte (bezogen auf den R_3) des Drehimpulses, so daß für die räumliche Spindichte $\vec{\sigma} = sp\vec{M} = \frac{1}{w}sp(\vec{\xi} \times \vec{T}) = \frac{1}{w}\vec{\xi}\vec{T}$, oder für den als Spin definierten Eigendrehimpuls $\vec{s} = \iiint \frac{\vec{\xi}\vec{T}}{w} dx_1 dx_2 dx_3$ im euklidischen Fall zu setzen ist. Nach der symmetronischen Fassung von (19), also (58) und (58a) beschreiben die $\overline{\lambda}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)}$ symmetronische Kondensationsstufen der Struktureinheiten, so daß im Divergenzfall

$\lim_{I \rightarrow \infty} spA_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)}; \left[\frac{\mu\nu}{-\kappa\lambda}\right]_+ \sim {}^2\overline{W}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)}$ zu einem tensoriellen Energiedichte-

selektor wird. Liegt nun die Hermetrieform x vor, in welcher $-(\mu) -$ in ${}^2\overline{\kappa}_{(\mu)}$ den Konjunktiv $(\pm p) - (\mu) - (\pm q)$ darstellt, dann muß dies den Konjunktorspin ${}_x^p(\mu)_\pm^q$ zur Folge haben, dessen räumliche Dichte nach der Drehimpulsmetronisierung wie oben erwähnt durch

$\delta_V{}_x^p(\mu)_\pm^q = \frac{\overline{\xi}_\mu}{w} {}^2\overline{P}_\mu$ beschrieben werden kann, wenn $\overline{\xi}_\mu$ der

Radius der zyklischen Konjugation in ${}^2\overline{\kappa}_{(\mu)}$ ist. ${}^2\overline{P}_\mu = \sum_{\varepsilon} {}^2\overline{W}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)}$

ist hierin ein Energiedichteselektor, welcher additiv aus denjenigen Anteilen zusammengesetzt ist, deren Kondensoren die im Konjunktiv $-(\mu)-$ stehenden Protosimplexe p und q aufbauen. Wegen dieser Summation der mit ε indizierten signaturisomeren Grundflüsse in $-(\mu)-$ ist die Lage der Indizierung μ in der Kondensorsignatur (hinsichtlich Basis- oder Kontrasignatur) belanglos. Auch das

R_3 -Element δV des Selektors δ_V erscheint gemäß

$$\delta V = \prod_{k=1}^3 \delta Z_k = \tau\sqrt{\tau} \prod_{k=1}^3 \delta(\cdot)_k \text{ als metronisches } R_3\text{-Volumen.}$$

Für den Konjunktorspin folgt demnach das Metronintegral

$${}^p(\mu)_\pm^q \sim S \frac{\overline{\xi}_\mu}{w} \sum_{\varepsilon} s p A_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)}; \left[\frac{\mu\nu}{\kappa\lambda} \right]_+; (\cdot) \delta V \text{ gemäß (58).}$$

Aus dieser Beziehung wird aber approximativ die Fassung

$${}^p(\mu)_\pm^q \sim S \frac{\overline{\xi}_\mu}{w} {}^2\overline{P}_\mu \delta V = S \frac{\overline{\xi}_\mu}{w} \delta^2 \overline{E}_\mu \text{ und hierin ist nach dem Prin-}$$

zip der Energiequantisierung $E_\mu = h \cdot \nu_\mu$ das Metronifferential $\delta^2 \overline{E}_\mu = h \nu_\mu \delta^2 \overline{m}_x^{(pq)}$, wobei die Komponenten von ${}^2\overline{m}_x^{(pq)}$ aus den Selektoren ganzer Quantenzahlen bestehen, welche innerhalb x die Simplexe (p, q) kennzeichnen. Wird weiter die Möglichkeit der Ortho- und Paraeinstellung des Konjunktorspins berücksichtigt, dann folgt

$${}^p(\mu)^q = \pm h S \frac{\overline{\xi}_\mu}{w} \nu_\mu \delta^2 \overline{m}_x^{(pq)}. \text{ Hierin ist } \overline{\xi}_\mu = \overline{\xi}_\mu^{(0)} \frac{u_\mu}{2\pi} \text{ der Radius}$$

der zyklischen Konjunktorsflußbahn u_μ , welcher mit der Folgefrequenz der Kondensationen ν'_μ in Zusammenhang $u_\mu \nu'_\mu = w$ steht.

Diese unbekannte Folgefrequenz ν'_μ wiederum kann durch die Kreisfrequenz ν_μ des Flusses eines Kondensors im Konjunktors ausgedrückt werden. Jeder Konjunktiv kann nur ein Kondensoraustausch zwischen zwei Fluktonen der im Konjunktiv stehenden Protosimplexe sein, so daß auf u_μ immer zwei Kondensoren mit der jeweiligen Flußfrequenz ν_μ «laufen», was aber bedeutet, daß für die Folgefrequenz der Kondensoren längs u_μ die Verdoppelung $\nu'_\mu = 2\nu_\mu$ zu setzen ist. Für

die Substitution folgt damit $2u_\mu v_\mu = w$. Damit wird aber im

Integranden $\frac{\bar{\xi}_\mu}{w} v_\mu = \bar{\xi}_\mu^{(0)} \frac{u_\mu v_\mu}{2\pi w} = \frac{\bar{\xi}_\mu^{(0)}}{4\pi}$, also

$p_x(\mu)^q = \pm \frac{\hbar}{2} \mathbf{S} \bar{\xi}_\mu^{(0)} \delta^2 \bar{m}_x^{(pq)}$. Ist $\bar{s}_\mu$ der Einheitsvektor dieses Konjunktorspins, und sind die $\bar{m}_x^{(pq)} \geq 0$ Selektoren ganzer positiver Quantenzahlen, welche aus den Komponenten von $\bar{m}_x^{(pq)}$ gebildet werden können, dann wird $\bar{\xi}_\mu^{(0)} \delta^2 \bar{m}_x^{(pq)} = \bar{s}_\mu \delta \bar{m}_x^{(pq)}$ mit $\bar{s}_\mu = \text{const}$ wegen

$p_x(\mu)^q = \bar{s}_\mu |p_x(\mu)^q|$, also $p_x(\mu)^q = \pm \frac{\hbar}{2} \bar{s}_\mu \mathbf{S} \delta \bar{m}_x^{(pq)} = \pm \frac{\hbar}{2} \bar{s}_\mu \bar{m}_x^{(pq)}$

möglich. Aus der symmetronischen Darstellung des Konjunktorspins

$$p_x(\mu)_\pm^q \sim \mathbf{S} \frac{\bar{\xi}_\mu}{w} \sum_{\varepsilon} s p A_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)}; \left[\frac{\mu\nu}{\kappa\lambda} \right]_+; () \prod_{k=1}^3 \delta()_k \quad (87)$$

ergibt sich also die einfache Lösung

$$p_x(\mu)^q = \pm \bar{s}_\mu \frac{\hbar}{2} \bar{m}_x^{(pq)}, \quad p_x(\mu)^q = \bar{s}_\mu |p_x(\mu)^q| \quad (87a).$$

Bei dieser Beschreibung des Konjunktorspins handelt es sich stets um das Metronintegral, erstreckt über einen Bereich des reellen physischen metronisierten R_3 , in welchem aber auch jedes Straton definiert ist. Mithin müßte die Superposition aller Konjunktorspins des kompositiven Terms einer Hermetrieform x stets zu einer abstrakten begleitenden Spinstruktur im R_3 als R_3 -Spin führen, der als **Stratonspin** zu bezeichnen wäre. Ein Straton $(+7)$ ist nur für $x \triangleq (c, d)$ definiert, nicht aber für $x \triangleq (a, b)$, doch gilt die Summe der Konjunktorspinintegrale auch für diese Imaginärkondensationen. Der Integrationsbereich im R_3 kann in diesem Fall nur ein R_3 -Wirkungsbereich der betreffenden Imaginärkondensationen sein, der als Pseudostraton zu interpretieren wäre. Die Natur dieses räumlichen Wirkungsbereiches der imponderablen a - und b -Strukturen bei fehlenden $(+7)$ wird durch die Tatsache der Gleichung (79) transparent. Unabhängig von dem die Ponderabilität bestimmenden $(+7)$ -Protosimplex induzieren nach dieser Beziehung stets zur Kondensation kommende imaginäre

semantische Architektureinheiten eine R_3 -Kondensation, welche entweder als Straton die Ponderabilität der c - und d -Strukturen bestimmt, oder als pseudostratonischer räumlicher Wirkungsbereich der Imaginärkondensationen erscheint. Hierin liegt der Grund dafür, daß die a - und b -Hermetrie im R_3 überhaupt wirksam werden kann, und die empirisch beobachtete Transmutation imaginärer in komplexe Formen möglich wird. Andererseits müßten dann diesen imaginären Hermetrieformen auch pseudostratonische Eigenschaften eines Raumspins zukommen. Ist $m_x = \sum_{p,q} m_x^{(pq)}$ der Selektor ganzer Spinquantenzahlen eines solchen Straton- oder Pseudostratonspins $\bar{s}_x$, und ist sein Einheitsvektor gegeben durch $\sum_{\mu} \bar{s}_{\mu} = \bar{s}_0$, dann folgt für den Selektor dieses Stratonspins der Hermetrieform x die Darstellung

$$\bar{s}_x = \sum_{\mu, p, q} p_x(\mu)^q = \pm \frac{\hbar}{2} \sum_{\mu} \bar{s}_{\mu} \sum_{p, q} m_x^{(pq)} = \pm \bar{s}_0 \frac{\hbar}{2} m_x.$$

Der Stratospinselektor ist also explizit gegeben durch

$$\bar{s}_x = \sum_{\mu, p, q} p_x(\mu)^q = \pm \bar{s}_0 \hbar m_x / 2 \quad (88).$$

Mit der laufenden Metronenziffer ν kann für den halbzahligen Selektor $\frac{\bar{s}_0}{2} m_x; \nu = \bar{\sigma}(x)$ in seiner Wirkung gesetzt werden, während $\bar{s}_x; \nu = \bar{s}(x)$ den meßbaren Spinvektor integraler Art des zeitlich stabilen Flußaggregates einer synmetronischen Kondensorstruktur liefert. Es gilt also der einfache Zusammenhang $\bar{s}(x) = \pm \hbar \bar{\sigma}(x)$, wobei allerdings zu beachten ist, daß dieser Zusammenhang in der Selektorfassung (88) eine Konsequenz des synmetronischen Weltselektors (58) ist. Dieser Selektor ist zwar in den Basissignaturen hermitesch, nicht aber in den Kontrasignaturen. Auch die Elemente von $\hat{\gamma}$ sind im allgemeinen nicht hermitesch, so daß $\bar{\sigma} \neq \bar{\sigma}^*$ allgemein als ein komplexer Vektor zu erwarten ist. Zusammengefaßt wird dieser einfache Sachverhalt in

$$\bar{s}(x) = \pm \hbar \bar{\sigma}(x), \quad 2\bar{\sigma}(x) = \bar{s}_0 m_x; \nu, \quad \bar{\sigma} \neq \bar{\sigma}^* \quad (88a).$$

Zur Analyse dieser zahlentheoretischen Funktion muß berücksichtigt werden, daß jede Form x Komponenten in dem imaginären Unter-
raum $V_3(x_4, x_5, x_6)$ haben muß, der zum reellen R_3 gemäß $V_3 \perp R_3$
verläuft und diesen zum R_6 ergänzt. Für irgend einen Radiusvektor
dieses V_3 muß es also einen Einheitsvektor $i\bar{e}_t$ mit $\bar{e}_t^2 = 1$ geben,
derart, daß der Stratonspin $\bar{\sigma} = \bar{\sigma}_t + \bar{\sigma}_r$ aus den Komponenten
 $\bar{\sigma}_t(V_3)$ und $\bar{\sigma}_r(R_3) \perp \bar{\sigma}_t$ aufgebaut ist. Mit dem Einheitsvektor $\bar{e}_r \perp \bar{e}_t$
eines Radiusvektors im R_3 gilt dann also $\bar{\sigma} = i\bar{e}_t s + \bar{e}_r \sigma_r$, mit $s = \frac{P}{2}$,
wenn $2s = P \geq 0$ eine positive ganze Zahl, und $\bar{e}_t \perp \bar{e}_r$, bzw.
 $e_t^2 = e_r^2 = 1$ ist. Hier kennzeichnet σ_r den **Raumspin** J des Stratons
oder Pseudostratons mit $2J = Q \geq 0$ (positiv ganzzahlig), doch handelt
es sich dabei um die R_3 -Komponente des allgemeinen Stratonspins $\bar{\sigma}$.
Aus diesem Grunde muß in $\sigma_r \sim J$ als Proportionalitätsfaktor eine
Funktion $z(J)$ erscheinen, so daß $\sigma_r = zJ$ zu setzen ist. Existiert für
die Form x eine Relativbewegung $\vec{v} \neq \vec{0}$ im R_3 , dann wird z auf
jeden Fall durch einen Richtungsfaktor bestimmt, der als Kosinus des
Winkels zwischen $\vec{v}$ und der Raumspinrichtung $\bar{e}_r$ aufzufassen ist.
Andererseits ist aber J die Projektion der integralen zyklischen Kon-
densorflüsse in den R_3 , so daß als weiterer Faktor in z der von der
Flußphase φ fluktonisch konjugierender Kondensorextrema abhän-
gige Exponentialausdruck $\exp(i(\pi J + \varphi))$ erscheint. Für $z(J)$
muß also $z = \cos(\vec{v}, \bar{e}_r) \exp(i(\pi J + \varphi))$ gelten. Da die R_3 -Kompo-
nente von $\bar{\sigma}$ als zyklische Bewegung der Trägheitsmasse (des Terms x)
aufzufassen ist, muß sich bei jeglicher R_3 -Bewegung $\vec{v} \parallel \bar{e}_r$ einstellen,
so daß die Phasenziffer $\alpha_p = \cos(\vec{v}, \bar{e}_r) = \pm 1$ wird. Diese Phasenziffer
ist jedoch relativer Natur, weil im Fall der ponderablen Formen c und
 d diese Bewegung stets umgekehrt werden kann, während bei den
imaginären Formen $\alpha_p = +1$ festlegbar ist. So erweist sich α_p nicht
als eine Struktureigenschaft der mit $\vec{v}$ im R_3 bewegten Form x ,
sondern eher als eine Eigentümlichkeit der Struktur, von welcher x
emittiert wurde. Als Phase φ der Kondensorkonjugation gilt $2\varphi = \pi$,

was wegen $e^{i\varphi} = \cos\varphi + i\sin\varphi$ mit $\cos\left(\frac{\pi}{2}\right) = 0$ und $\sin\left(\frac{\pi}{2}\right) = 1$ zu $\exp(i(\pi J + \varphi)) = ie^{i\pi J}$, also $z = i\alpha_p e^{i\pi J}$ führt. Es ist $e^{i\pi J} = \cos(\pi J) + i\sin(\pi J)$, während für $J = Q/2$ gilt. Die positiven ganzen Zahlen $Q \geq 0$ liefern ganz- oder halbzahlige J -Werte. Im Fall $Q = 2n$ wird $J = n$ ganzzahlig, was $\cos \pi n = \pm 1$ und $\sin(\pi n) = 0$, also $\cos(\pi J) + i\sin(\pi J) = \pm 1$ bedingt. Ist dagegen $Q = 2n + 1$, also J halbzahlig, dann gilt $\cos(\pi J) = 0$ und $\sin(\pi J) = 1$, also $\cos(\pi J) + i\sin(\pi J) = i$. Da es für Q keine weiteren Möglichkeiten gibt, kann $e^{i\pi J} = \cos(\pi J) + i\sin(\pi J) = (-1)^J$ gesetzt werden, was $z(J) = i\alpha_p (-1)^J$ liefert. Hierin werde $\alpha_p (-1)^J = P_a$ als Parität des Terms x bezeichnet. Für den Raumspin gilt also $\sigma_r = iJP_a$, so daß sich für den allgemeinen Stratonspin

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}(x) &= i(\bar{e}_t s + \bar{e}_r JP_a), & \bar{e}_t &\perp \bar{e}_r, & 2s &= P \geq 0, \\ 2J &= Q \geq 0, & P_a &= \alpha_p (-1)^J, & \alpha_p &= \pm 1 \end{aligned} \quad (89)$$

ergibt. Da $\bar{e}_t \perp \bar{e}_r$ gilt, folgt für die beiden Komponenten des Stratonspins

$$\sigma_t = is, \quad \sigma_r = iJP_a \quad (89a),$$

in denen s und J , also P und Q immer reelle Zahlen sind. Dies bedeutet aber, daß σ_t stets imaginär bleibt, während das algebraische Verhalten von σ_r davon abhängt ob Q geradzahlig oder ungeradzahlig ist. Im Fall $Q = 2n$ wird $J = n$ ganzzahlig, so daß $\sigma_r = \pm iJ = \pm in$ gilt, weil $\alpha_p = \pm 1$ und davon unabhängig $(-1)^n = \pm 1$ ist. Liegt der andere Fall $Q = 2n + 1$ vor, dann wird J halbzahlig und es folgt der reelle Wert $\sigma_r = \pm J$, weil $(-1)^J = \pm i$ wegen $(-1)^{2n+1} = -1$ und $\sqrt{-1} = i$ gesetzt werden muß. Die Komponente σ_t zählt also stets imaginär, während σ_r im Fall halbzahliger J reell wird. Hieraus folgt, daß σ_t zwar als Spin imaginärer Kondensorflüsse im Fall der c - und d -Hermetrie nach (79) das Stratonfeld der Ponderabilität als

R_3 -Struktur bestimmt, daß aber J von s nicht beeinflußt wird. So ist offensichtlich J als Quantenzahl des Raumspins $\hbar\sigma_r$, also eines quantenhaften Drehimpulses der betreffenden Hermetrieform zu interpretieren.

Der grundsätzlich imaginär bleibende Anteil s des Stratonspins kann hinsichtlich des Stratons nur interner Natur sein, und nicht als externer Eigendrehimpuls erscheinen. Er ist eine interne Eigenschaft der in die stratonische R_3 -Struktur projizierten Konjunkturstruktur. Hierbei kann es sich jedoch nur um eine Konjunktorisomerie i. Bz. auf die R_3 -Projektion handeln, derart, daß bei gleicher Protosimplexstruktur verschiedene projizierte Konjunktorgefüge in c - oder d -Form im R_3 auftreten. Die einzelnen Komponenten einer solchen isomeren Termfamilie würden dann Transformationen entsprechen, welche die metrischen und konfigurativen Elemente, sowie die Protosimplexladungen invariant lassen. Die Terme einer solchen konjunktorisomeren Familie sind deinnach einem Isomorphismus hinsichtlich J unterworfen, welcher sich in s äußert. Aus diesem Grund kann $\sigma_t = is$ als Spinisomorphismus oder **Isomorphiespin** wegen $Re\sigma_t = 0$ bezeichnet werden, während der andere Term mit dem Raumspin einer stratonischen (c, d) oder pseudostratonischen (a, b) Struktur im R_3 identisch ist.

Die möglichen Transformationen eines Spinisomorphismus s in σ_t hinsichtlich J werden von den Komponenten s_μ mit $\mu \geq 0$ dieses Anteiles σ_t bestimmt. Wegen $\delta s = 1$ gilt $s_\mu = s - \mu$ im Intervall $-s \leq s_\mu \leq +s$, wenn μ ganzzahlig ist. Wird $\mu = 0$ ausgeschlossen, so daß die Zählung mit $\nu = 1$ beginnt, dann gilt $s_\nu = s + 1 - \nu$ im gleichen Intervall $-s \leq s_\nu \leq +s$, während die natürlichen Zahlen im Intervall $1 \leq \nu \leq I < \infty$ liegen. Hierin beschreibt $\nu_{\max} = I$ sozusagen das Multiplett möglicher Spinisomorphismen, also die Zahl kompositiver $\bar{\lambda}$ -Terme, die bei $J = \text{const}$ durch diesen Isomorphismus ineinander transformierbar sind. Zur Bestimmung einer solchen Multiplettbesetzung I spinisomorpher $\bar{\lambda}$ -Terme wird $s_\nu = s + 1 - \nu$ von einer unteren Schranke a bis I metronisch integriert, was

$$\mathbf{S}_a^I s_v \delta v = \mathbf{S}_a^I (s+1) \delta v - \mathbf{S}_a^I v \delta v = (s+1)(I+1-a) - \frac{I}{2}(I+1) +$$

+ $\frac{a}{2}(a-1)$ liefert, wenn die Methoden aus III., 1. zur Anwendung kommen. In dem Metronintegral ist $a = 1$, weil für das Definitionsintervall der Multipllettkomponenten $1 \leq v \leq I$ gilt. Andererseits wird

$$\text{aber mit } a = 1 \text{ wegen } -s \leq s_v \leq +s \text{ auch } \mathbf{S}_{a=1}^I s_v \delta v = \sum_{v=1}^I s_v = 0,$$

was mit $a = 1$ eingesetzt $0 = (s+1)I - (I+1)I/2 = Is - (I-1)I/2$, also für die Zahl spinisomorph transformierbarer $\bar{\lambda}$ -Terme eines solchen Multipletts $I = 2s+1 = P+1$ mit $2s = P$ ergibt. Mithin wird also der durch s aus σ_t bedingte Raumspinisomorphismus beschrieben durch

$$s_v = s + 1 - v, \quad 1 \leq v \leq I = P + 1 \quad (90).$$

Ganz ohne Zweifel muß es für $s = P = 0$ das Singulett $I = 1$ geben, so daß für die ganzen Zahlen $P \geq 0$ gelten muß, weil negative s -Werte von der Definition her auszuschließen sind. Da andererseits $P < \infty$ bleiben muß, existiert eine Schranke $P \leq P_{\max}$, die als positive ganze Zahl endlich bleibt, so daß für P aus (90) das geschlossene Intervall $0 \leq P \leq P_{\max} < \infty$ existieren muß. Diese obere P -Schranke gibt also die maximale Zahl spinisomorpher $\bar{\lambda}$ der c - und d -Hermetrie eines Multipletts an, wobei die Komponenten eines solchen Multipletts aus c - und d -Termen gleichermaßen bestehen können. Aus diesem Grunde ist $P_{\max}$ als eine Kennziffer zu verstehen, welche eine strukturelle Klasse stratonischer R_3 -Felder (+7) hinsichtlich der in den R_3 singular abgebildeten $(\pm p)$ mit $p \leq 6$ in Form von $P_{\max} + 1$ Multipletts umschreibt. Andererseits ist aber die in (72) definierte Konfigurationszahl k ebenfalls eine für (+7) charakteristische Kennziffer, so daß $P_{\max} = G(k)$ durch die positive ganze Zahl $G > 0$ gegeben sein muß, die ihrerseits allein von k abhängt. Wegen der Projektion der nach (79) die Struktur (+7) definierenden $(\pm p)$ in den R_3 (im Fall der Formen c und d) gibt aber G nach (90) nicht nur die

für einen k -Wert maximale Multipllettbesetzung an. Vielmehr zeigt G die Zahl von Subkonstituenten des $(+7)$ an, die sich als metaphorische Quasikorpuskeln in ihren Symmetrieeigenschaften als Folge der korrelativen Kopplungsstrukturen unterscheiden, die insgesamt durch k charakterisiert werden. Aus diesem Grunde könnte hypothetisch angenommen werden, daß der prozentuale Anteil von $G - k$ hinsichtlich G identisch ist mit dem prozentualen Anteil, den δG hinsichtlich G ausmachen würde. Wenn dies so ist, dann wäre $(G - k):G = (\delta G):G$ oder $G - k = \delta G$. Da sich G als ganze Zahl nur um den Wert 1 ändern kann, gilt hierin $\delta G = 1$, also $G = k + 1$. Die Beziehung (90) muß ergänzt werden durch

$$0 \leq P \leq G = k + 1 \quad (90a).$$

Da es sich bei G nur um Subkonstituenten des $(+7)$ hinsichtlich der von den korrelativen Kopplungsstrukturen k verursachten Symmetrieeigenschaften handelt, erscheint es denkbar, daß diese metaphorisch quasikorpuskulären Subkonstituenten nicht frei als wirkliche Korpuskeln erscheinen können. Aus dieser Interpretation von $P_{\max} = G(k)$ folgt unmittelbar, daß alle Komponenten eines spinisomorphen Multiplletts durch den gleichen k -Wert gekennzeichnet sein müssen, obgleich diese Komponenten (als kompositive $\bar{\lambda}$ -Terme) durchaus zu verschiedenen Hermetrieformen gehören können.

Während σ_t nach (89a) wegen $P \geq 0$ stets imaginär ist (man könnte $P = 0$ ausschließen), gilt dies für σ_r nicht. Der algebraische Charakter dieses Raumpins hängt von P_a , also von der Geradzahligkeit oder der Ungeradzahligkeit von $2J = Q$ ab. Zunächst werde $Q = 2n$ mit den positiven ganzen Zahlen $n \geq 0$ betrachtet. Wegen $J = n$ wird $P_a = \pm 1$, und damit $\sigma_r = \pm in$ in gleicher Weise imaginär wie σ_t . Nach der quantisierten kanonischen Feldmechanik wird jedoch im Fall $Q = 2n$ die Zustandsfunktion dieses Zustandes stets durch ein Tensorfeld vom Grad $J_T = n$ beschrieben, so daß diese $\bar{\lambda}$ -Terme als **Tensorterme** bezeichnet werden sollen. Da der Trägerraum des abstrakten Funktionenraumes einer solchen tensoriellen Funktion der R_6 ist, gilt

für die Raumpinquantenzahl des Tensorterms $0 \leq J_T \leq 6$, während σ_r als R_3 -Komponente von $\bar{\sigma}$ gemäß $\sigma_r = \pm iJ_T$ imaginär ist. Wegen dieses Verhaltens gilt im R_3 -Volumen eines Tensorterms kein Ausschlußprinzip für andere Tensortermine, so daß für diese $J_T = n$ zwar der Begriff einer Intensität im R_3 -Volumen definierbar ist, doch erscheinen diese Terme sozusagen als nicht gegenständlich.

Liegt der andere Fall $Q = 2n + 1$ vor, dann wird J halbzahlig und $P_a = \pm i$, so daß $\sigma_r = \pm J_S$ reell und halbzahlig wird. Derartige Terme können wegen der Halbzahligkeit $2J_S = 2n + 1$ nicht durch tensorielle Zustandsfunktionen beschrieben werden. Auch besteht der algebraische Unterschied in der reellen σ_r -Zählung, so daß diese $\bar{\lambda}$ mit $2J_S = 2n + 1$ als **Spinortermine** bezeichnet werden sollen, wobei $n \geq 0$ in diesem Fall nicht mehr durch die Dimensionszahl des Träger- raumes beschränkt wird. Da beim Spinorterm $\sigma_r = \pm J_S$ reell ist, besteht eine Verwobenheit eines solchen Spinors mit dem ebenfalls reellen R_3 derart, daß im R_3 -Volumen eines solchen Spinorterms ein Ausschlußprinzip für jeden anderen Spinorterm gilt. Man könnte sagen, daß hier zwar keine Intensität im Sinne der Tensortermine definierbar ist, daß aber der Spinorterm den Begriff des Gegenständlichen erfüllt. Zusammengefaßt werden diese Sachverhalte in

$$\begin{aligned} Q = 2n, \quad \sigma_r = \pm iJ_T, \quad J_T = n, \quad 0 \leq n \leq 6, \\ Q = 2n + 1, \quad \sigma_r = \pm J_S, \quad 2J_S = 2n + 1, \\ n \geq 0 \end{aligned} \quad (91),$$

woraus hervorgeht, daß neben den Eigenschaften der Gravitation und der Trägheit aller Hermetrieformen sowie den Eigenschaften der Imponderabilität imaginärer Hermetrie (a, b) , beziehungsweise der Ponderabilität komplexer Hermetrie (c, d) noch zwischen der räumlichen Gegenständlichkeit von Spinor- oder Nichtgegenständlichkeit von Tensortermen zu unterscheiden ist. Auch bilden c - und d -Terme eine durch k klassifizierte R_3 -Struktur als jeweiliges Straton $(+7)$ aus, während für a - und b -Terme nur pseudostratonische Wir-

kungsbereiche im R_3 beschreibbar sind. Darüber hinaus kann $(+7)$ im Fall komplexer Hermetrie auch im Zustand des elektrischen Ladungsfeldes (29) im Sinne eines d -Terms erscheinen, und generell können die c - und d -Terme mit $J = \text{const}$ in die spinisomorphen Multipletts nach (90) und (90a) eingeordnet werden. Betrachtet man lediglich die imaginären Kondensationen a und b und von a nur diejenigen, die im R_4 -Schnitt als Gravitonen $a_g \triangleq a(R_4)$ im R_3 manifestierbar sind, dann kann zunächst für beide Strukturen der Singulettcharakter $P(a_g) = P(b) = 0$ festgestellt werden. Auch entfällt für diese imponderablen Terme der Spinorcharakter; denn wegen der Verwobenheit dieser Spinore $Im\sigma_r = 0$ mit dem reellen R_3 muß für Relativbewegungen $v = \text{const}$ im R_3 gemäß $\hat{C}$ stets $v < w \approx c$ oder $v < c$ hinsichtlich $\hat{B}$ im R_4 angenommen werden. Tatsächlich kann jedes Photonenfeld als b -Hermetrie durch eine vektorielle Zustandsfunktion (vom Tensorgrad $n = 1$) beschrieben werden, woraus sich $J_T(b) = 1$ ergibt. Wird (19) mit $\tau \rightarrow 0$ infinitesimal approximiert und nach dem Korrespondenzprinzip der Übergang in das makromare Feldkontinuum des R_4 durchgeführt, dann ergibt sich zunächst das nicht hermitesche System (1) als Äquivalenzprinzip, welches aber bei Vernachlässigung des phänomenologischen gravitativen Vektors in T_{ik} und $g_{ik}^- = 0$ zur hermiteschen Grundbeziehung der allgemeinen Relativitätstheorie wird. Hier können nun die Komponenten des Fundamentaltensors wegen der Geodätengleichung als tensorielle Gravitationspotentiale interpretiert werden, die als Zustandsfunktionen des Gravitonenfeldes (pseudoeuklidische Approximation) verwendbar sind. Damit kann aber wegen des Tensorgrades $n = 2$ für Gravitonen $J_T(a_g) = 2$ gesetzt werden. Für die Phasenziffer kann bei diesen imponderablen Strukturen stets der Wert $+1$ festgelegt werden. Insgesamt gilt also für diese beiden imaginären Hermetrieformen

$$\begin{aligned} a_g &\triangleq a(R_4), & P(a_g) &= P(b) = 0, & J_T(a_g) &= 2, \\ J_T(b) &= 1 \end{aligned} \quad (91a).$$

Nach diesen Untersuchungen des Konjunktorspins und seiner integralen Form **(89)** erscheint es sinnvoll, die Bedeutung der Enantiostereoisomeren zu untersuchen.

4. Antistrukturen

Nach VI. sind die $\bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} = \bar{\lambda}$ synmetronische Kondensortermine der entsprechenden Fundamentalkondensoren, welche die kompositiven $\bar{\lambda}$ strukturieren. Stets gilt $\bar{\lambda} \perp \vec{Y} = \vec{v} + i\vec{w}$, worin durch geeignete Koordinatenwahl $\vec{v} = \vec{0}$, also $\vec{Y} = i\vec{w}$ möglich wird. Da in dieser kosmischen Bewegung $\vec{Y} = i\vec{w}$ des R_3 mit $w^2 = c^2 + \dot{\epsilon}^2 + \dot{\eta}^2$ auch $\dot{\epsilon} = \dot{\eta} = 0$ im Fall zeitlich konstanter x_5 und x_6 stets erreichbar ist, kann auch $i\vec{w} = \dot{\vec{x}}_4$ und damit $\vec{Y} \parallel \dot{\vec{x}}_4$ oder $\bar{\lambda} \perp \dot{\vec{x}}_4$ ohne Einschränkung der Allgemeinheit gesetzt werden. Andererseits bestimmen aber die $\bar{\lambda}$ als synmetronische Kondensationsstufen bei ihrer Komposition durch Konjunktivgesetze die Orientierung der ${}^p_x(\mu)_{\pm}^q$, welche nach dem Vorangegangenen aber die Orientierung des Gesamtspins bedingen, dessen R_3 -Projektion als Stratonspin $\bar{s}_x$ erscheint. Dies bedeutet jedoch, daß die Orientierung von $\bar{s}_x$ unmittelbar auf die zeitliche R_4 -Struktur $\bar{\lambda} \perp \dot{\vec{x}}_4$ bezogen ist, und diese Struktur findet nach (5a) ihren Ausdruck in der Bedingung $\cos\alpha_4 \neq 0$ der Weltgeometrie hinsichtlich x_4 . Nach dieser Beziehung (5a) gilt aber für die Raumzeitwelt R_4^+ und ihre in x_5 geschichteten Pararäume R_3^{+k} mit $k \geq 0$ und $R_3^{+0} \equiv R_3$ die Bedingung $\cos\alpha_4 > 0$. Da aber $\cos\alpha_4 \neq 0$ auch $\cos\alpha_4 < 0$ mit antiparalleler Zeitkoordinate zuläßt, kann im R_6 auch die Existenz einer Antiraumzeit R_4^- mit Antipararäumen R_3^{-k} konzipiert werden, die jedoch nicht direkt nachweisbar ist. Wenn jedoch diese Antiraumzeit R_4^- existiert, dann müßte es bezogen auf R_4^+ neben den Flukton- und Konjunktorspins der Flußaggregate und neben dem Stratonspin $\bar{s}_x^+ \equiv \bar{s}_x(R_4^+)$ die entsprechenden enantioisomeren Strukturen als Antistrukturen als Antistratonspin $\bar{s}_x^- \equiv \bar{s}_x(R_4^-)$ geben, deren Spingefüge in spiegelsymmetrischer Weise auf R_4^+ so orientiert sind, daß sie bezogen auf R_4^+ als Normalstruktur erscheinen. Es wären also Normal- und Antistrukturen der Spingefüge

hinsichtlich der $R_4^\pm$ vertauschbar. Wenn also R_4^- mit den R_3^{-k} im R_6 kosmologisch existiert, dann sind zwar im R_4^+ keine makromaren Antistrukturen im Sinne von Antimaterie möglich (diese würden die Strukturen des R_4^- bestimmen), doch müßten im R_4^+ bei Transmutationen von elementaren Materiefeldquanten die Antistrukturen von Kondensationsstufen als Elementarkorpuskeln mit $\bar{s}_x^-$ im R_3^{+0} erscheinen, weil es in jedem Fall die Enantiostereoisomerie und das Prinzip der Drehimpulserhaltung gibt.

Zunächst wird erforderlichlich, aus der Synmetronik der Enantiostereoisomeren, bezogen auf x_4 , die Eigenschaften solcher Antikondensationen zu entwickeln. Es gelten die Indizierungen $(+)$ für die Raumzeit und $(-)$ für die Antiraumzeit, also $x_4 \triangleq x_4^\pm$, $\vec{Y} \triangleq \vec{Y}^\pm$ oder für die Protosimplexe $(\pm p)_x \triangleq (\pm p)_x^\pm$ usw. Für die Weltgeschwindigkeit in den R_6 folgt unmittelbar $\cos(\vec{Y}^+, \vec{Y}^-) = -1$, weil beide Hyperflächen des R_6 durch die Antiparallelität ihrer Zeitkoordinaten gekennzeichnet sind. Da es sich bei den Antistrukturen stets nur um Enantiostereoisomere handeln kann, und zwar aller Flukton- und Konjunktorspine hinsichtlich x_4 , muß das synmetronische Trägheitsprinzip $\vec{\lambda} \perp \vec{Y}$ des R_4^+ auch im R_4^- gelten, so daß allgemein $\vec{\lambda}^\pm \perp \vec{Y}^\pm$ zu setzen ist, was unmittelbar $\cos(\vec{\lambda}^+, \vec{\lambda}^-) = -1$ zur Folge hat. Auch im R_4^- müssen demnach die Antistrukturen dem Trägheitsprinzip genügen.

Zur Synmetronik der **Antikonjunktoren** $-(\mu^-)-$ kann das Konjunktivprinzip $(\pm p)_x - (\mu) - (\pm q)_x$ eindeutig erweitert werden. So sei $(\pm p)_x^\pm - (\mu^\pm) - (\pm q)_x^\pm$ ein Konjunktiv der den Protosimplex (Antiprotosimplex) p mit dem Protosimplex (Antiprotosimplex) q über den Konjunktorspin μ verbindet. Der zugehörige Antikonjunktiv wäre dann gegeben durch $(\pm p)_x^\mp - (\mu^\mp) - (\pm q)_x^\mp$, während für den Konjunktorspin bzw. Antikonjunktorspin ${}_x^p(\mu^\pm)_\pm^q$ gesetzt werden kann. Werden nun die vier möglichen Hermetrieformen untersucht, dann folgt für $x \triangleq a$, daß $(\pm 1)_a \equiv (\pm 1)_a^\pm$ auch in der Antistruktur bizeyklisch bleibt, doch ist $\bar{s}_a^- < \bar{0}$ für $(\pm 1)_a^-$, wenn $\bar{s}_a^+ > \bar{0}$ für $(\pm 1)_a^+$ gilt. Ganz analog verhält sich für $x \triangleq b$ neben $(\pm 1)_b^\pm$ das Zeitquartett $(\pm 2)_b^\pm$, welches mit $(\pm 3)_b^\pm$ über die Konjunkte

$-(1^\pm, 2^\pm)-$ die zeitkondensierte Triade $(\pm(1, 2, 3))_b^\pm$ der Photonen (+) oder Antiphotonen (-) bildet. Andererseits hat dieses Zeitquartett beim Fehlen von (+7) zur Folge, daß als einzig möglicher Weltlinien-typ der Zeitkondensationen nur geodätische Nulllinien in den $R_4^\pm$ auftreten. Auf diese Weise unterscheiden sich aber mit c im R_3 fortschreitende Photonen von Antiphotonen nur durch eine Drehung ihrer Polarisations-ebene, um p so daß es keine spezifisch strukturierte Anti-zeitkondensation (Antiphoton) in den $R_4^\pm$ gibt. Analoges folgt für die $R_3^{\pm 0}$ -Projektionen der $(\pm 1)_a^\pm$ auf geodätische Nulllinien in den $R_4^\pm$, welche dann als Gravitonen mit $\omega > c$ in den $R_3^{\pm 0}$ fortschreiten und sich ebenfalls nur durch eine Drehung ihrer relativen Polarisations-ebene unterscheiden. Dies gilt jedoch nicht für alle a -Terme. Insbesondere dann nicht, wenn $(\pm 1)^\pm$ in der c -Struktur (+7) bestimmt und die Triade der Neutrokorpuskeln $(\pm(1, 4))_c^\pm, (+7)_c^\pm$ definiert. Hier bedingt die Bizyklizität des (± 1) -Quartetts den Simplex $(\pm 4)_c$ und somit die Spinstruktur der betreffenden Raumkondensation c^+ . Die entsprechende Antikondensation c^- (also die neutrale Antikorpuskel) muß sich hier allerdings grundlegend als enantiostereoisomere Spinstruktur von c^+ unterscheiden, was jedoch allein auf eine spiegel-symmetrische Vertauschung sämtlicher Konjunktorspins und des Stratonspins zurückgeht. Eine völlig analoge Spinkonjugation liegt bei den Raumzeitkondensationen vor. Im Gegensatz zu $c^\pm$ treten jedoch bei den $d^\pm$ -Strukturen der Protosimplex $(\pm 5)_d^\pm$ und das Weltflukton $(-6)_d^\pm$ auf, während das Straton nur noch als Schirmfeld erscheint. Weltflukton und $(\pm 5)^\pm$ verursachen aber durch die Konjunkte $-(2^\pm)-$ die elektrische Ladungsstruktur der d -Kondensationen, so daß sich die Antiraumzeitkondensationen d^- von den d^+ wie im Fall der $c^\pm$ -Terme durch eine totale Spinkonjugation unterscheiden. Diese Spinkonjugation hat jedoch bei den $d^\pm$ -Termen wegen des Verhaltens der $(\pm 5)^\pm$ und $(-6)^\pm$ mit $-(2^\pm)-$ eine simultane elektrische Ladungskonjugation zur Folge.

Alle Hermetrieformen weisen das (x_5, x_6) -Schirmfeld $\begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}$ als typische Eigenschaft auf, welches im Fall $x \triangleq (a, b, c)$ von $\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}$ begleitet

wird. Nach den symmetronischen Ergebnissen aus VI. erscheint dieses Schirmfeld aber nach seiner Projektion in den $R_3^{\pm 0}$ als Gravitationsfeld. Nun müssen aber nach den Untersuchungen prototroper Konjunktoren die Schirmfelder grundsätzlich konjunktorfrei sein, also auch $\begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}$ und $\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}$, deren R_3 -Projektion als Gravitationsfeld aller Hermetrieformen erscheint. Dieses Fehlen gravitativer Konjunktoren bedingt jedoch ein entsprechendes Fehlen von Konjunktorspinen, so daß die gravitativen Eigenschaften nicht unterscheidbar den $R_4^{\pm}$ -Strukturen gleichermaßen zukommen. Die Projektion der $\begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}$ erscheint demnach nicht nur im R_3^{+0} , sondern auch im R_3^{-0} der Antiraumzeit als attraktives statisches Gravitationsfeld, für welches die approximative Lösung $rqe^{-q} \sim (1 - \frac{r}{Q})^2$ mit $0 < Q < \infty$ nach (11) gilt. Hierin bedingt aber $Q > 0$ im physischen R_3^{+0} wegen $Q \sim m^{-3}$, daß stets $m^+(n, q) > 0$ die Terme der Spektralfunktion (27) kennzeichnet, was jedoch auch für die Antiterme $m^-(n, q) > 0$ gelten muß, da auch für das g -Feld in R_3^{-0} die attraktiven Eigenschaften mit $Q > 0$ typisch sind. Einerseits muß also $m^{\pm} > 0$ gelten, was andererseits völlig evident wird durch die Tatsache, daß es sich bei den Antistrukturen nur um die spiegelsymmetrischen Enantiostereoisomeren der $R_4^{\pm}$ -Terme handelt, welche somit von (27) impliziert werden.

Ist K irgendeine Eigenschaft, welche die $R_4^{\pm}$ -Strukturen gemäß $K(R_4^{\pm}) = K^{\pm}$ indiziert, dann können alle diejenigen Eigenschaften der Kondensortermine, welche mit denen der Antiterme identisch werden in

$$\begin{aligned} K(R_4^{\pm}) &= K^{\pm}, & \cos(\vec{Y}^+, \vec{Y}^-) &= -1, & \bar{\lambda}^{\pm} &\perp \vec{Y}^{\pm}, \\ \bar{\lambda}^+ &\parallel \bar{\lambda}^-, & a^+(\omega) &= a^-(\omega), & b^+ &= b^-, \\ m^{\pm} &> 0 \end{aligned} \tag{92}$$

zusammengefaßt werden. Die gemeinsamen Eigenschaften der $R_4^{\pm}$ -Strukturen in ihren $R_3^{\pm 0}$ -Projektionen bei antiparallelen kosmischen Bewegungen sind also die allgemeine Trägheit aller Kondensationen und deren allgemeine attraktive statische Gravitation, während Anti-

gravitonen als a^- -Terme in geodätischer Nulllinienprojektion, sowie Antiphotonen sich von adäquaten R_4^+ -Formen nur durch eine Drehung ihrer Polarisationssebenen unterscheiden. Die typische Unterscheidung der übrigen $R_4^\pm$ -Terme geht auf das enantiostereoisomere Verhalten aller Spineigenschaften zurück, was sich unmittelbar observabel stets in einer Konjugation des Stratonspins und allen von ihm abhängigen Eigenschaften, sowie in einer elektrischen Ladungskonjugation (bedingt durch $(\pm 5)_d^\pm$ und $(-6)_d^\pm$) manifestiert. Die zu einer d -Hermetrie gehörende Antistruktur muß also neben den spiegelsymmetrischen Spineigenschaften stets die konjugierte elektrische Antiladung tragen.

Mit diesen symmetronischen Untersuchungen der Antistrukturen wird es nunmehr möglich, empirisch nach dem Auftreten von Antimaterie zu suchen. In der empirisch verfügbaren R_3 -Umgebung können derartige stabile Antistrukturen nicht nachgewiesen werden, doch gibt es Transmutationen elementarer Hermetrieformen, welche die Entstehung von Antitermen notwendig machen. Nimmt man nämlich an, daß ein als materielle Elementarstruktur X erscheinender kompositiver Kondensorterm $\bar{\lambda}$ im Sinne eines Zerfalls $X \rightarrow \sum_{j=1}^n X_j$ in

$n > 1$ Elementarstrukturen X_j transmutiert (hier sind auch die imaginären Formen a und b zugelassen), dann muß nach dem Prinzip der Kompressorisostasie bei dieser Transmutation das Energieprinzip

$E = \sum_{j=1}^n E_j$ als Zeitsymmetrie oder nach $E = mc^2$ für die Massen-

terme (einschließlich imponderabler Feldmassen) $m_X = \sum_{j=1}^n m_j$ gel-

ten. Über die allgemeine Poincarégruppe hinaus müssen gewisse integrale Eigenschaften der korrelativen Kopplungsstruktur erhalten bleiben, die als Quantenzahlen wie k, P oder Q usw. erscheinen und die Manifestation dieser korrelativen Kopplungsstruktur der Kondensorflüsse als X -Term im Kondensationszustand $\bar{\lambda}$ bedingen. Gibt es $1 \leq i \leq N$ derartige Quantenzahlen $H^{(i)}$, dann wäre

$X(H^{(i)})_1^N \rightarrow \sum_{j=1}^n X_j(H_j^{(i)})_{i=1}^N$ für den Zerfall zu setzen, wobei die geforderte Erhaltung der $H^{(i)}$ ausgedrückt wird durch $H^{(i)} = \sum_{j=1}^n H_j^{(i)}$,

was einer N -fachen Invarianzforderung entspricht. Hierin können die $H^{(i)}$ einer $SU(s)$ oder einer $SU(\alpha) \times SU(\beta)$ mit $\alpha + \beta \leq s$ unterworfen sein. Auf jeden Fall gilt die charakteristische Komposition

$H^{(i)} - \sum_{j=1}^m H_j^{(i)} = 0$ für den X -Zerfall, was aber nur durch

$\sum_{k=1}^p H_k^{(i)} = 0$ mit $m + p = n$ erfüllbar ist. Im allgemeinen gilt für

einige $H_k^{(i)} = 0$, derart, daß die Summe aus $r = 2z$ Gliedern

$\sum_{v=1}^r H_v^{(i)} = 0$ so beschaffen ist, daß stets $H_{+v}^{(i)}(R_4^+)$ zusammen mit der

entsprechenden Antiquantenzahl $H_{-v}^{(i)}(R_4^-)$ auftritt und in

$\sum_{v=1}^z (H_{+v}^{(i)} + H_{-v}^{(i)}) = 0$ eine gliedweise Kompensation durch $H_{+v}^{(i)} =$

$= -H_{-v}^{(i)}$ erfolgt. Die Sätze der $H_{-v}^{(i)}$ kennzeichnen dabei Antiterme

$\overline{X}_v = X_v(R_4^-)$, so daß in $X \rightarrow \sum_{j=1}^n X_j$ insgesamt $z < n$ Antiterme

$\overline{X}_j$ erscheinen und zwar paarweise mit den zugehörigen z Termen X_j .

Da die Begriffe der Trägheit und des Gravitationsfeldes nach den vorangegangenen Untersuchungen vom $R_4^\pm$ -Bezug unabhängig sind,

bleiben in $m_x = \sum_{j=1}^n m_j$ des Energieprinzips die $m_j > 0$ auch für

$\overline{X}_j$ positive reelle Zahlen.

Zum Spektrum der komplexen Hermetrieformen $\overline{\lambda}$ gibt es also ein spiegelsymmetrisches Spektrum von entsprechenden Antitermen, so daß auch die spinisomorphen (hinsichtlich $J = \text{const}$) Multipletts $I_+(R_4^+)$ und $I_-(R_4^-)$ einander gemäß

$$I_+(X) \equiv I_-(\bar{X}) = \bar{I} \quad (92a)$$

entsprechen. Zwar unterscheiden sich die $\bar{X}$ von den X nicht in ihrer Trägheit oder ihrem Gravitationsfeld, doch sind die $\bar{X}$ des R_4^- bezogen auf den R_4^+ als die enantiostereoisomeren Strukturen der X des R_4^+ , wobei sich diese Enantiostereoisomerie stets auf den integralen zyklischen Kondensorfluß der korrelativen Kopplungsstruktur des kompositiven Terms $\bar{\lambda}$ bezieht. Unabhängig vom $R_4^\pm$ -Bezug ist stets $\bar{\lambda} \perp \vec{x}_4$ im R_6 erreichbar, so daß es naheliegt, den integralen zyklischen Kondensorfluß auf einen zeitlichen «Schraubungssinn» $\vec{S} \parallel \vec{x}_4$ so zu beziehen, daß als **Zeithelizität** $\varepsilon = \cos(\vec{S}, \vec{x}_4)$ definiert werden kann. Im Fall des $R_4^\pm$ -Bezuges wird dann $\cos(\vec{S}, \vec{x}_4) = \pm 1$ oder $\varepsilon(R_4^\pm) = \pm 1$. Mit dieser Zeithelizität können nun alle Quantenzahlen $C_\pm = -C_\mp$ durch die Multiplikation $\varepsilon C_\pm = C > 0$ von $\vec{S}$ und damit vom $R_4^\pm$ -Bezug der $\bar{\lambda}$ als X oder $\bar{X}$ -Antiterm (enantiostereoisomer zu X) unabhängig gemacht werden. Diese Zeithelizität wird demnach als Quantenzahl definiert durch

$$\begin{aligned} \varepsilon(R_4^\pm) &= \cos(\vec{S}(\bar{\lambda}), \vec{x}_4) = \pm 1, & C_\pm(R_4^\pm) &= -C_\mp, \\ \varepsilon C_\pm &= C > 0 \end{aligned} \quad (93),$$

worin C unabhängig vom $R_4^\pm$ -Bezug ist.

Da die Antiprotosimplexe $(\pm p)_x^-$ die spiegelsymmetrischen Enantiostereoisomeren der $(\pm p)_x$ sind, was auch für die prototropen Konjunktoren gilt, folgt für die R_4^- -Hermetrieformen, daß wie im R_4^+ die imaginären Kondensationen $x \triangleq (a, b)$ imponderabel und die komplexen $x \triangleq (c, d)$ ponderabel sind. Die R_4^- -Strukturen relativ zu denen des R_4^+ erscheinen dagegen hinsichtlich Konjunktur- und Stratonspin, sowie hinsichtlich ihrer elektrischen Ladung konjugiert bezogen auf die R_4^+ -Strukturen, weil diese Spinsysteme aller Flußaggregate in bezug auf die $x_4^\pm$ -Richtung der kosmischen Bewegung aller $R_3^{\pm k}$

orientiert sind, welche mit den antiparallelen Weltgeschwindigkeiten $\vec{Y}^\pm$ in den $R_4^\pm$ erfolgen. Demnach sind also die Spin- und Ladungskonjugationen der $R_4^\pm$ -Strukturen relativ hinsichtlich der $\vec{Y}^\pm$ -Richtung aller $R_3^{\pm k}$.

Nach (92a) und dem Prinzip (93) gibt es also zu den Spektren c und d ponderabler Hermetrieformen die spiegelsymmetrischen Antispektren $\bar{c}$ und $\bar{d}$, so daß auf die Möglichkeit spiegelsymmetrischer Strukturen ponderabler Nuklide, Atome und Moleküle aus Antimaterie geschlossen werden muß. Andererseits unterscheiden sich die imponderablen a - und b -Terme nicht von ihren Antistrukturen $\bar{a}$ und $\bar{b}$ (bis auf eine Drehung der Polarisationssebene) und auch das Trägheitsprinzip $\vec{\lambda} \perp \vec{Y}$ ist von ε unabhängig. Dies bedeutet, daß auch die Antimaterie aus $\bar{c}$ - und $\bar{d}$ -Termen träge ist und ponderable Gravitationsfeldquellen bildet, die zur $\bar{b}$ -Emission fähig sind. Allerdings könnten die $\bar{b}$ -Photonen mit $\varepsilon = -1$ von den b -Photonen mit $\varepsilon = +1$ nicht unterschieden werden.

Auf jeden Fall erscheinen im R_3^{+0} bei Transmutationen $\bar{c}$ - und $\bar{d}$ -Terme aus Symmetriegründen. Makromare Strukturen aus Antimaterie im Sinne von Antigalaxien wären dagegen im R_3^{+0} spektroskopisch nicht nachweisbar, so daß durchaus die Möglichkeit gegeben erscheint, daß Galaxiensysteme und solche aus Antigalaxien im R_3^{+0} eine razemische Verteilung bilden. Läge dieser Fall vor, dann bestünde keine empirische Notwendigkeit dafür, im R_6 einen R_4^- mit R_3^{-k} und $k \geq 0$ anzunehmen. Allerdings ist zu berücksichtigen, daß $b \rightleftharpoons c + \bar{c}$ oder $b \rightleftharpoons d + \bar{d}$ reversible Prozesse sind und der Zustand b wesentlich wahrscheinlicher ist als $c + \bar{c}$ oder $d + \bar{d}$ in einem hinreichend kleinen R_3 -Volumen. Da jedoch jede Galaxie von einem Halo aus intergalaktischer Materie umgeben ist (und zwar auf große Distanzen), würden sich im Fall einer razemischen Gleichverteilung von Galaxiensystemen und solchen aus Antigalaxien diese Halobereiche intergalaktischer Materie überschneiden, so daß im R_3 großräumige Trennflächen entstehen müßten, auf denen sich die Zerstrahlungsprozesse $X + \bar{X} \rightarrow b$ vollziehen, wenn $X, \bar{X}$ für die atomaren Strukturen bezogen auf $\varepsilon = \pm 1$ steht. Diese Trennflächen müßten also zugleich die Quellen

einer b -Strahlung sein, deren Frequenz den Energieinhalten von $X + \bar{X}$ entspricht und daher überaus hoch liegen müßte. Werden derartige energiereiche $h\nu$ -Quanten einer solchen b -Strahlung nicht beobachtet, dann besteht noch die Möglichkeit, daß zwar in der frühesten Phase einer unbekannten Kosmogonie der Materie das Verhältnis der X -Terme zu den $\bar{X}$ -Termen symmetrisch den Wert 1 hatte, daß aber dieses Verhältnis als Zeitfunktion sich nach dem kosmischen Intervall der Materieentstehung völlig asymmetrisch zugunsten der Materie $\varepsilon = +1$ verschob, so daß gegenwärtig im R_3 nur ein äußerst geringer Anteil makromarer Strukturen aus Antimaterie existiert, der sich daher der indirekten Beobachtung entzieht. Eine Untersuchung dieser Möglichkeit setzt jedoch gründliche Kenntnisse der Materiekosmogonie voraus, die mit Sicherheit weit über die gegenwärtigen Spekulationen hinausgehen müssen.

Sieht man von dieser Möglichkeit wegen der mangelhaften Kenntnisse hinsichtlich der Materiekosmogonie ab, dann verbleibt noch die im R_6 symmetrische Möglichkeit des R_4^- und der Parallelräume R_3^{-k} mit antiparalleler kosmischer Bewegung $\cos(\vec{Y}^+, \vec{Y}^-) = -1$ oder $\cos(\vec{x}_4^+, \vec{x}_4^-) = -1$. Im R_3^{-0} könnten $\bar{c}$ - und $\bar{d}$ -Terme ebenso ponderable Materiestrukturen makromarer Art aufbauen, wie die c - und d -Terme in beobachtbarer Weise im R_3^{+0} . Relative Antistrukturen im R_3^{+0} oder R_3^{-0} wären dann lediglich die mikromaren Konsequenzen von Symmetrieprinzipien, die bei Transmutationen kompositiver Kondensorterme beobachtbar werden.

Die Beziehungen (51) bis (52) mit der Darstellung (48a) zeigen sehr deutlich, daß das Zeitintervall $T_k \pm \Delta T_k$ der Materiekosmogonie auf keinen Fall mit dem Grenzereignis (48) und $t = 0$ des R_4 begonnen haben kann. Es muß also $T_k \pm \Delta T_k > 0$ gefordert werden. Nach (51a) und (52) wurden aber bis zum gegenwärtigen Weltalter T erst drei Prozent der expansiven R_4 -Hemisphäre (hinsichtlich D des R_3) von der kosmischen Bewegung aktualisiert, und darüberhinaus scheint T_k wegen der Symmetronik von der subphysikalischen Natur $\tau_k > 0$ bei

$D_k(T_k)$ abzuhängen, so daß die Materiekosmogonie erst bei $\tau \leq \tau_k$ einsetzen kann. Dies würde aber $T_k \pm \Delta T_k \gg 0$ und $(T \pm T_k):T \approx 0$, also $T \approx T_k$ und $D_M \approx D_k$ nach (51a) bedingen. Es wäre durchaus denkbar, daß sich die Materiekosmogonie aus irgendwelchen subphysikalischen strukturellen Gründen vor einigen 10^{10} Jahren (evtl. $T - T_k$ zwischen $2 \cdot 10^{10}$ und $6 \cdot 10^{10}$ Jahre) katastrophenkraft vollzogen hat, derart, daß die gesamte Energiemasse jeweils eines Spiralnebels oder eines Galaxienhaufens mit äußerst hoher Dichte in ein relativ kleines R_3 -Volumen einbrach, um dann explosionsartig zu expandieren. Diese kosmogonischen Objekte müßten also die Leuchtkraft einer Galaxis haben, aber optisch die quasistellaren Eigenschaften einer punktförmigen Lichtquelle aufweisen. Da wegen $D_M \approx D_k$ in sehr guter Näherung $c = c_k$ erfüllt ist, gäbe es auf jeden Fall die absolute Sichtbarkeitsgrenze astronomischer Objekte

$R = c(T - T_k \pm \Delta T_k)$, doch ist mit Sicherheit wegen $\sigma > 0$ in (46) stets der Radius des optischen Raumsegmentes $y < R$. Tatsächlich werden wirklich quasistellare Objekte als Quasare im Bereich $s < y$ beobachtet, deren z -Werte nach (45) auf Distanzen von einigen 10^9 Lichtjahren hinweisen. Zwar sind hier Täuschungen durch z -Anomalien als Folge von räumlichen σ -Anisotropien denkbar, doch kann eine derartige Täuschung bei der Gesamtheit aller Quasare nur mit praktisch verschwindender Wahrscheinlichkeit die Regel sein. Wenn aber die Entfernungsbestimmung des Quasars nach (45) richtig ist, dann ist mit der Laufzeit t des optischen Signals diese Entfernung gegeben durch $ct = s_Q < y < R$ mit $t = T - T_i$ (bezogen auf das Weltalter). Dies bedeutet aber, daß ein Quasar in einem umso früheren Entwicklungszustand beobachtet werden kann, je größer s_Q ist. Da jedoch $s_Q < y$ nach (46a) bleibt, ist R und damit auch $T - T_k$ um mindestens eine Zehnerpotenz höher als das Alter des innerhalb y beobachteten Quasarzustandes; denn die zeitliche Distanz des Quasarzustandes zur Gegenwart fällt linear mit $s_Q < y$. Die nach (46a) beobachtbaren Quasare müßten sich also in bereits fortgeschrittenen Entwicklungsstadien befinden, d. h., wenn die vorgeschlagene Spekulation zur Kosmogonie der Materie akzeptabel sein soll, dann müßten die beobachte-

ten Quasare sich als sehr junge aktive Galaxien mit dichtem Kern sehr hoher Leuchtkraft erweisen, so daß ein Halo aus Sternenmaterie einen jeden Quasar begleiten müßte, was aber wegen der großen Distanzen nicht beobachtbar sein wird.⁽²⁾

(2) Während des Lesens der Korrekturfahne dieses Buches erfuhr der Autor, daß inzwischen an einer guten Himmelsphotographie des Quasar PKS 0812 + 020 mikrodensitometrische computergesteuerte Messungen durchgeführt und die photoelektrischen Signale von einem Bildcomputer ausgewertet wurden. Der Quasar befindet sich in einem Abstand von mehreren 10^9 Lichtjahren und zeigt im gewonnenen Computerbild tatsächlich das vom Autor erwartete Halo einer offensichtlichen Sternenwolke. Neben PKS 0812 + 020 sollen derartige Umgebungen mit Hilfe der gleichen Methode an 12 weiteren Quasaren gefunden worden sein, so daß möglicherweise auf der Grundlage des oben entworfenen Bildes eine Kosmogonie der Materie versucht werden könnte.

5. Korrespondenzfelder und die prototrope Struktur des Universums

Die kompositiven Kondensortermine $\bar{\lambda}(x)$ einer Hermetrieform x sind nach IV. offensichtlich mit den empirischen elementaren Materiefeldquanten Mq identisch. Nach VI. und VII., 1. bis 3. werden diese Mq synmetronisch von dynamischen Eigenschaften bestimmt und sind daher auf jeden Fall zu externen Wechselwirkungen im Sinne von Korrespondenzen fähig.

Zusammengefaßt kann festgestellt werden, daß elementare zyklische Kondensorflüsse $N^\pm()$ über die internen pseudoeuklidischen Korrelationsmaxima N^- (Kondensorminima) durch interne Konjunktive $-(\mu)-$ (bezogen auf den Gitterkernbereich ${}^2\bar{\kappa}_{(\mu)}$ mit $\mu \leq 3$) die $\bar{\lambda}$ bestimmende Kopplungsstruktur integral korrelieren, derart, daß diese Kopplungsstruktur während eines zeitlichen Stabilitätsintervalls $t_2 - t_1 > 0$ im ungestörten Fall durch einen zyklischen integralen Kondensorfluß dargestellt wird, der während dieses Stabilitätsintervalls als stationärer Zustand durch ein dynamisches Gleichgewicht bestimmt ist. Dieser Kopplungsstruktur ist nach VII., 3. ein allgemeiner integraler Stratonspin superponiert, der auf die Korrelation aller zyklischen Kondensorflüsse zurückgeht.

Es muß also nach diesem Bild zwei verschiedene Klassen möglicher Korrespondenzen geben, nämlich die **Raumspinkorrespondenzen** Rk und die **Strukturkorrespondenzen** Sk .

Sind X und Y zwei verschiedene Mq die durch die kompositiven Kondensortermine $\bar{\lambda}_X$ und $\bar{\lambda}_Y$ dargestellt werden, dann setzt die Rk voraus, daß $J_X > 0$ und auch $J_Y > 0$ ist. Dieser Sachverhalt allein führt jedoch noch nicht zu einer Rk ; denn für diese Korrespondenz,

symbolisiert durch den **Spinkonjunktiv** $-[J_X, J_Y] - \triangleq -[X, Y] -$ muß auf jeden Fall näherungsweise eine Parallelität der Spinvektoren $\bar{s}_X \parallel \bar{s}_Y$, also $\cos(\bar{s}_X, \bar{s}_Y) \approx \pm 1$ gefordert werden. Die Raumspin-korrespondenz wird also beschrieben durch

$$\begin{aligned} \bar{\lambda}_X - [X, Y] - \bar{\lambda}_Y, \quad J_X > 0, \quad J_Y > 0, \\ \cos(\bar{s}_X, \bar{s}_Y) \approx \pm 1 \end{aligned} \quad (94),$$

woraus hervorgeht, daß die Existenz des Spinkonjunktivs der *Rk* im Fall $J_X = J_Y > 0$ auch dann gegeben ist, wenn nur die Spinvektoren parallel sind.

Im Gegensatz zu dieser *Rk* ist die *Sk* ein Ausdruck der Kopplungsstruktur eines $\bar{\lambda}$ -Terms, und zwar unabhängig von der jeweiligen Hermetrieform x . In $N^\pm()N^\mp$ des zyklischen Kondensorflusses (Grundfluß) eines Fluktons sind die Korrelationsminima N^+ die Maxima der Fundamentalkondensoren. Mit den Gitterselektoren $C_j; n = x_j$ der pseudoeuklidischen Koordinaten einer leeren Bezugswelt $R_{6(0)}$ gilt aber auch für die Geodäsie $\ddot{C}^i + \left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ m \end{smallmatrix} \right]_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}; () \dot{C}^k \dot{C}^m = 0$, d. h., die Kondensormaxima sind zugleich die Zentren maximaler $\ddot{x}^i \neq 0$, also Zentren maximaler Korrespondenzpotenz im Sinne der Korrespondenzmaxima N^+ einzelner fluktonischer Grundflüsse. Andererseits müssen diese N^+ mit den $\bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} = \bar{\lambda}$ aus (58) oder (58a) identisch sein, die zu dem metaphorischen Mosaikmuster in $\bar{\lambda}$ komponieren, welches demnach zugleich ein Muster struktureller Korrespondenzfeldquellen ist, die aber im stationären Zustand nicht im Sinne einer Korrespondenz wirksam werden, sondern das dynamische Gleichgewicht interner Korrelationen der integralen Kopplungsstruktur bedingen. Die Zahl Z möglicher Korrespondenzfeldquellen muß also mit der Zahl derjenigen Fundamentalkondensoren identisch sein, die keine statischen Schirmfelder ausbilden. Demnach muß $Z(x)$ von der Zahl $n = n(\hat{\gamma}_{(x)})$ der Elemente des Korrelators $\hat{\gamma}_{(x)}$ der Hermetrieform x bestimmt werden. Die n Elemente definieren offenbar n^2 Fundamentalkonden-

soren, von denen jedoch n als Schirmfelder erscheinen, so daß $Z = n^2 - n = n(n - 1)$ gesetzt werden muß. Mithin gilt für die Zahl möglicher struktureller Korrespondenzfeldquellen und die Zahl der begleitenden Schirmfelder

$$Z(x) = n(n - 1), \quad n = n(\hat{\gamma}_{(x)}) \quad (95),$$

das heißt, diese Ziffern hängen allein von der synmetronischen Polymetrie der jeweiligen Form x ab. Für $x \triangleq a$ gilt also $n_a = 2$ und $Z(a) = 2$, aber $n_b = n_c = 6$ mit $Z(b) = Z(c) = 30$ im Fall $x \triangleq (b, c)$. Liegt dagegen die Hermetrieform $x \triangleq d$, also die Enneametrie $n_d = 9$ vor, dann ergibt sich $Z(d) = 72$.

Diese $Z(x)$ Elemente aus (95) erscheinen jedoch nicht einzeln als Korrespondenzfeldquellen, sondern die $\bar{\lambda}$ (die den Korrespondenzmaxima äquivalent sind) bilden lediglich die Kondensormaxima der zu $\bar{\lambda}$ signaturisomeren Grundflüsse eines Fluktons $(-p)$, welches nach den vorangegangenen Untersuchungen durch die Schirmfelder $(+p)$ zum Protosimplex $(\pm p)$ ergänzt wird, so daß eine solche Struktur $(\pm p)$ mit $1 \leq p \leq 5$ sowie (-6) und $(+7)$ jeweils ein ganzes Spektrum von Korrespondenzfeldquellen (den signaturisomeren Grundflüssen entsprechend) umschließt. Wenn also ein durch den kompositiven Term $\bar{\lambda}_X$ beschriebenes Materiefeldquant X ungestört ist, dann befinden sich alle Konjunktive $(\pm p) - (\mu) - (\pm q)$ der internen Korrelation im stationären Zustand eines dynamischen Gleichgewichts der Koppungsstruktur von X , sofern sich X noch im zeitlichen Stabilitätsintervall (zyklischer Kondensorfluß) befindet und kein Störfaktor extern wirkt. Eine derartige Störung ist aber stets der Term Y (beschrieben durch $\bar{\lambda}_Y$), der als Mq durchaus einer anderen Hermetrieform angehören kann. Sind nun in bezug auf X und Y noch zu analysierende Randbedingungen, wie z. B. die Relativbewegung oder die Distanz zwischen den beiden Termen im R_3 erfüllt, dann kann offensichtlich die allgemeine Sk durch eine **Schirmfeldkorrespondenz** eingeleitet werden, die als Superposition der Schirmfelder $(+p)_X$ und $(+q)_Y$ zu verstehen ist. Handelt es sich dabei um den R_6 -Unterraum des Gitter-

kerns ${}^2\overline{\kappa}_{(\mu)}$ mit $\mu \leq 3$, dann könnte der Superpositionskonjunktiv dieser Komponente der Schirmfeldkorrespondenz durch

$(+p)_X - [\hat{\mu}] - (+q)_Y$ symbolisiert werden, wobei allerdings $\hat{\mu}$ im Zusammenhang mit dem Konjunktivzeichen nicht als Matrix ausgewiesen wird. Dieser **Superpositionskonjunktiv** der Schirmfeldkorrespondenz in μ wirkt nun (wenn die erwähnten Randbedingungen erfüllt sind) sowohl in X als auch in Y als Störung des stationären Korrelationszustandes $(\pm p) - (\mu) - (\pm q)$ derart, daß die Zyklizität des Kondensorflusses in μ aufgehoben wird. Dies hätte den Zerfall des betreffenden Mq zur Folge, der jedoch nicht eintritt, wenn in gleicher Weise die Korrelationsstruktur des störenden Terms verändert wird und die zur Sk kommenden gestörten Kondensorflüsse aus X und Y in μ einer Anpassungsbedingung genügen. In diesem Falle müßte sich ein struktureller orientierter **Korrespondenzkonjunktiv** $X \rightarrow Y$ als Folge der vorangegangenen Schirmfeldkorrespondenz ausbilden, der durch $(\pm p)_X - (\mu) - (\pm q)_Y$ symbolisiert werden soll. Dieses Symbol bedeute, daß als Folge der Störung und der erfüllten Randbedingungen ein Kondensorfluß in Richtung $X \rightarrow Y$ im Bereich μ initiiert wird. Die Sk zwischen X und Y ist dann gegeben, wenn als Reaktion auf den orientierten Korrespondenzkonjunktiv $X \rightarrow Y$ ein entsprechender Konjunktiv $Y \rightarrow X$ symbolisiert durch die Umkehrung

$(\pm p)_X - \langle \mu \rangle - (\pm q)_Y$ verursacht wird. Superponieren schließlich beide Konjunktive zum **Simultankonjunktiv** $(\pm p)_X - (\hat{\mu}) - (\pm q)_Y \triangleq \triangleq (\pm p)_X - (\mu) - (\pm q)_Y + (\pm p)_X - \langle \mu \rangle - (\pm q)_Y$, dann ist als Folge der Sk aus X und Y ein übergeordnetes Flußaggregat entstanden, welches durch $-(\hat{\mu}) -$ wiederum zyklischer Art ist und sich in einem neuen stationären Zustand dynamischen Gleichgewichtes befindet und durch ein neues zeitliches Stabilitätsintervall gekennzeichnet ist. Auf diese Weise wird von der Sk aus X und Y ein **Korrespondenzsystem** $A(X, Y)$ generiert, dessen Konstituenten die Materiefeldquanten X und Y sind. Der gesamte Vorgang einer allgemeinen Strukturkorrespondenz einschließlich der verursachenden Schirmfeldkorrespondenz wird also durch das Schema

$$\begin{aligned}
& (+p)_X - [\hat{\mu}] - (+q)_Y \rightarrow (\pm p)_X - \langle \mu \rangle - (\pm q)_Y \rightarrow \\
& \rightarrow (\pm p)_X - \langle \mu \rangle - (\pm q)_Y \rightarrow (\pm p)_X - \langle \mu \rangle - (\pm q)_Y + \\
& + (\pm p)_X - \langle \mu \rangle - (\pm q)_Y \hat{=} (\pm p)_X - (\hat{\mu}) - (\pm q)_Y
\end{aligned} \tag{95a}$$

beschrieben, wobei allerdings die Schirmfeldkorrespondenz der *Sk*-Auslösung ihrerseits von einer *Rk* nach (94) verursacht werden kann.

Wegen $p \leq 5$ gibt es nach diesem Schema offenbar neben der *Rk* mit $(+p)$ und $(+7)$ noch sechs Klassen von Schirmfeldkorrespondenzen und nach $(-p)$ mit (-6) noch weitere Klassen von sechs eigentlichen Fluß-Korrespondenzen. Mit Ausnahme der *Rk* besteht jede dieser Klassen wiederum aus einem ganzen Spektrum von Partialkorrespondenzen, die den jeweiligen signaturisomeren Kondensorflüssen eines $(\pm p)$ entsprechen. Auch wird in (95a) im Zusammenhang mit den tatsächlichen Kopplungsstrukturen der Hermetrieformen eine deutliche Hierarchie der Korrespondenzen hinsichtlich der Stärke der

Wechselwirkung erkennbar, weil in $\dot{C}^i + \left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ m \end{smallmatrix} \right]_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}; () \dot{C}^k \dot{C}^m = 0$ mit $C_j; n = x_j$ die doppelte Zeitableitung $\ddot{x}^i$ als direktes Maß dieser Stärke

der Wechselwirkung allein durch den Kondensorfluß von $\left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]_+$

bestimmt wird, aber dieser Kondensorfluß $-(\hat{\mu})-$ der *Sk* verursacht. In den insgesamt 13 Korrespondenzklassen beschreiben offenbar die sechs Schirmfeldkorrespondenzen $(+p)$ mit $(+7)$ und die *Rk* nach (94) nur schwache Korrespondenzen, während in den verbleibenden sechs Korrespondenzklassen der Grundflüsse, also bei Korrespondenzen der $(-p)$ mit (-6) diese Stärke der Wechselwirkung sehr groß werden kann.

Eichinvarianzen erscheinen stets in den Aggregaten der korrespondierenden Kondensorflüsse, nicht aber hinsichtlich der Schirmfelder. Zur Klärung dieser Sachverhalte muß eine allgemeine Theorie der Korrespondenzfelder auf der Basis (94) bis (95a) entwickelt werden, welche die Korrespondenzen aller Hermetrieformen beschreibt. Dies setzt jedoch zunächst die Separation des partiellen *c*- und

d -Spektrums vom Pseudokontinuum des a - und b -Hintergrundes in (27) voraus. Auf jeden Fall zeigten die bisherigen Untersuchungen, daß offensichtlich die internen Strukturen der Hermetrieformen und ihre möglichen Korrespondenzfelder auf ganz universelle Eigenschaften der integralen Weltstruktur zurückgehen, die vor einer Separation der Spektren in einem einheitlichen Zusammenhang aufgezeigt werden sollen.

Alle vorangegangenen Ausführungen der Synmetronik gehen allein auf $L; \overline{[]} = {}^4\overline{0}$ und $\tau > 0$ zurück; denn die drei Struktureinheiten sind später liegende kosmogonische Konsequenzen der Sphärentrinität $x_4 = 0$ des Weltalters. Diese Struktureinheiten wiederum definieren als Imaginärkondensationen eine Pseudo-Bimetrie der Selbstkondensationen und die zeitartige Hexametrie der Zeitkondensationen, aber als komplexe Kondensationen die raumartige Hexametrie und die raumzeitliche Enneametrie; wobei diese Polymetrien die Einwirkungsmöglichkeiten des Sieboperators auf den Korrelator $\hat{\gamma}$ darstellen. Die aus dem Weltselektor folgende Synmetronik der vier Hermetrieformen führt zum allgemeinen Begriff der Prototrope und der polymetrischen Protosimplexkonjunktive im R_6 . Hier sind die semantischen Architektureinheiten der Welt $s_{(3)}$ und $s_{(2)}$ durchaus eindeutig, nicht aber der Grund für die Dreidimensionalität des kompakten reellen

$R_3 \hat{=} {}_{(1)}$; denn die Stabilität der R_3 -Strukturen verbietet zwar die Zahl p reeller Dimensionen $p > 3$, läßt aber $p \leq 3$ zu. Hiervon unabhängig erweisen sich die Bi- und Hexametrie imaginärer Hermetrieformen a und b in den R_4 projiziert als imponderable Materiefeldquanten, während die Hexa- und Enneametrie der komplexen Hermetrieformen c und d als elektrisch neutrale (c) und elektrisch geladene (d) Materiefeldquanten erscheinen. Das elektrische Ladungsfeld geht hier allein auf den enneametrischen Zustand der Raumzeitkondensationen zurück. Fundamentale synmetronische Prinzipien sind, unabhängig vom Kondensationszustand, die Prinzipien der Kompressoristase und der Feldaktivierung von Kondensorflüssen. Das Gesetz der Kompressoristase zeigt auf, daß der metronische Kompressor- und Kondensorzustand des R_6 bei sämtlichen Transmutationen dieses

Zustandes erhalten bleibt. Da aber die Raumkondensoren stets phänomenologischen Energiestufen äquivalent sind, bedeutet dies eine universelle Erhaltung der Energie und der elektrischen Ladung, weil elektrische Ladungsfelder stets enneametrische Kondensorstufen aus d sind. Das aus dem Kompositionsgesetz (57) folgende Verschwinden der Summe antihermitescher Fundamentalkondensoren bedingt andererseits die Konstanz aller Feldaktivatoren und deren Bestimmung der Kontrasignaturen, was wiederum zu einer allgemeinen Konstanz jeglicher Spinstruktur (insbesondere der Konjunktorspins) und somit zu einer Erhaltung phänomenologischer Drehimpulse führt. Eine weitere Folge der Weltstruktur ist dann ein allgemeines Erhaltungsprinzip jeglichen Impulses.

Andererseits definieren aber die Erhaltungsprinzipien von Energie, Impuls (Drehimpuls) und elektrischer Ladung als Invarianzforderung die fundamentalen Symmetrien des R_6 , was sich auch in der Hermitezität seines kompositiven Fundamentalselektors ausdrückt; während sein Unterraum als R_4 keineswegs diesen Symmetrien zu genügen braucht (wohl aber approximiert), was wiederum durch den nichthermiteschen Fundamentaltensor im R_4 in Erscheinung tritt. Diese fundamentalen R_6 -Symmetrien sind also Konsequenzen der synmetronischen Prototropen, die ihrerseits eine Folge der allgemeinen kompositiven Beziehung (19) bei $x_4 = 0$ sind.

Diese Synmetronik prototroper Flußaggregate als weitere Konsequenz von (58) als Folge von (19) zeigt wiederum über die vier Hermetrieformen eine durchgehende hierarchische Strukturierung aller Weltstrukturen des R_6 auf, die vom makromaren Bereich über den mikromaren Bereich der Hermetrieformen bis in den metronischen Bereich der Prototropen weist.

Diese hierarchische durchgehende Strukturierung der Welt erscheint bereits im physischen Universum als ein Prinzip durchgängiger Korrespondenz, derart, daß sich $L; \overline{[]} = {}^4\overline{0}$ mit $\tau > 0$ im physischen Raum als folgendes Strukturschema manifestiert:

1.) Im makromaren Bereich wird die Wechselbeziehung der Strukturen in attraktiver Form allein vom Gravitationsfeld $r q e^{-q} \sim \sim (1 - \frac{r}{q})^2$ als Konsequenz des Weltselektors bestimmt; wobei Spiralnebelsysteme als letzte makromare Entitäten in Abständen $r \gg q$ und $r \geq q$ in keinen attraktiven Zusammenhängen stehen und in chaotischer Verteilung den Raum des Universums ausfüllen.

2.) Im Bereich $0 \ll r < q$ ist die gravitative Infrastruktur der Spiralnebelsysteme durch attraktive Zusammenhänge bestimmt, deren Elemente die Einzelgalaxien sind.

3.) Ein Spiralnebel als Entität des Spiralnebelsystems ist gravitativ durch $0 \ll r \ll q$ gekennzeichnet, so daß seine Sternwolken und Dunkelmaterie durch gravitativ attraktive Wirkungen ebenfalls ein dynamisch stabiles Attraktionssystem bilden.

4.) Die Elemente einer solchen Sternwolke sind Einzelsterne, welche dynamisch stabil gravitierende Planetensysteme ermöglichen können.

5.) Die materiellen Elemente aller dieser kosmischen Objekte sind stets heteromorph zusammengesetzte Materieverteilungen, welche zugleich als Quellen aller Wechselbeziehungen aufzufassen sind, durch die kosmische Objekte über die R_3 -Distanzen hinweg in physikalischen Zusammenhängen stehen.

6.) Die Letzteinheiten jeglicher Materie sind molekulare und atomare Entitäten, welche durch intermolekulare Wirkungen in attraktiven Zusammenhängen stehen und sämtliche Eigenschaften makromarer Materieverteilungen und deren zeitliche Änderungen bestimmen.

7.) Der Molekülbau ist atomistischer Natur und wird von den atomaren Valenzen bedingt.

8.) Jede atomare Struktur wird durch die äußere Konfiguration aus $Z \geq 1$ Hüllenelektronen e^- und die Z -fach elektropositiv geladene Nuklidstruktur bestimmt.

9.) Die Nuklide wiederum werden wie die Elektronenhüllen allein aus den Stufen der Hermetrieformen c und d komplexer Kondensa-

tionen aufgebaut und zwar durch die sehr starke Wechselwirkung zwischen Protonen- und Neutronenzuständen im Nuklid und die schwache elektromagnetische Wechselwirkung der Hüllenelektronen.

10.) Alle Mikro- und Makrozustände materieller Weltstrukturen stehen durch die Hermetrieformen a und b imaginärer Kondensationen in Wechselbeziehungen, während ihre Elemente stets aus den ponderablen Hermetrieformen c und d komplexer Kondensationen strukturiert sind.

11.) Wegen der Existenz von Konjunktivgesetzen $-(\mu)-$ werden diese elementaren Hermetrieformen $(abcd)$ als Materiefeldquanten aus deren Vorformen, also den Protosimplexen, komponiert.

12.) Die Existenz derartiger Internstrukturen der Materiefeldquanten als Konjunkturbeziehungen von Protosimplexen ist eine Konsequenz der synmetronischen Beziehung (58), welche diese Protosimplexe als strukturelle Prototropenaggregate ausweist.

13.) Alle Prototrope sind echte oder zu Schirmfeldern ausgeartete Kondensorflüsse, derart, daß ein Protosimplex ein fluktonisches Flußaggregat ist, welches als zeitlich dynamische Struktur vom statisch ausgearteten prototropen Schirmfeldsystem umschlossen wird.

14.) Die Elemente einer jeden Prototropen (ob Schirmfeld oder Flukton) sind stets metronische Kondensationszustände des R_6 oder seiner Unterräume.

15.) Jeder Kondensationszustand des Bezugsraumes wird nach der synmetronischen Beziehung (58) aus elementaren metronischen Kondensationsstufen aufgebaut.

16.) Die präformierende Vorstufe jeder metronischen Kondensationsstufe ist die Feldaktivierung in einem völlig isotropen und leeren Bereich des metronischen Welttensoriums, welche aber stets als eine metronische Spinanisotropie ohne irgendeinen Kondensationszustand erscheint.

17.) Das Urelement dieser Spinanisotropie eines Feldaktivators ist wegen des metronischen Charakters des R_6 immer die hinsichtlich des

isotropen leeren Tensoriums nach **(16b)** aus IV., 1. relative Spinumkehrung eines Einzelmetrons, welche als Ur-Anisotropie U bezeichnet werden soll.

Aus diesem Bild hierarchischer Strukturierungen 1.) bis 17.) wird das Prinzip durchgängiger Korrespondenz synmetronischer Weltstrukturen als Aussage der universellen Beziehung **(19)** besonders deutlich. Zugleich zeigt sich aber auch, daß U als das submikromare Urphänomen jeglicher Weltstruktur schlechthin angesehen werden muß. Nach diesen Deduktionen wird deutlich, daß dieses Urphänomen U mit Ausnahme der Alternative seiner Existenz oder Nichtexistenz überhaupt keine Eigenschaften haben kann. Zwar baut U jede nur denkbare Weltstruktur auf, doch genügt wegen seiner Eigenschaftslosigkeit zur Beschreibung die Alternativaussage $a_{\pm}$ hinsichtlich U , wobei a_{+} die Existenz und a_{-} die Nichtexistenz von U aussagt. Der Zustand des eigenschaftslosen Urphänomens U wird also vollständig durch die Alternativaussage $a_{\pm}$ beschrieben, was aber bedeutet, daß der Zustandsraum (abstrakter Funktionenraum) von U ein zweidimensionaler komplexer Vektorraum sein muß. Untersucht man in diesem Zustandsraum die Gruppe der Drehungen, und betrachtet man dabei alle überhaupt möglichen Automorphismen, dann zeigt sich, daß dieser U -Zustandsraum allein in einen kompakten reellen dreidimensionalen Raum eindeutig abgebildet werden kann, weil im U -Zustandsraum eine $SU(2)$ gilt, die isomorph zur $SU(3)$ ist, was die isomorphe Abbildbarkeit des U -Zustandsraumes in einen kompakten dreidimensionalen Raum denkbar macht, der aber in seinen Eigenschaften (kompakt hinsichtlich der Drehgruppe) mit dem physischen R_3 des Universums identisch wäre. Da U das eigenschaftslose Urphänomen und damit das prototrope Letztelement der Welt R_6 ist, kann dieser Abbildungsraum nur das Tensorium R_3 des physischen Universums, also die semantische Architektureinheit $s_{(1)}$ als reeller Unter-
raum des R_6 sein. Für die offene Zahl erlaubter reeller Dimensionen $p \leq 3$ der Welt ergibt sich auf diese Weise die eindeutige Bestimmung $p = 3$. Mithin bedingen sich die Existenz von U und $R_3 \triangleq s_{(1)}(x_k)_1^3$ wechselseitig. Die Weltstrukturen in der momentanen Hyperfläche R_5

bei $x_4 = \text{const}$ und ihre Projektionen in den R_3 ändern ihren Zustand in den zeitlichen Streckenräumen grundsätzlich nur unter Wahrung des Gesetzes der Kompressoristostasie und der Konstanz symmetronischer Feldaktivatoren, also im Rahmen der fundamentalen Symmetriebedingungen im R_6 . Darüberhinaus zeigt dieses Gesetz der Isostasie neben der Konstanz des Kompressionszustandes in einem abgeschlossenen Weltvolumen noch das Prinzip auf, die lokalen Kompressordichten auf Minimalwerte zu bringen und in später liegenden Bereichen den konstanten Kompressorzustand in dem abgeschlossenen Weltvolumen in später liegenden Ereignisstrukturen zu nivellieren. Physikalisch bedeutet dies im makromaren Bereich die später liegende Erreichung maximaler Wahrscheinlichkeit und Entropie, aber auch im mikromaren Bereich die Stabilität tiefstmöglicher Energieniveaus. Die atomistische Quantenstruktur wiederum erscheint als eine Folge der diskreten Kondensorstufen und des imaginären Charakters von $s_{(2,3)}$ in Korrelation mit der reellen Einheit $s_{(1)}$. Die nur als empirisch bekannten physikalischen Grundprinzipien, nämlich die Erhaltungsprinzipien (a), das Entropieprinzip (b) und das Quantenprinzip (c) aus I. erscheinen demnach als Konsequenzen des kompositiven Weltselektors (19) ebenso wie die Dreidimensionalität des physischen Universums und seiner prototropen Struktur.

KAPITEL VIII

PARTIALSPEKTREN KOMPLEXER HERMETRIE

1. Elementare Konfigurationsmuster

Das Massenspektrum $m(n, q)$ aus (27) ist ein Pseudokontinuum, in welchem die Hermetrieformen a und b dieses Pseudokontinuum verursachen, welches vom diskreten Punktspektrum der Terme c und d komplexer Kondensationen überlagert ist; denn (27) ist einerseits die allgemeine Lösung des komplexen kompositiven Hermetrieproblems, und andererseits ist in dieser Spektralfunktion zumindest die als Elektron interpretierbare minimale d -Hermetrie enthalten, welche als Minimalmasse noch ein elementares Ladungsfeld $e_{\pm}$ tragen kann. Da die c - und d -Terme wegen ihrer Ponderabilität nur die empirisch bekannten Elementarkorpuskeln sein können, wäre deren empirisch verifizierbarer radioaktiver Zerfall interpretierbar als ein durch die Kompressoriosostasie geregelter Termwechsel innerhalb dieses, das Pseudokontinuum überlagernden diskreten Punktspektrums. Es muß also ein **Termselektor** T existieren, der eine Selektion der ponderablen Massenterme M des diskreten Spektrums komplexer Kondensationen gemäß $T; m(n, q) = M(c, d)$ durchführt. Die Auffindung dieses Termselektors T kann jedoch nur über die Synmetronik erfolgen, doch werden dann alle nach dieser Synmetronik logisch überhaupt möglichen M erfaßt, von denen jedoch nur diejenigen Terme als relevant in einem zweiten Selektionsprozeß auszuwählen sind, welche eine hinreichende x_4 -Erstreckung $\Delta t > 0$ haben; denn nur Ereignisstrukturen mit einer Mindestexistenzzeit können als physikalisch existente Elemente der Welt angesprochen werden. Die synmetronische Analyse von T hat also so zu erfolgen, daß auch die Mindestexistenzzeit zur zweiten Selektion definierbar wird; denn nur dann kann das selektierte Punktspektrum mit den Eigenschaften der empirischen Elementarkorpuskeln verglichen werden.

Da das Spektrum (27) die imponderablen Massenterme aller Hermetrieformen $x \triangleq (a, b, c, d)$ enthält, handelt es sich bei m exakt um die vierfache Superposition von Partialspektren einer jeden x -Hermetrie. Jedes dieser Partialspektren x enthält eine pseudokontinuierliche oder diskrete Mannigfaltigkeit von Kondensortermen verschiedenster m -Werte gleicher Hermetrie, also gleicher symmetronischer Struktur. Diese in m unterschiedene jeweilige Termmannigfaltigkeit bedeutet, daß die betreffende symmetronische Struktur der Hermetrieform x aus Protosimplexen $(\pm q)_x$ und Konjunktivgesetzen nur für Einheitsstrukturen dieser x -Hermetrie gelten kann. Andererseits ist für irgendeine Hermetrieform x eine solche Einheitsstruktur offenbar ein konfiguratives symmetronisches Grundmuster, welches x völlig charakterisiert und sich in den höheren Termen m_x des Partialspektrums x in Anregungsstufen ständig wiederholt.

Die fluktonische Eigenschaft eines jeden $(\pm p)_x$ bedingt einen symmetronischen Kondensationszustand $\bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} = \bar{\lambda}$, welcher mit der komplexen Weltgeschwindigkeit $\vec{Y} = \vec{v} + i\vec{w}$ das Trägheitsprinzip $\bar{\lambda} \perp \vec{Y}$ nach (77) begründet und somit jedem $(\pm p)_x$ eine Trägheitswirkung als Masse zuordnet, sofern $(\pm p)_x$ durch Konjunktive fluktonisch in das korrelative Interngefüge des Massenterms eingebunden ist. Wenn sich nun die Spektraltermine einer Hermetrieform trotz gleicher symmetronischer Struktur in ihren Trägheitsmassen unterscheiden, dann kann dies nur deshalb möglich sein, weil sich die einzelnen $(\pm p)_x$ in ihrer Bewertung, also der $\bar{\lambda}$ -Intensität unterscheiden. Die jeweilige Basis- und Kontrasignatur von $\bar{\lambda}$ wird allein durch x bestimmt. Die Intensitätsunterscheidung der $\bar{\lambda}((\pm p)_x)$ kann sich dabei nur auf $\bar{\lambda} \perp \vec{Y}$ beziehen, weil dies eine Eigenschaft ist, welche allen $(\pm p)_x$ im Gegensatz zur Ponderabilität und elektrischen Ladung gleichermaßen zukommt. So sind z. B. die Protosimplexe $(\pm(1, 2, 3))$ imponderabel, während (± 5) und $(+ 7)$ keine gravitative Strukturkomponente haben. Die Trägheitsintensität eines $(\pm p)_x$ wird also allein durch $\bar{\lambda} \perp \vec{Y}$ bestimmt, und kann daher nur als ganzzahliges Vielfaches einer minimalen Einheitskondensation (wegen des Stufencharakters der Kondensation) erscheinen. Eine solche Einheitskondensation ent-

spricht dann aber symmetronisch einem Einheitsprotosimplex, so daß hierdurch die Definition des Begriffes der Protosimplexladung präzisiert wird. Die Protosimplexladung ist demnach das ganzzahlige Vielfache $\underline{N}$ einer Einheitskondensation $\bar{\lambda}_0$ derart, daß

$$\bar{\lambda} = \underline{N} \bar{\lambda}_0 \perp \vec{Y}, \quad \underline{N} \geq 1, \quad \underline{N} = N_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \quad (96)$$

diese Protosimplexladung $\underline{N}$ definiert. Es handelt sich also hierbei um einen Begriff, welcher eine unmittelbare Konsequenz der Lösung des symmetronischen Problems aus VI., 3. darstellt. Diese ganzen Zahlen $\underline{N} > 0$ beschreiben als Protosimplexladungen die $\bar{\lambda}$ -Intensitäten als Vielfache des elementaren Konfigurationsmusters $\bar{\lambda}_0$, doch handelt es sich bei diesen $\underline{N}$ nicht um eine Folge der symmetronischen Kondensationsstufen in dem durch die Kondensorsignatur bestimmten R_6 -Unterraum, in welchem $\bar{\lambda}$ definiert ist. Die $\bar{\lambda}$ beschreiben metrische Kondensationsstufen als Krümmungsmaß $\underline{\lambda} = |\bar{\lambda}|$ dieses Unterraumes, so daß hierdurch ein Krümmungsradius $\underline{\varepsilon}$ gemäß $\underline{\lambda} \underline{\varepsilon} = 1$ definiert wird. Ist nun $n \geq 1$ die ganzzahlige Folge dieser Kondensationsstufen vom Radius $\underline{\varrho}_n$, dann müßte für die Radien der Kondensationsstufen $\underline{\varrho}_n = \underline{n} \underline{\varepsilon}$ mit $\underline{\lambda} \underline{\varepsilon} = 1$ und $\underline{n} \geq 1$ gelten, wenn sich diese Radien auf den durch die Kondensorsignatur gegebenen R_6 -Unterraum beziehen. Die Protosimplexladung $\underline{N}$ muß hingegen als Vervielfachung eines konfigurativen Grundmusters $\bar{\lambda}_0$ für $x \triangleq (c, d)$ aufgefaßt werden, weil die $\bar{\lambda}$ physikalisch auch als energetische Quantenstufen interpretierbar sind. Allerdings müssen die $\bar{\lambda}_0$ als Terme der Einheitsstrukturen noch von den möglichen Intensitäten der die Einheitsstrukturen bestimmenden Grundflußverläufe abhängen. Sind die ganzen Zahlen $k > 0$ aus (72) derartige konfigurative Kennziffern möglicher Grundflußverläufe in den Termen der Einheitsstrukturen komplexer Hermetrie (die Formen a und b sind nach (72) auszuschließen), dann ist (96) zu ergänzen durch

$$\underline{\varrho}_n = \underline{n} \underline{\varepsilon}, \quad \bar{\lambda}_0 = \bar{\lambda}_0(k), \quad |\bar{\lambda}| \underline{\varepsilon} = 1, \quad \underline{n} \geq 1 \quad (96a),$$

wobei $k = 0$ bedeuten würde, daß überhaupt kein synmetronischer Grundfluß existiert, der $(+7)$ im Sinne c oder d verursacht. Aus diesem Grunde ist $k = 0$ als «Konfiguration des grundflußfreien R_6 » auszuschließen, weil dies mit einem inneren logischen Widerspruch gleichbedeutend wäre. Die analysierte synmetronische Struktur aller Hermetrieformen und deren Protosimplexbeschreibungen sind also insgesamt Einheitsstrukturen, für welche durchgehend $\underline{N} = 1$ gilt. Die sich in ihren Trägheitsmassen unterscheidenden Terme der vier hermetrischen superponierenden Raster aus (27) gehen also immer auf $\underline{N} > 1$ zurück, während $\underline{N} = 0$ einen kondensationsfreien Bereich kennzeichnet. Zur expliziten Ermittlung der stratonischen Trägereinheiten im Fall der gesuchten Partialspektren für die Hermetrieformen $x \triangleq (c, d)_E$ kann man nur von der unteren Schranke dieser beiden stratonischen Partialspektren ausgehen; denn die Massen dieser Minimalkondensationen stratonischer Art konnten bereits bei der Lösung des kompositiven Hermetrieproblems als abgeleitete Naturkonstanten nach (32) explizit angenähert werden.

Da es sich bei (32) um die unteren Schranken der Partialspektren c und d handelt, müssen den $(\pm p)_{c,d}$ für v_L und $e_{\pm}$ auf jeden Fall die Protosimplexladungen $\underline{N} = 1$ zugesprochen werden, was eventuell auch für v_B gelten kann.

Eine solche Zuordnung $\underline{N} = 1$ ist gerechtfertigt, weil (32) die komplexen Minimalkondensationen beschreibt, d. h., in den Kopplungsstrukturen dieser Minimalkondensationen erscheint jeder Protosimplex einfach. Andererseits ist aber die Trägheitsmasse nach (77) ein externer Ausdruck dieser Kopplungsstruktur, so daß Abweichungen der internen korrelativen Kopplungsstruktur zwischen v_L und $e_{\pm}$ allein ihren Ausdruck in einer Abweichung der Trägheitsmassen voneinander finden können. Offensichtlich hat die Konjunkturstruktur und der integrale Stratonspin (89) keinen relevanten Einfluß nennenswerter Größenordnung auf $m_e - m_L > 0$, so daß diese in (32) zum Ausdruck kommende Differenz nur auf die Eigenschaften der Protosimplexe zurückgehen kann. Diese beiden Minimalkondensationen haben aber als gemeinsamen Protosimplex nur $(\pm 4)_{c,d}$ und

$(+(1,7))_{c,d}$, wenn von der entarteten Stratonsignaturen abgesehen wird, die durch $\hat{\gamma}_{(c)}$ bedingt wird. Das Charakteristikum von ν_L sind offensichtlich die Kondensorquartette $(\pm 1)_c$ und $(+7)_c$ (als Pseudoform) und deren Einfluß auf $(\pm 4)_c$, während die Abweichung der Kopplungsstruktur des $e_{\pm}$ von ν_L durch $(\pm(3,5))_d$ sowie $(+2)_d$ und $(-6)_d$ gegeben ist, was aber $e_{\pm}$ charakterisiert. Das durch (29) beschriebene externe Ladungsfeld geht offensichtlich auf (± 5) und (-6) der d -Form zurück, während die Minimalmasse des Ladungsfeldes (29) näherungsweise durch (32) beschrieben wird und auf das konfigurative Grundmuster einfacher Protosimplexe ($\underline{N} = 1$) der d -Hermetrie reduzierbar sein muß. Im folgenden bedeute $=(\pm p)-$, daß links zwei Konjunktive in $(\pm p)$ ansetzen. In d sind also die (± 5) und (-6) als Ladungseigenschaft mit (± 4) und $(+7)$ nach VII. durch die Kontaktkonjunktive

$-(2)-(\pm 5)-(3)-(+7)-(3)-(\pm 4)-(1)-$ und
 $=(1,3)=(-6)-(2)-(+2)-(2)-(\pm 4)-(3)-$, beziehungsweise
 $=(1,2)=(-6)-(3)-(+7)-(3)-(\pm 4)-(2)-$ verbunden, so daß als Folge der Konjunktorspins eine interne Ladungskomponente latent bleibt, welche $\varepsilon_{\pm}$ auf $\varepsilon_R < \varepsilon_{\pm}$ reduziert. Dies bedeutet offenbar, daß die Beziehungen (28) und (28a) ebenso eine synmetronische Konsequenz des elementaren Konfigurationsmusters ($\underline{N} = 1$) der d -Hermetrie sind, wie (29) und die Näherung (29a).

In (32) beschreibt $m_e \eta \sqrt[3]{\eta} \approx m_L$ als untere Schranke des d -Spektrums in guter Näherung die Masse des Elektrons, während m_L als abgeleitete Naturkonstante und untere Schranke des c -Spektrums exakt angenommen werden darf. Kennzeichnet die Indizierung a den approximativen Wert in (32), dann gilt wegen $m_a \eta \sqrt[3]{\eta} = m_L$ und $m_{Ba} \eta = m_a$ für m_B die gleiche Korrektur wie für m_e , weil $m_B \eta = m_e$ nach (27) Komplemente für $q = 0$ und $q = 1$ sind. Aus diesem Grunde genügt es, ein Korrekturglied für m_a zu finden, so daß die sehr gute Approximation (32) der Elektronenmasse exakt wird. Eine derartige Korrektur wird erforderlich, weil die Trägheitsbeiträge der Protosimplexe elementarer Konfigurationsmuster, also die $\vec{\lambda}_0 \perp \vec{Y}$ auf jeden Fall aus der Triade (32) zu ermitteln sind.

Es ist $m_a > m_e$, so daß für den Korrekturfaktor $K = (m_a - m_e) : m_a > 0$ gesetzt werden kann. Das elementare Konfigurationsmuster $\underline{N} = 1$ dieses als Elektron erscheinenden d -Terms ist $(+(1, 2, 7)), (\pm(3, 5)), (-6), (\pm 4)$, doch wird offensichtlich m_a durch den Faktor K reduziert, so daß K Einfluß auf $\vec{\lambda}_0 \perp \vec{Y}$ nimmt.

Wenn $u \equiv K$ eine variierbare Größe ist, dann könnte spekulativ angenommen werden, daß es eine metronische Funktion $F(v)$ gibt, welche eine metaphorische «Oberfläche» des Ladungsfeldes durch eine R_3 -Zellenverteilung zwischen den Metronenziffern $v = z$ und $v = z - 1$ definiert derart, daß hier das Ladungsfeld an den äußeren R_3 anschließt und die den $1 \leq j \leq 3$ Konjunktiven $-(j)-$ entsprechenden zyklischen Partialkonjunktoren P_j über $(+(1, 2))$ das R_3 -Strukturfeld $(+7)$ im Bereich F durch Potentiale W_j im Sinne von K verändern. Wird dieser Sachverhalt angenommen, dann wäre die metronische Änderung (in der Größenordnung $\sqrt{\tau}$), bezogen auf die

$$\text{betreffende variierte Größe als Summe } \frac{\delta u}{u} = \frac{\delta F}{F} + \sum_{j=1}^3 \frac{\delta W_j}{W_j}$$

anzusetzen. Einerseits beschreibt (79b) in sehr guter Näherung den R_3 -Verlauf des $(+7)$ -Feldes aller komplexen Kondensationen, welches im Fall der d -Hermetrie vom Zustand des elektrischen Ladungsfeldes beeinflußt wird. Andererseits gibt F den Anstieg der Metronenziffern im Bereich einer metaphorischen «Oberfläche» eines d -Terms wieder, so daß F ebenfalls im Bereich des exponentiell abklingenden

$(+7)$ -Feldes liegt. Für diese Funktion F kann daher $F \sim 1/\psi$ mit (79b) unter Verwendung der Ergänzung (79c) gesetzt werden, was für F den exponentiellen Anstieg $F(v) \sim 1/\psi \sim e^{\alpha r(v)}$ zur Folge hat. Hier wäre $v \rightarrow \infty$ identisch mit $\delta r \rightarrow \beta = \text{const} > 0$. Nach der d -Synmetronik gilt hingegen für die drei zyklischen Partialkonjunktoren

$P_1 \triangleq (\pm 3) - (1) - (\pm 4) - (1) - (-6) - (1) - (\pm 3)$ sowie zeitartig $P_2 \triangleq (\pm 3) - (2) - (\pm 5) - (2) - (-6) - (2) - (\pm 3)$ und raumartig $P_3 \triangleq (\pm 4) - (3) - (\pm 5) - (3) - (-6) - (3) - (\pm 4)$, wobei die $-(j)-$ als Kontaktkonjunktive aufzufassen sind. Hier wird deutlich, daß P_1 und P_2 hinsichtlich der imaginären Struktureinheiten

komplementär sind, was $W_1 = W_2 = W$ zur Folge hat.

Mit $W_3 = U$ wird dann $\frac{\delta u}{u} - \frac{\delta F}{F} = 2 \frac{\delta W}{W} + \frac{\delta U}{U}$. Zur metronischen Integration muß berücksichtigt werden, daß in F die Variation von $v = z - 1$ bis $v = z$ und diejenige von u zwischen einem Festwert $A = \text{const}$ und K erfolgt, während die das ponderable Ladungsfeld aller d -Strukturen verursachenden Konjunktive $(\pm 5)_d - (3) - (+7)_d - (3) - (\pm 4)_d$ und $(-6)_d - (3) - (+7)_d$ unmittelbar an die Ponderabilität gebunden sind, so daß der die m_a korrigierende Faktor K bei der Metronenziffer z multiplikativ mit den internen Ladungsfeldkomponenten (28) verknüpft sein muß. Es könnte daher vermutet werden, daß die Integration von W zwischen $V_{\varepsilon\varepsilon}$ und V_{RR} , aber diejenige von U zwischen $V_{\varepsilon\varepsilon}$ und $V_{D\varepsilon}$ zu erfolgen hat. Werden als metronische Integrationsgrenzen nur die Potential-

$$\begin{aligned} &\text{indizierungen angegeben, dann gilt also } \ln\left(\frac{K}{A}\right) - \ln\left(\frac{F(z)}{F(z-1)}\right) = \\ &= 2 \underset{(\varepsilon\varepsilon)}{\overset{(RR)}{\mathbf{S}}} \delta \ln W + \underset{(\varepsilon\varepsilon)}{\overset{(D\varepsilon)}{\mathbf{S}}} \delta \ln U = 2 \ln\left(\frac{V_{RR}}{V_{\varepsilon\varepsilon}}\right) + \ln\left(\frac{V_{D\varepsilon}}{V_{\varepsilon\varepsilon}}\right) \quad \text{oder mit} \\ &\text{(28) sowie (28a) und Potenzierung } K = \frac{F(z)}{F(z-1)} A \eta^2 (1 - \sqrt{\eta}). \end{aligned}$$

Hierin muß noch $F(z)$ bestimmt werden, wobei man berücksichtigen sollte, daß die Metronenziffer z bezogen auf $v = 1$ des allgemeinen Korrelationszentrums der minimalen d -Struktur sehr hoch liegt, weil die Beziehungen im zweiten Gültigkeitsbereich gelten. Die unbekannte Funktion $F(v) \sim \exp(\alpha r(v))$ mit $\alpha > 0$ und

$$\lim_{v \rightarrow \infty} \delta r(v) = \beta = \text{const} > 0 \text{ genügt offenbar dem}$$

Kreationsselektor $\delta^2 - 3\delta + () = 0$, der aus der Gesamtheit möglicher metronischer Funktionen $\varphi(n)$ gemäß

$$\begin{aligned} 0 &= \delta^2 \varphi - 3\delta \varphi + \varphi = 2\varphi(n-1) + \varphi(n-1) - 3(\varphi - \varphi(n-1)) = \\ &= -\varphi(n) + \varphi(n-1) + \varphi(n-2) \quad \text{also} \quad \varphi(n) = \varphi(n-1) + \varphi(n-2) \end{aligned}$$

diejenige Klasse auswählt, mit der Fibonacci-Reihen aufgebaut werden können. Wegen $\delta^2 F - 3\delta F + F = 0$ gilt $F(r):F(r-\delta r) =$

$= 1 + F(r - 2\delta r):F(r - \delta r)$, während wegen $F \sim \exp(\alpha r)$ unmittelbar $F(r):F(r - \delta r) = F(r - \delta r):F(r - 2\delta r) = \exp(\alpha\delta r)$ sofort evident wird. Damit existiert der Limes $0 < \xi = \lim_{v \rightarrow \infty} F(r):F(r - \delta r) =$

$$= \lim_{v \rightarrow \infty} F(r - \delta r):F(r - 2\delta r) = \lim_{v \rightarrow \infty} \exp(\alpha\delta r) = e^{\alpha\beta} < \infty$$

wegen $\delta r \rightarrow \beta$ für $v \rightarrow \infty$, weil α und β positive endliche Zahlen sind. Damit kann aber auch für $F(r) = F(r - \delta r) + F(r - 2\delta r)$ bezogen auf $F(r - \delta r)$ der Limes gebildet werden. Man erhält $\xi = \lim_{v \rightarrow \infty} F(r):F(r - \delta r) = 1 + \lim_{v \rightarrow \infty} F(r - 2\delta r):F(r - \delta r) =$

$$= 1 + \left(\lim_{v \rightarrow \infty} F(r - \delta r):F(r - 2\delta r) \right)^{-1} = 1 + 1/\xi \quad \text{oder} \quad \xi^2 - \xi = 1$$

mit den Lösungen $2\xi = 1 \pm \sqrt{5}$. Wegen $0 < \xi < \infty$ und $\sqrt{5} > 1$ kommt hier nur der positive Zweig in Betracht, so daß numerisch $2\xi = 1 + \sqrt{5}$ geschrieben werden kann.

Im Bereich des Überganges der Internstruktur des d -Terms in den R_3 über das $(+7)$ -Feld nach (79b) und (79c), beschrieben durch $F(z):F(z-1)$ liegt die Metronenziffer z überaus hoch in Bezug auf $v = 1$ des Korrelationszentrums. Andererseits konvergiert dieses Verhältnis sehr stark und erreicht ξ achsstellig zu $\xi \approx 1,61803399$ bereits bei Metronenziffern im unteren Teil des zweiten Gültigkeitsbereiches. Die Ziffer z liegt dagegen wesentlich höher an der oberen Grenze dieses Bereiches, so daß in sehr guter Näherung für das unbekannte Verhältnis $F(z):F(z-1) = \xi$ gesetzt werden darf. Damit wird also $K = A\xi\eta^2(1 - \sqrt{\eta})$, worin $A = \text{const}$ eine frei verfügbare Konstante mit der Eigenschaft $A > 0$ ist. Damit folgt für die exakte Masse der unteren Schranke des d -Spektrums $m_e = m_a(1 - K)$, wenn mit K in $m_a - m_e = Km_a$ substituiert wird. Die Konstante A muß offensichtlich als ein arithmetisches Mittel der Kopplungskonstanten α_j aufgefaßt werden, die sich auf die Partialstrukturen P_j im Elektron beziehen. Wegen $j \leq 3$ ist also $3A \sim \sum \alpha_j$, wobei der Proportionalitätsfaktor den Wert 2 hat, weil bei der Korrelation von P_j mit P_i (mit $i \neq j$) die gleiche Korrelation auf P_j zurückwirkt, so daß $3A = 2\sum \alpha_j$ gilt. Hierin ist wegen $W_1 = W_2 = W$ auch $\alpha_1 = \alpha_2 = a \ll \alpha$, wenn α

der wahre Wert der Feinstrukturkonstante des Lichtes ist, der durch (29a) approximiert wurde. Diese Aussage $a \ll \alpha$ im Sinne einer Proportionalität $a \sim \alpha$ geht auf die Tatsache zurück, daß P_1 und P_2 durch die imaginären Struktureinheiten ${}^2\overline{\kappa}_{(1)}$ und ${}^2\overline{\kappa}_{(2)}$ bedingt werden, aber P_1 und P_2 schwächer aneinander gekoppelt sind als die b -Hermetrie an das Ladungsfeld. Die Konstante α_3 hingegen muß mit der Konstante $\beta \approx 1$ stärkster struktureller Kopplung identisch sein, wobei $\beta = \alpha_3$ jetzt nicht mehr für $\delta r(v)$ mit $v \rightarrow \infty$ stehen soll. Es gilt also $3A = 2(\beta + 2a)$ mit dem noch unbekannten Wert $\beta \approx 1$ und $a \sim \alpha$. Setzt man unter Berücksichtigung $a \ll \alpha$ für diese Proportionalität $16\pi ea = \alpha$ (was der Empirie des Elektrons optimal angepaßt ist), dann wäre also $3A = 2(\beta + \alpha/(8\pi e))$ zu setzen. Zur vollständigen Beschreibung muß also (29a) korrigiert und für die stärkste Kopplung $\beta \approx 1$ ermittelt werden. Explizit wird also (32) durch das analoge System

$$\begin{aligned}
 m_L c s_0 &= 4 \sqrt[4]{\pi} \sqrt[3]{3\pi s_0 \gamma \hbar} \sqrt{\frac{c \hbar}{3\gamma}}, \\
 m_e \eta \sqrt[3]{\eta} &= m_L \left(1 - \frac{2}{3} f \xi \eta^2 (1 - \sqrt{\eta}) Y_2\right), \quad 2\xi = 1 + \sqrt{5}, \\
 m_B \eta &= m_e, \quad f = \beta + \alpha/(8\pi e), \quad \beta \approx 1 \quad (96b)
 \end{aligned}$$

symmetronisch präzisiert. Hier erscheint m_B nach (27) und (27a) als das neutrale Komplement zu m_e , so daß für m_B der gleiche Korrekturfaktor $1 - K$ wirksam wird wie für m_e . Setzt man für $Y_2 = 1$ (diese Y_k mit $k \geq 1$ wurden in der Einführung erklärt), dann liefert (96b) numerisch für m_e sehr gut den gegenwärtigen Meßwert. Die kosmologischen Aussagen aus V., 6. hinsichtlich der numerischen Bestimmung von D , T , Λ und Θ aus den Beziehungen (50a) bis (52) werden von (96b) nicht betroffen, weil hier nur auf m_L Bezug genommen zu werden brauchte, aber diese Schranke des c -Spektrums sich bereits in (32) als exakt erwiesen und auch in (96b) keine Korrektur erfahren hat.

2. Internstrukturierung stratonischer Elemente.

Unabhängig von derartigen kosmologischen Betrachtungen besteht zur Beschreibung materieller Elementarstrukturen das Problem, die Trägheitsbeiträge der $\vec{\underline{A}}_0 \perp \vec{Y}$ zu bestimmen. Als logischer Ausgangspunkt der Deduktion steht also die leptonische Triade $\nu_L, e_{\pm}, \nu_B$ in ihren Minimalmassen zur Verfügung, wobei es belanglos ist, ob ν_L und ν_B tatsächlich im R_4 erscheinen können und als reale Neutrinoarten interpretierbar sind. Diese Triade besteht offenbar aus Einheitsstrukturen, bei denen $(\pm p)_x$ mit $x \triangleq (c, d)$ nur in der Ladung $\underline{N} = 1$ auftritt. Nach V., 1. und (96b) sind die Massen dieser Einheitsstruktur m_{LB} und m_e explizit bekannt, desgleichen nach VI., 4. die Protosimplexstruktur mit dem prototropen Konjunktorgefüge. Zwar erscheint es unmöglich, die $\vec{\underline{A}}$ -Beträge der Trägheit einzelner $(\pm p)_x$ zu ermitteln, doch bilden die synmetronischen Strukturen typische Protosimplexkombinationen, welche in sämtlichen Termen der Spektralfunktion wiederkehren und daher auch ihr tiefstes Niveau kennzeichnen. So ist für die bloße ponderable Trägheit die Kombination $(\pm(1, 4))_{x'}, (+7)_x$ und für das Ladungsfeld im Fall der d -Hermetrie $(\pm(2, 3, 5)), (-6)$ charakteristisch. Gilt nun $\underline{N} = 1$, dann werden die elementaren Partialmassen bestimmt durch die Protosimplexkombinationen $[(\pm(1, 4))_{x'}, (+7)_x] \triangleq \mu_+ = m_B - m_L$, sowie $[(\pm(2, 3, 5)), (-6)] \triangleq \mu_- = m_e - m_L$. Darüberhinaus muß es aber noch eine Masse μ_S des Stratonspins geben, welche durch das allgemeine Konjunktorgefüge bedingt wird. Für μ_S gibt es aber nur noch die Möglichkeit $\mu_S = m_B - m_e$. Einsetzen der expliziten Ausdrücke für m_{BL} und m_e in $\mu_{\pm}$ und μ_S ergibt dann für diese Partialmassen

$$\begin{aligned}
 \mu_{\pm} &= 4\mu\alpha_{\pm}, & \mu_S &= \left(1 - \frac{\alpha_-}{\alpha_+}\right)\mu_+, \\
 c\mu s_0 &= \sqrt[4]{\pi^3} \sqrt[3]{3\pi s_0 \gamma \hbar} \cdot \sqrt{\frac{c\hbar}{3\gamma}}, \\
 \eta^2(1 + \alpha_+) &= \eta(1 + \alpha_-) = \frac{1}{\sqrt[3]{\eta}} \left(1 - \frac{2}{3}\xi\eta^2(1 - \sqrt{\eta})Y_2\right), \\
 s_0 &= 1[m] \tag{97},
 \end{aligned}$$

wenn η und ξ die in den Beziehungen (28a) und (96b) verwendeten reinen Zahlen sind. Bei der Herleitung des Termselektors ponderabler Zustände muß versucht werden, von diesen Partialmassen typischer Protosimplexkombinationen der Einheitsstrukturen auszugehen.

Die $M(c, d)$ aus (27) setzen sich offenbar nach dem Vorangegangenen aus den Komponenten M_p der $(\pm p)$ sowie M_S des Konjunktorgefüges und M_q eines eventuellen Ladungsfeldes (29) zusammen, so daß additiv $M = M_p + M_S + M_q$ gilt. M_p kann dabei nur in der symmetronischen Fassung

$$\begin{aligned}
 L_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)}; \left[\frac{\mu\nu}{\kappa\lambda}\right] &= 4\overline{0} \text{ nach (58) und (58a) mit } L_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} = A_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} - \\
 &- \bar{\lambda}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} \times (1 + sp^2 \bar{Q}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} \times ()) \text{ oder } A_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)}; \left[\frac{\mu\nu}{\kappa\lambda}\right]_+ = \bar{\lambda}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} \times \left[\frac{\mu\nu}{\kappa\lambda}\right]_+ \\
 \text{des Weltselektors } L; [\] &= 4\overline{0} \text{ wegen } \bar{\lambda}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} \perp \vec{Y} \text{ enthalten sein. Im} \\
 \text{Matrizenspektrum } sp A_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)}; \left[\frac{\mu\nu}{\kappa\lambda}\right]_+ &= \bar{\lambda}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} \left[\frac{\mu\nu}{\kappa\lambda}\right]_+ \text{ ist approximativ}
 \end{aligned}$$

$sp A_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)}; \left[\frac{\mu\nu}{\kappa\lambda}\right]_+ \sim {}^2\overline{W}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)}$ einem Energiedichteselektor proportional, der wiederum nach dem Energiematerieäquivalent der räumlichen Dichte eines tensoriellen Materieselektors ${}^2\overline{W}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} \sim \delta_V {}^2\overline{M}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)}$ entspricht. Hierin ist $\delta_V = \frac{\delta}{\delta V_s}$, wobei das metronische Element δV_s des R_3 -Volumens nicht eindeutig vorliegt, weil $0 \leq s \leq 3$ Koordinaten

metronische Konstanten sein können. Es muß daher 4 mögliche

Volumenelemente $\delta V_s = \beta_s \prod_{k=1}^{3-s} \delta_k()_k$ mit $\beta_s = \text{const}$ geben, was

auf die Natur der reellen metronischen R_3 -Zellen zurückgeht. Ein-

setzen dieses Sachverhaltes liefert also $\delta_V {}^2\overline{M}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} \sim \overline{\lambda}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} \left[\widehat{\frac{\mu\nu}{\kappa\lambda}} \right]_+$ und

hierin ist die rechte Seite ein Selektor, der nach den synmetronischen Untersuchungen aus VI., 3. den Kondensationszustand und somit nach VII., 1. und $\overline{\lambda}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} \perp \overline{Y}$ den Trägheitszustand einer Kopplungsgruppe $(\pm p)_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)}$ beschreibt. Dieser Sachverhalt wird insbesondere dadurch transparent, daß dieser Zustand zugleich als Energiedichte interpretiert eine Wirkungsichte in der R_4 -Projektion des R_6 beschreibt, und für alle Wirkungen w das Quantenprinzip $w = nh$ mit ganzzahligen $n \geq 1$ gilt. Dies bedeutet aber wiederum, daß das

Metronifferential $\delta \left(\overline{\lambda}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} \left[\widehat{\frac{\mu\nu}{\kappa\lambda}} \right]_+ \right) \sim \mu_+ {}^2\overline{P}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)}$ dem tensoriellen

Änderungsselektor der Protosimplexladung ${}^2\overline{P}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)}$ proportional sein muß, worin der Proportionalitätsfaktor μ_+ der Gleichung (97) multiplikativ enthalten ist, weil $\overline{\lambda}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)}$ der Gruppe $(\pm p)_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)}$ den Trägheitswiderstand unmittelbar ausdrückt. Nach der Interpretation von

$\overline{\lambda}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} \left[\widehat{\frac{\mu\nu}{\kappa\lambda}} \right]_+$ als Selektor einer raumzeitlichen Wirkungsichte und

des Stufencharakters metronischer Kondensationen im R_6 kann sich aber die Protosimplexladung immer nur um einen konstanten Wert ändern. Andererseits ist aber ${}^2\overline{g}_{(\mu\nu)} \neq {}^2\overline{g}_{(\mu\nu)}^*$ und auch

${}^2\overline{\gamma}_{(\mu\nu)} \neq {}^2\overline{\gamma}_{(\mu\nu)}^*$, so daß die hermiteschen $\left[\widehat{\frac{\mu\nu}{\kappa\lambda}} \right]_+$ in ihren Komponen-

ten über dem komplexen algebraischen Zahlenkörper definiert sind, was wiederum auf die komplexe R_6 -Signatur $(+++---)$ zurückgeht. Dies bedeutet aber auch, daß der tensorielle Änderungsselektor

${}^2\overline{P}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)}; N = {}^2\overline{G}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} + i {}^2\overline{F}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)}$ aus einem Real- und einem Imaginärteil zusammengesetzt sein muß. Im Fall des unbekannten Termselektors $T; m = M$, also der ponderablen Terme aus (27) (erscheinend als diskrete Massenterme), kommt nur der Realteil dieses Selektors in Betracht. Dieser Realteil ist ein Selektor, der vom dynamischen Zustand der internen korrelativen Kopplungsstruktur abhängt und in seiner allgemeinen Form (im Fall von Wechselbeziehungen mit anderen Kondensortermen) in noch unbekannter Form von den R_6 -Koordinaten abhängt. Nimmt man hingegen an, daß der interne Korrelationszustand dieser Kopplungsstruktur (des betrachteten Terms) nicht gestört wird, sondern die Basisdynamik dieser internen korrelierenden Kondensorflüsse durch den stationären Zustand eines ungestörten dynamischen Gleichgewichtes gekennzeichnet ist, dann muß dieser Realteil gemäß

$Re {}^2\overline{P}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)}; N = {}^2\overline{A}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} = \text{const}(R_6)$ ein Konstantenselektor mindestens hinsichtlich des R_3 sein. Während die Basisdynamik einer Wechselbeziehung zwischen verschiedenen Kondensortermen oder die Dynamik des Zerfalls eines Terms in tiefere energetische Niveaus (Kompressorisostasie) mit Sicherheit nicht auf ein algebraisches Schema abbildbar sind, kann eine derartige Abbildung für den stationären Zustand des dynamischen Gleichgewichtes, also unter Voraussetzung eines konstanten Realteils durchaus möglich werden. Dieser Fall soll daher im folgenden zunächst diskutiert werden, zumal ein algebraisches Schema einer numerischen Untersuchung zum Zweck eines Vergleiches mit Meßdaten leicht zugänglich ist. Mithin gilt

$${}^2\overline{P}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)}; N = {}^2\overline{A}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} + i {}^2\overline{F}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)}; N, \quad {}^2\overline{A}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} = \text{const}(R_6) \quad (97a)$$

für die Spaltung des Änderungsselektors. Zur Darstellung $M = T; m$ kommt hier nur der im R_3 konstante Realteil in Betracht, während der nicht notwendig konstante Imaginärteil offensichtlich eine Schwanungsbreite energetischer Art aller ponderablen Terme $M(c, d)$ komplexer Hermetrieformen impliziert. Diese Breiten Γ aus dem Ima-

ginärteil des symmetronischen Weltselektors wären dann wegen der Komplementarität kanonisch konjugierter Größen (Prinzip des Quantendualismus) ein direktes Maß für die x_4 -Erstreckungen, also die Existenzzeiten der c - und d -Terme, sowie der Gültigkeit von (97a). Im folgenden soll zunächst nur der Realteil von (97a) analysiert werden, um die Internstrukturierung dieser stratonischen Elemente zu erkennen. Es gilt demnach zusammengefaßt

$$\delta\delta_V {}^2\overline{M}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} \sim \operatorname{Re} \delta \left(\overline{\lambda}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} \left[\begin{smallmatrix} \mu\nu \\ - \\ \kappa\lambda \end{smallmatrix} \right]_+ \right) \sim \operatorname{Re} \mu_+ {}^2\overline{P}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} = \text{const} \quad \text{mit dem}$$

Konstantenselektor.

Das Matrizenspektrum des symmetronischen Weltselektors ist hermitesch, so daß auch die Tensorelektoren der Energiedichte, der Materie und ${}^2\overline{P}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)}$ hermitesche Selektoren sind. Dies bedeutet aber, daß für ${}^2\overline{M}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)}$ und ${}^2\overline{A}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)}$ jeweils eine charakteristische Gleichung existiert, welche über die Determinantenminore in ein invariantes Säkularpolynom entwickelt werden kann, und zugleich $sp {}^2\overline{M}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)}; N \geq 0$ bzw. $sp {}^2\overline{A}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} \geq 0$ mindestens semidefinit sind, so daß für jeden dieser Tensorelektoren eine unitäre Transformationsmatrix $\hat{S} \hat{S}^\times = \hat{E}$ existiert, durch welche das jeweilige Diagonalschema erreicht werden kann gemäß $\hat{S} {}^2\overline{M}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} \hat{S}^\times = {}^2\overline{M}'$ und $\hat{S} {}^2\overline{A}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} \hat{S}^\times = {}^2\overline{A}'$, wenn zur Kürzung die Kondensorsignatur fortgelassen wird. Damit wird das Metron-differential zum Diagonalschema $\delta\delta_V {}^2\overline{M}' \sim \mu_+ {}^2\overline{A}'$, von welchem das Matrizenspektrum gebildet werden kann. Mit $sp {}^2\overline{M}' = \underline{M}'$ und $sp {}^2\overline{A}' = \underline{A}'$ entsteht dann der Zusammenhang von Skalarselektoren $\delta\delta_V \underline{M}' \sim \mu_+ \underline{A}'$. Für das R_3 -Volumenelement δV_s gibt es aber die vier Gruppen δV_s mit $0 \leq s \leq 3$, welche vier konfigurative Existenz-zonen der korrelierenden Kondensorflüsse (also der Protosimplexe) im R_3 kennzeichnen. Aus diesem Grunde kann jeweils innerhalb eines konfigurativen Bereiches über die in ihm definierten Kondensorsignaturen $\varepsilon = \varepsilon(s)$ summiert und mit den natürlichen ganzen Zahlen $N \geq 0$ der Übergang von den Selektoren zu metronischen Größen in der

betreffenden Zone s gemäß $\sum_e \underline{M'}; N = M_{s+1}$ und $\sum_e \underline{A'} = A_{s+1} =$
 $= \text{const}$ durchgeführt werden, so daß $\delta \delta_V M_{s+1} = B_{s+1} \mu_+$ entsteht,
 worin $B_{s+1} = \text{const}$ den Proportionalitätsfaktor enthält. Wegen der
 Kommutierbarkeit metronischer Differentialoperationen
 $(\delta \times \delta_V)_- = 0$ wird dies zu

$$B_{s+1} \mu_+ = \delta_V \delta M_{s+1} = \frac{\delta^2 M_{s+1}}{\delta V_s} \text{ oder } \delta^2 M_{s+1} = \mu_+ \alpha_{s+1} \prod_{k=1}^{3-s} \delta_k v_k$$

mit ganzzahligen v_k , wenn $B_{s+1} \beta_s = \alpha_{s+1}$ gesetzt wird. Hier
 erscheinen die Kopplungsgruppen zu 4 Trägheitsgruppen $0 \leq s \leq 3$
 zusammengefaßt. Durchführung der metronischen Integration liefert
 für diese Trägheitsgruppen

$$\delta M_{s+1} = \mu_+ \alpha_{s+1} \prod_{k=1}^{3-s} v_k \text{ mit } \prod_{k=1}^{3-s} v_k = 1 \text{ für } s = 3. \text{ Innerhalb}$$

der zur Diskussion stehenden stratonischen Strukturen kann stets eine
 sphärische Symmetrie im R_3 vorausgesetzt werden, solange keine Kor-
 respondenzen mit anderen Elementarstrukturen gegeben sind. Diese
 Symmetrie bedingt aber $v_k = v_{k+1} = v$ und damit $\delta M_{s+1} =$
 $= \mu_+ \alpha_{s+1} v^{3-s}$, was metronisch integrierbar ist. Es gilt $M_{s+1} =$
 $= \mu_+ \alpha_{s+1} \mathcal{S} v^{3-s} \delta v$, was für die vier Trägheitsgruppen separat gelöst
 werden muß. Nach den Regeln metronischer Integrationen folgt für
 $s = 0$ die Darstellung $M_1 = \mu_+ \alpha_1 \frac{1}{4} N_{(1)}^2 (1 + N_{(1)})^2$, ferner

$$M_2 = \mu_+ \alpha_2 \frac{1}{6} N_{(2)} (2 N_{(2)}^2 + 3 N_{(2)} + 1) \text{ für } s = 1, \text{ sowie}$$

$M_3 = \mu_+ \cdot \alpha_3 \frac{1}{2} N_{(3)} (1 + N_{(3)})$ für $s = 2$ und $M_4 = \mu_+ \alpha_4 N_{(4)}$ für
 $s = 3$, wenn die $N_{(j)}$ mit $1 \leq j \leq 4$ für die metronischen Integrations-
 bereiche als ganze Zahlen stehen. Der Trägheitsanteil M_p der Proto-
 simplexe aus M ist offenbar die Summe dieser 4 Trägheitsbereiche,

$$\text{nämlich } M_p = \sum_{j=1}^4 M_j. \text{ Diese vierfache Konturierung der Proto-}$$

simplexstrukturen im R_3 aller c - oder d -Terme aus (27) geht allein
 auf die R_3 -Bezugnahme δ_V mit δV_s zurück, doch ist dies wiederum
 eine Folge der kovarianten Hermitezität von $\bar{\lambda}[\]$, was aber eine unmit-

telbare Konsequenz der in VII., 5. deduzierten fundamentalen Symmetrien der Welt und der prototropen Struktur des Universums ist. Demnach ist diese vierfache Konturierung eine fundamentale Eigenschaft aller stratonischen Elementarstrukturen.

Die Stratonmassen $M(c, d)$ werden neben M_P noch von den Massen M_S der beiden Komponenten des integralen R_6 -Stratonspins σ aus (89) und M_q des Ladungsfeldes im Fall der d -Hermetrie additiv zusammengesetzt.

Nach (97) muß M_S mit dem Eichfaktor μ_S einer Funktion F_S proportional sein, die auf jeden Fall von den Quantenzahlen P und Q aus (89) und (89a) sowie k aus (72) und der elektrischen Ladungsquantenzahl q des elementaren elektrischen Ladungsfeldes (29) abhängen muß. Man kann also auf jeden Fall in Weiterführung der j -Zählung $M_S = M_5 = \mu_S F_S(k, P, Q, q)$ oder (97) entsprechend

$$M_5 = \mu_+ \left(1 - \frac{\alpha_-}{\alpha_+} \right) F_S \quad \text{setzen, wobei } F_S \neq 0 \text{ unabhängig von der}$$

c - oder d -Form der betreffenden Multiplettkomponente des Raumspinisomorphismus, also unabhängig von $q = 0$ oder $q > 0$ bleibt. Der Massenanteil $M_q = M_6$ des Ladungsfeldes (29) wird hingegen

von (97) durch μ_- wiedergegeben, so daß $M_6 = \mu_- q = \mu_+ q \frac{\alpha_-}{\alpha_+}$ gelten muß.

Einsetzen dieser $1 \leq i \leq 6$ Partialmassen M_i in

$$M = M_P + M_S + M_q \text{ also } M = \sum_{i=1}^6 M_i \quad \text{liefert, weil der Proportionalitätsfaktor aller Terme durch } \mu_+ \text{ aus (97) bestimmt wird,}$$

Wirkungsweise des unbekannten Termselektors $T; m(n, q) = M(c, d)$ auf (27) andeutet. Zur expliziten Untersuchung müssen jedoch noch

$$M(c, d) = \mu_+ \left[\frac{\alpha_1}{4} N_{(1)}^2 (1 + N_{(1)})^2 + \frac{\alpha_2}{6} N_{(2)} (2N_{(2)}^2 + 3N_{(2)} + 1) + \frac{\alpha_3}{2} N_{(3)} (1 + N_{(3)}) + \alpha_4 N_{(4)} + \left(1 - \frac{\alpha_-}{\alpha_+} \right) F_S + q \frac{\alpha_-}{\alpha_+} \right], \quad \text{was die}$$

Wirkungsweise des unbekannten Termselektors $T; m(n, q) = M(c, d)$ auf (27) andeutet. Zur expliziten Untersuchung müssen jedoch noch

die zeitlichen Verläufe der $1 \leq j \leq 4$ Zahlenfolgen $N_{(j)}$ sowie die Eigenschaften der Faktoren α_j und die Natur der Spinfunktion F_S ermittelt werden. Auch ist zu berücksichtigen, daß nicht jede Zahlenquadrupel $(N_{(1)}, \dots, N_{(4)})$ einen Term des c - oder d -Partialspektrums wiedergeben kann, so daß mit Sicherheit eine Auswahlregel derjenigen Zahlenquadrupeln existieren muß, durch welche die physikalisch real existierenden Terme des Partialspektrums komplexer Hermetrie beschrieben werden.

Offensichtlich sind die $N_{(j)}(t)$ Zeitfunktionen, welche die zeitliche Transmutation der Spektralterme ineinander (bei Gültigkeit des Prinzips der Kompressoriosostasie) verursachen, was empirisch als radioaktiver Zerfall der Elementarkorpuskeln in zeitlich stabile Formen erscheint. Nach der atomistischen und subnuklearen Empirie (Ultrastrahlung) aus I. gibt es tatsächlich im Spektrum der Elementarkorpuskeln Transmutationen im Sinne radioaktiver zeitlicher Zerfallsprozesse, derart, daß sämtliche Elementarkorpuskeln nach den verschiedensten Existenzzeiten über mehr oder weniger komplizierte Zerfallsketten in die stabilen Zustände des Elektrons oder Protons übergehen. Da aber die $N_{(j)}$ die Protosimplexbesetzung einer vierfachen R_3 -Konturierung sind, und dieses Konturmuster für alle c - und d -Terme aus (27) verbindlich ist, müssen die $N_{(j)}(t)$ Zeitfunktionen sein und sich gemäß $N_{(j)} = n_j + Q_j$ aus einem additiv ganzzahligen Zeitparameter $n_j(t)$ und einer konstanten Quantenzahl $Q_j = \text{const}(t)$ zusammensetzen. Im folgenden werde wahlweise die doppelte Symbolschrift $n_{1\dots 4} \triangleq (n, m, p, \sigma)$ und $Q_{1\dots 4} \triangleq Q_{n\dots \sigma}$ verwendet, weil man auf diese Weise mit n, m, p und σ zugleich die Zustände hinsichtlich der Protosimplexbesetzungen in den R_3 -Konturierungen beschreiben kann.

Zunächst muß es darauf ankommen die zeitlich konstanten Zustände $n = m = p = \sigma = 0$ zu beschreiben. Diese durch die Q_j beschriebenen Grundzustände sind offensichtlich metrisch konfigurativer Art und beschreiben die möglichen räumlichen Anordnungen nicht identischer Protosimplexzustände (Grundzustände). Da die Protosimplexladungen mit den synmetronischen Kondensationsstufen nach (96) identisch

sind, und die $\bar{\lambda}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)}$ immer normal zum jeweiligen Flukton $(-p)_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)}$, also parallel zum Fluktonspin verlaufen, gibt es für einen Protosimplexzustand immer zwei Einstellungsmöglichkeiten $(-1)^r = \pm 1$, wenn $r > 0$ eine diese metrisch-kombinatorische Verteilung kennzeichnende ganze Strukturquantenzahl ist. Nach den Gesetzen der Metrondifferentiale ist $\delta(-1)^y = (-1)^y - (-1)^{y-1} = 2(-1)^y$, wenn $y > 0$ eine ganzzahlige Metronenziffer ist. Anwendung des vollständigen Induktionsschlusses liefert dann für beliebige Grade $x > 0$ des Metrondifferentials $\delta^x(-1)^y = 2^x(-1)^y$.

Es sei $\kappa > 0$ die Zahl der Kondensationsstufen und somit die Zahl der Grundflüsse in einem spezifischen $(\pm p)_x$ des diskreten Partialspektrums $x \triangleq (c, d)$ aus (27). Jeder dieser Grundflüsse $1 \leq L \leq \kappa$ verfügt dabei über einen Fluktonspin $\bar{\sigma}_L$; denn diese Grundflüsse $(-p)_x$ des Protosimplex sind in $M(c, d)$ als Folge konjunktiver Korrelationen während des Intervalls der Existenzzeit des Terms M stets zyklischer Natur. Mit Ausnahme von $p = 6$ erscheinen die prototropen Grundfluktonen stets im Diskriminantenfeld prototroper Schirmfelder $(+p)_x$, welche die $(-p)$ metaphorisch «einhüllen», wodurch das fluktonische Grundflußaggregat $(-p)_x$ zum Protosimplex $(\pm p)_x$ komplettiert wird. Ein solcher Protosimplex mit mehrfacher Protosimplexladung $\underline{N} \geq 1$ wird dann nach (96a) durch das vektorielle Kondensationsstufenspektrum $\bar{\lambda} = \underline{N} \bar{\lambda}_0(k) \perp \vec{Y}$ beschrieben. Die elementare Prototrope ist dann durch $\underline{N} = 1$ gekennzeichnet und wegen des Trägheitsprinzips $\bar{\lambda} \perp \vec{Y}$ gilt für alle Fluktonen $\bar{\sigma}_L \parallel \bar{\lambda}_0(k)$, also $\cos(\bar{\lambda}_0, \bar{\sigma}_L) = (-1)^L$. Die Zahl Z_κ alternierender $\bar{\sigma}_L$ -Einstellungen $(-1)^L$ im Fall $\bar{\lambda}_0$ mit $\underline{N} = 1$ und $\kappa > 0$ wäre dann also das Metrondifferential der Ordnung κ , welches von der Richtung $(-1)^L$ des Fluktonspins gebildet werden kann. Dem Betrage nach gilt also $Z_\kappa = |\delta^\kappa(-1)^L| = 2^\kappa |(-1)^L| = 2^\kappa$, weil stets $|(-1)^L| = +1$ für alle L ist. Da nun jeder Fluktonspin hinsichtlich $\bar{\lambda}_0$ die Möglichkeit einer parallelen oder antiparallelen Einstellung hat, gilt für die Gesamtheit alternierender Einstellungen $Z = 2Z_\kappa$. Schließlich kann Z_κ hinsichtlich κ noch als die Dichte einer Verteilung Z_V gemäß $Z_\kappa = \delta_\kappa Z_V$ oder $\delta Z_V = Z_\kappa \delta \kappa$ aufgefaßt

werden. Unter Verwendung von Z_κ kann dann das metronische Integral $Z_V = \mathcal{S} \mid \delta^\kappa (-1)^L \mid \delta \kappa = \mid \delta^{\kappa-1} (-1)^L \mid = \frac{1}{2} Z_\kappa \mid (-1)^L \mid$ als ein metronisches Gebietsintegral ausgeführt werden. Auf jeden Fall müssen die Besetzungen der Grundzustände Q_j aus $N_{(j)} = n_j + Q_j$ mit $1 \leq j \leq 4$ von diesen Ziffern $\kappa, Z_\kappa = 2^\kappa, Z = 2 Z_\kappa$ und $Z_V = \frac{Z_\kappa}{2}$

bestimmt werden, wobei allerdings zu berücksichtigen ist, daß die $N_{(j)}$ mit $j = s + 1$ durch verschiedene Trägheitsgruppen mit den Faktoren $\mu_+ \alpha_j$, also durch verschiedene Protosimplexkonfigurationen bestimmt werden, welche wiederum einen Einfluß auf die Konjunktivgesetze der internen Korrelationen haben.

Nach $\mathcal{S}V^{3-s} \delta V$ ist mit $j = s + 1$ die vierfache R_3 -Konturierung des stratonischen Terms gegeben, derart, daß die Protosimplexbesetzung in $j = 1$ mit kubischer, in $j = 2$ mit quadratischer, in $j = 3$ mit linearer und in $j = 4$ mit punktueller Natur ansteigt, so daß diese R_3 -Konturen mit den Protosimplexzahlen $4G_1 = N_{(1)}^2 (1 + N_{(1)})^2$, sowie $6G_2 = N_{(2)} (2N_{(2)}^2 + 3N_{(2)} + 1)$, ferner $2G_3 = N_{(3)} (1 + N_{(3)})$ und $G_4 = N_{(4)}$ belegt sind. Die tatsächlichen Protosimplexsziffern sind aber die $N_{(j)}$ (im Sinne separater Entitäten), so daß die Trägheits-

dichten $\eta_j = \frac{G_j}{N_{(j)}}$ dieser $N_{(j)}$ separaten Protosimplexe definiert werden können.

Es ist stets $\eta_1 \geq \eta_2 \geq \eta_3 \geq \eta_4 = 1$. Auf diese Weise wird die gesamte korrelative symmetronische Kopplungsstruktur des stratonischen Terms in die R_3 -Konturierung von vier Konfigurationszonen metrischer Protosimplexstrukturen aufgeteilt, wobei auf jeden Fall die σ -Kontur $j = 4$ als externe Zone aufzufassen ist. Mit wachsendem Grad des Besetzungsanstieges muß aber η_j ansteigen, so daß $j = 1$ als kubische **Zentralzone** der n -Kontur, $j = 2$ als quadratische **Internzone** der m -Kontur und $j = 3$ als lineare Zwischen- oder **Mesozone** der p -Kontur anzusprechen ist. Diese Konfigurationszonen sind zugleich die Zonen der symmetronischen Kopplungsstruktur, derart, daß $j \leq 3$ die Internstrukturierung des stratonischen Terms und $j = 4$ als externe σ -Struktur (punktuellen Anstieges) die Spektren von

Wechselwirkungen durch Korrespondenzpotenzen vermitteln kann. Das Korrelationszentrum muß also im Zentralbereich liegen, während das Korrespondenzmaximum den linearen und den externen Bereich bestimmt. Die Konsequenz hieraus ist das empirisch verifizierte Bild einer ponderablen Elementarstruktur, wonach ein sehr dichter undurchdringlicher zentraler Kern von einem Feldzustand umgeben ist, dessen Außenbereich eine mosaikartige Struktur verschiedener Wechselwirkungen aufweist, ein Sachverhalt, der sich bereits in VI. für alle vier Hermetrieformen, also für alle Terme aus (27) ergab. Die Mesozone kann demnach als Quellenkontur der Korrespondenzfelder in der **Externzone** aufgefaßt werden, wobei diese Korrespondenzfelder

die Maxima der $\left[\frac{\mu\nu}{\kappa\lambda} \right]_+$ sind, während die Minima $\left[\frac{\mu\nu}{\kappa\lambda} \right]_+ = \hat{0}$

als Korrelationsmaxima in der Zentralzone liegen, wenn

$\left[\frac{\mu\nu}{\kappa\lambda} \right]_+ = (() + sp^2 \overline{Q}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} \times ()); \left[\frac{\mu\nu}{\kappa\lambda} \right]_+$ ist. Hier scheint die

Zentralzone mit dem empirischen Begriff des Parton identisch zu sein.

Die dimensionslose Zahl κ in Z_κ , Z und Z_V ist die Zahl der fluktonischen Kondensorgrundflüsse im Flukton $(-p)_x$, und $\underline{r}$ sei der R_3 -Radius des Fluktons $(-p)_x$. Nun ist $\overline{\lambda}$ und $\overline{\lambda}_0(k)$ aus (96) und (96a) ein Maß der metrischen Krümmung im jeweiligen hermetrischen Bereich des metronischen Welttensoriums R_6 , derart, daß in (96) die Protosimplexladung $\underline{N}$ die Zahl der Kondensationsstufen dieser Krümmung angibt und $\overline{\lambda}_0$ als Krümmung einer elementaren Kondensationsstufe dem Betrag nach einer elementaren Krümmung direkt, und dem entsprechenden Krümmungsradius $\underline{\varepsilon}$ umgekehrt proportional sein muß. Hier bezieht sich $\underline{\varepsilon} = \varepsilon_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)}$ nur auf den jeweiligen hermetrischen Bereich des zu $\overline{\lambda}$ gehörenden Fundamentalkondensors. Es gilt demnach $|\overline{\lambda}_0(k)| \sim \frac{1}{\underline{\varepsilon}}$, wobei als Proportionalitätsfaktor nur die ganze Zahl $k > 0$ aus (72) in Betracht kommt, welche somit in $|\overline{\lambda}_0| = \frac{k}{\underline{\varepsilon}}$ das Krümmungsmaß um ihren ganzzahligen Betrag erhöht. Dies erscheint deshalb sinnvoll, weil im Kondensationsbereich ε mehrere Kondensorintensitäten auftreten können, die sämtlich auf die

elementare Krümmung zurückgehen, aber wegen der Metronisierung als ganzzahliges Vielfaches $\frac{k}{\varepsilon}$ die elementaren Kondensationsstufen $\bar{\lambda}_0(k)$ bestimmen. In einem hermetrischen Bereich gibt es demnach zu der metronischen Elementarkrümmung $\frac{1}{\varepsilon}$ stets $k > 0$ einfache Protosimplexe $\underline{N} = 1$, deren Kondensationsgrad mit k steigt, so daß k die Kondensorziffer möglicher elementarer Protosimplexe im gleichen hermetrischen Unterraum darstellt. $\underline{r}$ des Grundflußsystems von $(\pm p)_x$ muß aber ebenfalls als Krümmungsradius hinsichtlich κ aufgefaßt werden. Zwar ist $\underline{r} \geq \varepsilon$, doch ist dafür auch $\kappa \geq k$, so daß neben $|\bar{\lambda}_0| = \frac{k}{\varepsilon}$ auch $|\bar{\lambda}_0| = \frac{\kappa}{\underline{r}}$, also im Vergleich $\kappa = \underline{r} \frac{k}{\varepsilon}$, gesetzt werden kann. Aufgrund der Interpretation von k folgt aber unmittelbar $\underline{r} = k\varepsilon$, was eingesetzt zu $\kappa = k^2$ führt. Somit wird die Zahl der elementaren Grundflüsse eines Fluktons unabhängig vom hermetrischen Unterraum allein vom Quadrat der Kondensorziffer bzw. **Konfigurationszahl** k bestimmt. Dies bedeutet aber $Z_\kappa = Z_k = 2^{k^2}$, wobei stets $k > 0$ bleibt, wenn überhaupt ein Kondensationszustand im R_6 gegeben ist, was auch durch (72) ausgedrückt wird. Andererseits ist k und somit κ grundsätzlich vom Koordinatenraster des R_6 und daher auch von der Zeit unabhängig, so daß $k = \text{const}(R_6)$ ist. Da außerdem $\kappa = k^2$ gilt, ist diese Kondensorziffer $k > 0$ eine Kennziffer zeitlich konstanter metrischer Konfiguration und Kontur. Aufgrund dieser Interpretation folgt aber, daß die zeitlich konstanten Protosimplexbesetzungen Q_j der **Konfigurationszonen** eines stratonischen Terms aus Z_k ermittelt werden können.

Zur Bestimmung der zeitlichen Konstanten Q_j mit $j \leq 4$ muß induktiv vorgegangen werden. Wenn es materielle Elementarstrukturen gibt, die mit $\underline{N} = 1$ Einheitsstrukturen darstellen, für die zugleich $n_j = 0$ gilt, dann liegen offensichtlich zeitlich stabile Gerüststrukturen vor, deren Konfigurationszonenbesetzungen allein von den Q_j bestimmt werden, und deren Massen zeitlich konstant sind. Tatsächlich sind empirisch zwei Elementarstrukturen nachweisbar, die als zeitlich konstante Gerüststrukturen interpretierbar sind, nämlich das Elektron e^- und das Proton p . Andererseits gilt $k \geq 1$, so daß neben $k = 1$ auch $k = 2$ denkbar wäre. Es kann daher versucht werden, aus

der Empirie von e^- und p aus den Z , Z_k und Z_V auf die Q_j zu schließen, wobei auch die alternative Schreibweise n, m, p, σ für die Indizierungen $j \leq 4$ verwendet werden soll. So liegen Q_m und Q_σ jeweils um 1 unter Z bzw. Z_k , während Q_n die Differenz zwischen Z und Z_V ist. Die Differenz zwischen Q_p und Z muß dagegen als Betrag den Wert 2 haben, weil p als Mesozone den Bereich $j \leq 3$ vom Bereich $j = 4$ punktueller Protosimplexverteilungen trennt. Ob für diese Differenz $+2$ oder -2 steht, hängt davon ab, ob mit den positiven ganzen Zahlen $v \geq 0$ für $k = 2v$ eine gerade oder für $k = 2v + 1$ eine ungerade Zahl steht, so daß für die Differenz allgemein $2(-1)^k$ zu setzen ist. Die Q_j werden demnach dargestellt durch $Q_n = Z - Z_V$, ferner $Q_m = Z - 1$, sowie $Q_p = Z + 2(-1)^k$ und $Q_\sigma = Z_k - 1$, was mit Z_k, Z und Z_V explizit $Q_n = 3 \cdot 2^{k^2-1}$, ferner $Q_m = 2^{k^2+1} - 1$, sowie $Q_p = 2^{k^2+1} + 2(-1)^k$ und $Q_\sigma = 2^{k^2} - 1$ liefert. Mithin bilden die Q_j ein k -faches konfiguratives Gerüst aus Protosimplexkorrelationen, welche eine k -fache zeitlich konstante Grundkontur in den 4 Konfigurationszonen aufbaut. Da wegen $k = \text{const}(R_6)$ auch Q_j dieser Konstanz genügt, ist dieses k -fache Grundmuster der vierfachen R_3 -Konturierung und somit die Struktur der Konfigurationszonen j zeitlich unbegrenzt, was für k die Bezeichnung Konfigurationszahl des Stratons rechtfertigt.

Der noch fehlende Teil einer Analyse stratonischer Internstrukturierungen besteht in der Bestimmung der Faktoren α_j mit $j \leq 4$, welche als Proportionalitätsfaktoren $\mu_j = \mu_+ \alpha_j$ die Besetzungen der Konfigurationszonen wegen des Eichfaktors μ_+ durch das Trägheitsmaß ausdrücken. Diese Koeffizienten α_j können dabei nur auf die synmetronische Konjunkturstruktur der Protosimplexgefüge zurückgehen, wobei im Fall der d -Hermetrie die Ladungsfeldkomponenten der dieses Feld bestimmenden Protosimplexe und die jeweilige Konfigurationszahl $k > 0$ der betreffenden Struktur wesentlich sind. Für die einzelnen Protosimplexstrukturen mit beliebiger von 0 verschiedener Protosimplexladung muß ebenfalls die universelle Lösung (27) des kompositiven Hermetrieproblems gelten, weil allen derartigen Weltstrukturen neben

$\bar{\lambda} \neq \bar{0}$ im kompositiven, oder $\bar{\lambda} \neq \bar{0}$ im symmetronischen Fall, auch $\bar{\lambda} \perp \vec{Y}$ gemeinsam ist. Die Entwicklung der Universalbeziehung (27) ging mit $m_{(2)} = 2m$ von der Darstellung

$$\left(\frac{2\mu f}{m_{(2)}}\right)^4 = 1 + q^4 \left(\frac{\alpha \varepsilon_{\pm}^2 R_-}{2\pi h}\right)^2 \sin^2\left(\frac{2Nh}{\alpha q^2 \varepsilon_{\pm}^2 R_-}\right), \text{ mit}$$

$$\alpha = \left(\pi^2 \frac{a}{2} \cdot \frac{\omega}{c}\right)^2, \text{ sowie } f\sqrt{2n-1} = \sqrt[4]{2n} \text{ und } \mu = \sqrt{\frac{ch}{\gamma}} \text{ aus. Bei}$$

$q > 0$ gilt für den Protosimplex $m = M$, während das Ladungsfeld $\varepsilon_{\pm}$ durch die Prototropen (± 5) , (-6) im zeitlichen Schirmfeld $(+2)$ der Zeitsphäre als Schirmfeld gekennzeichnet ist. In dieser Struktur ist allerdings (-6) extern nicht relevant. Dies bedeutet aber, daß in der Zeitsphäre $(+2)$ wegen (-6) stets $\varepsilon_{\pm} \rightarrow \varepsilon'_{\pm} > \varepsilon_{\pm}$ gilt, und wegen

$$\left(\frac{\mu f}{M}\right)^4 \text{ auch } \varepsilon_{\pm}^4 \text{ wirksam wird. Für die Abweichung } \Delta \text{ zwischen}$$

$\varepsilon'_{\pm}$ und $\varepsilon_{\pm}$ gilt dann auf jeden Fall $\Delta(\varepsilon_{\pm}^4) \neq 0$. Ist L die Dimensionszahl kondensierender manifester Ereignisse, dann könnte eventuell mit der konfigurativen Basisquantenzahl $L\Delta = k > 0$ gesetzt werden. Da nun aber das Weltflukton (-6) nur in der d -Hermetrie, also den Raumzeitkondensationen auftritt, ist $L = L(R_4) = 4$ zu setzen. Andererseits gilt für Δ die Beziehung

$$\Delta(\varepsilon_{\pm}^4) = \frac{\varepsilon_{\pm}^{\prime 4} - \varepsilon_{\pm}^4}{\varepsilon_{\pm}^4} = \left(\frac{\varepsilon'_{\pm}}{\varepsilon_{\pm}}\right)^4 - 1. \text{ Verglichen mit } L\Delta = k \text{ und } L = 4$$

folgt daraus $\varepsilon'_{\pm} = \varepsilon_{\pm} \sqrt[4]{1 + k/4}$ für die Protosimplexmasse M , das

heißt, man hat in der zu (27) führenden Ausgangsbeziehung

$$\left(\frac{\mu f}{M}\right)^4 = 1 + q^4 \left(\frac{\alpha \varepsilon_{\pm}^2 R_-}{2\pi h}\right)^2 \sin^2\left(\frac{2Nh}{\alpha q^2 \varepsilon_{\pm}^2 R_-}\right) \text{ zu setzen, wobei das}$$

Quadrat des Sinus wegen der Extremalforderung nur von externen Bedingungen bestimmt wird. Da für dieses Quadrat der Wert 1 zu

setzen ist, und nach (27) ferner $\pi^2 \varepsilon_{\pm} = \pm 3 \sqrt{\hbar/R_-}$, sowie $a = \sqrt{2}$

$$\begin{aligned} \text{gilt, wird } \left(\frac{\mu f}{M} \right)^4 &= 1 + q^4 \left(\frac{\alpha \varepsilon_{\pm}^2 R_{\pm}}{2 \pi h} \sqrt{1 + k/4} \right)^2 = \\ &= 1 + q^4 \left(\frac{a^2}{\pi^2} \sqrt{1 + k/4} \right)^2 = 1 + 4 \left(\frac{q}{\pi} \right)^4 \left(1 + \frac{k}{4} \right) = 1 + \left(\frac{q}{\pi} \right)^4 (4 + k). \end{aligned}$$

Dies bedeutet aber, daß sich für eine Protosimplexmasse M innerhalb der internen Ladungsstrukturen eines mit $q > 0$ extern erscheinenden Ladungsfeldes zu $M = \pi \mu f (\pi^4 + q^4 (4 + k))^{-1/4}$ ergibt. Hier liegt eine direkte Analogie zu (27) vor, wobei jedoch der durch $q > 0$ bestimmte Faktor mit $k > 0$ von der externen Beziehung (gemeint ist die Feldbeschreibung außerhalb der Korpuskel) abweicht. Wird zur Vervollständigung dieser Analogie der Faktor η_{qk} eingeführt, und $M = \mu f \eta_{qk}$ zum Vergleich verwendet, dann folgt für die Abweichung der intern strukturierten d -Hermetrie $\eta_{qk} \sqrt[4]{\pi^4 + q^4 (4 + k)} = \pi$. Es wird sofort deutlich, daß stets $\eta_{0k} = 1$, aber $\eta_{q0} = \eta_q$ in den das externe Ladungsfeld beschreibenden Faktor $\eta_q \sqrt[4]{4q^4 + \pi^4} = \pi$ der Beziehung (27) für $k = 0$ übergeht, während $\eta_{1,0} = \eta$ zu dem des externen Ladungsfeldes $q = 1$ der Beziehung (28a) wird. Zwar ist immer $k > 0$, solange $\bar{\lambda}(c, d) \neq \bar{0}$ definiert ist, doch soll $k = 0$ in η_{q0} nur formal andeuten, daß sich η_q allein auf das äußere R_3 -Wirkungsgebiet der d -Hermetrie bezieht.

Aus η_{qk} wird deutlich, daß $k > 0$ die konfigurativ-metrische Internstrukturierung der betreffenden stratonischen Hermetrieform bestimmt, so daß die Bezeichnung Konfigurationszahl für $k > 0$ auch hierdurch gerechtfertigt erscheint. Da zugleich ein direkter Zusammenhang mit dem externen Ladungsfeld $\eta_q = \eta_{q0}$ gegeben ist, besteht die Möglichkeit, auch für das interne Ladungsfeld der d -Form Ladungskomponenten in Analogie zur externen Beziehung (28a) zu entwickeln. Unter Zugrundelegung von $\eta_{qk} \neq \eta_q$ der Internstruktur können diese internen Ladungsfeldkomponenten in Analogie zur Herleitung von (28a) symmetronisch beschrieben werden durch $e_q = \varepsilon_{\pm} \sqrt{\eta_{qk}}$ für das reduzierte Feld; denn das gesamte Ladungsfeld $\varepsilon_{\pm}$ mit $a = \sqrt{2}$ aus

(27) bestimmt die internen Feldkomponenten zwangsläufig ebenso wie die externen. Wegen e_ϱ muß aber auch e_ω in Analogie zu e_w als arithmetisches Mittel $e_\omega = \frac{1}{2}(\varepsilon_\pm + e_\varrho) = \frac{1}{2}\varepsilon_\pm(1 + \sqrt{\eta_{qk}})$ existieren, was auch $e_\delta = \varepsilon_\pm - e_\varrho = \varepsilon_\pm(1 - \sqrt{\eta_{qk}})$ in Analogie zu e_D zur Folge hat. Schließlich könnte noch die Frage nach dem Ladungsfeld e_C gestellt werden, welches in Analogie zum meßbaren Externfeld $e_\pm$ im Korrelationszentrum der d -Struktur erscheinen würde. Hier muß sich wiederum in Analogie zu den Beziehungen (28a) der Ausdruck

$$e_C = \varepsilon_\pm \sqrt{\vartheta_{qk}/8} \quad \text{mit} \quad \vartheta_{qk} = 5\eta_{qk} + 2\sqrt{\eta_{qk}} + 1 \quad \text{ergeben.}$$

Zusammengefaßt werden diese internen Ladungskomponenten in

$$\begin{aligned} e_\varrho &= \varepsilon_\pm \sqrt{\eta_{qk}}, & 2e_\omega &= \varepsilon_\pm(1 + \sqrt{\eta_{qk}}), \\ e_\delta &= \varepsilon_\pm(1 - \sqrt{\eta_{qk}}), & e_C &= \varepsilon_\pm \sqrt{\vartheta_{qk}/8}, \\ \vartheta_{qk} &= 5\eta_{qk} + 2\sqrt{\eta_{qk}} + 1, & \eta_{qk}^4 \sqrt{\pi^4 + q^4(4+k)} &= \pi \quad (98). \end{aligned}$$

Mit dieser Darstellung wird es nun möglich (und zwar in einer Analogie zu (28)) statische interne Korrelationspotentiale der das Ladungsfeld bestimmenden Protosimplexe in irgendeinem Abstand r vom metrischen Zentrum des Simplex phänomenologisch zu beschreiben. Ganz allgemein muß dann für die phänomenologische Beeinflussung statischer Ladungsfeldkomponenten x und y das statische Interge-
setz $4\pi\varepsilon_0 V_{xy} = e_x e_y f(r)$ im physischen R_3 gelten.

Auf dieser Basis phänomenologisch ausgedrückter synmetronischer Protosimplexkonjunktoren wird es nunmehr möglich, einerseits die obere Schranke der natürlichen Zahlen $k > 0$, und andererseits die α_j der $j \leq 4$ Konfigurationszonen zu ermitteln.

Ist $E(N, q)$ der Energieinhalt der Externwirkung eines Protosimplex, aber $E_k(N, q, k)$ derjenige der Internwirkung mit irgendeinem Wert $k > 0$, dann müssen sich diese beiden Energien zueinander verhalten wie die statischen internen Potentiale von Ladungsfeldkomponenten;

denn nur für $q \geq 1$ kann k in η_{qk} nach (98) erscheinen, wobei sich die Begriffe «extern» oder «intern» auf das R_3 -Volumen der Struktur beziehen. Ähnlich wie bei der Entwicklung der Ladungsfeldkomponenten (28a) kann es sich bei diesen Potentialen nur um dasjenige der reduzierten, extern wirkenden Ladungsfeldkomponente, also V_{RR} und dasjenige der intern wirkenden Komponente $V_{\varrho\varrho}(k)$ handeln. Mithin gilt für das Verhältnis

$V_1 = E(N, q) : E_k(k, N, q) = V_{RR} : V_{\varrho\varrho}(k) = \eta_q \eta_{qk}^{-1}$. Ein analoges Verhältnis V_2 könnte durch $V_2 = V_{WW} : V_{RR}$ definiert werden, wenn als Bezug trotz $q \geq 1$ nach (28a) das Potential $V_{RR} \sim q^2 e_R^2(q=1)f(r)$ mit $e_R(q=1) = \varepsilon_{\pm} \sqrt{\eta_1}$ und $\eta_1 = \eta$ sowie $V_{\varepsilon\varepsilon} \sim q^2 \varepsilon_{\pm}^2 f(r)$ gewählt wird. Damit würden auch die quadratischen Verhältnisse

$Q_1 = (V_{RR} : V_{R\varepsilon})(V_{RR} : V_{\varepsilon\varepsilon})$ und $Q_2 = (V_{RR} : V_{\varepsilon\varepsilon})(V_{RR} : V_{R\varepsilon})$ definiert werden. Da sich in jedem Fall $f q^2$ und der Proportionalitätsfaktor aus den V_{xy} in diesen Verhältnissen kürzt, wird mit (28a) und (98) neben $\eta_{qk} V_1 = \eta_q$ auch $4 \eta V_2 = (1 + \sqrt{\eta_q})^2$ sowie $Q_1 \sqrt{\eta} = \eta_q^2$ und $Q_2 = \sqrt{\eta}$.

Tatsächlich observabel ist von der d -Struktur nur $(+7)_d$ im R_3 mit der Eigenschaft $qe_{\pm}$, welche als Internstruktur des $(+7)_d$ durch $(\pm(35))_d$ und $(-6)_d$ beschrieben wird und die Partialstruktur $C \triangleq (\pm 5) - (2) - (-6) - (2) - (\pm 3) - (1) - (-6) - (3) - (\pm 5)$ des Ladungsfeldzyklus bedingt. Hier sind die $-(j)-$ mit $1 \leq j \leq 3$ Kontaktkonjunktive über $(+(127))_d$. Diese C -Struktur werde durch

die Signatur $\left[\begin{smallmatrix} \alpha\beta \\ \gamma\delta \end{smallmatrix} \right]_+$ symbolisiert, derart, daß $\left[\begin{smallmatrix} \alpha\beta \\ \gamma\delta \end{smallmatrix} \right]_+ = \sum_g \left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]_+$

durch eine Summe derjenigen Fundamentalkondensoren ausgedrückt wird, deren Kondensorflüsse und Schirmfelder C bestimmen. Die Indizierung g bezeichnet hier lediglich die zur Summation kommenden Kondensorsignaturen. Ist ${}^2\overline{Q}_{(\gamma\delta)}^{(\alpha\beta)}$ der C entsprechende Kopplungs-

tensor, dann kann auf $\left[\begin{smallmatrix} \alpha\beta \\ \gamma\delta \end{smallmatrix} \right]_+ = (1 + sp {}^2\overline{Q}_{(\gamma\delta)}^{(\alpha\beta)} \times ()); \left[\begin{smallmatrix} \alpha\beta \\ \gamma\delta \end{smallmatrix} \right]_+$ die Be-

ziehung (58) mit (58a) in der Form $\overline{\lambda}_{(\gamma\delta)}^{(\alpha\beta)} \times \left[\begin{smallmatrix} \alpha\beta \\ \gamma\delta \end{smallmatrix} \right]_+ - D_{(\gamma\delta)}^{(\alpha\beta)} \left[\begin{smallmatrix} \alpha\beta \\ \gamma\delta \end{smallmatrix} \right]_+ =$

$= K_{(\gamma\delta)}^{(\alpha\beta)}, \left[\frac{\widehat{\alpha\beta}}{\gamma\delta} \right]_+$ angewendet werden. Wird die C -Struktur des

Ladungsfeldes auf $(+7)_d$ bezogen und ist r eine R_3 -Distanz hinsichtlich des $(+7)_d$ -Zentrums, derart, daß in (79) und (79a) mit

$\mu; n \rightarrow r$ im dritten Gültigkeitsbereich $(+7)_d \equiv \left[\frac{\widehat{\alpha\beta}}{\gamma\delta} \right]_+$; $n \rightarrow \psi(r)$ und

der nach (79a) entwickelten Approximation

$$\psi(r) \sim e^{\lambda r} \left(\frac{1}{2} \sqrt{\frac{1+b}{1-b}} (e^{\lambda r} - b)^2 \right)^{-a/(2\lambda)} \approx \exp(\lambda - a)r = e^{-\alpha r} \quad \text{gilt,}$$

dann sind im Proportionalitätsfaktor A von $\psi = Ae^{-\alpha r}$ und in $\alpha > 0$ die observablen Eigenschaften von $(+7)_d \rightarrow \psi(r)$ der d -Struktur enthalten. Wegen dieses exponentiellen Verlaufes könnte man approximativ

$spK_{(\gamma\delta)}^{(\alpha\beta)}, \left[\frac{\widehat{\alpha\beta}}{\gamma\delta} \right]_+$; $n \rightarrow F_2 - F_1 + G_2 - G_1$ für die $spK_{(\gamma\delta)}^{(\alpha\beta)}, ()$ bestimmenden Summanden annehmen, wenn wegen der energetischen Natur

der Kondensationsstufen $F_2 - F_1 + G_2 - G_1 > 0$ ist. Wird spekulativ die Identifikation $F_{1,2} = V_{1,2}$ und $G_{1,2} = Q_{1,2}$ vorgenommen, dann würde $V_1 + Q_1 > V_2 + Q_2$ oder nach Substitution dieser Verhältnisse

$\eta_{qk}^{-1} < \left(\frac{1 + \sqrt{\eta_q}}{2\sqrt{\eta\eta_q}} \right)^2 + \left(1 - \frac{\eta_q}{\eta} \right) \sqrt{\eta}$ gelten. Mit (98) folgt daraus die Un-

gleichung $k < u_q = \left(\frac{\pi}{q} \right)^4 \left[\left(\frac{1 + \sqrt{\eta_q}}{2\sqrt{\eta\eta_q}} \right)^2 + \left(1 - \frac{\eta_q}{\eta} \right) \sqrt{\eta} \right]^4 - 1 \right] - 4$

als Bedingung der k - und q -Werte. Die numerische Überprüfung liefert $2 < u_q < 3$ für $q = 1$ und $q = 2$ sowie $1 < u_3 < 2$ für $q = 3$, aber $0 < u_4 < 1$ für $q = 4$ und $u_q < 0$ für alle $q > 4$. Nimmt man an, daß diese mehr spekulative Betrachtung richtig ist, dann wäre nur $k = 1$ und $k = 2$ von $q = 1$ bis $q = 3$ mit (72) verträglich, so daß (72) zu ergänzen wäre durch

$$k_{\max} = 2, \quad q_{\max} = 3 \quad (98a).$$

Mit den Internpotentialen V_{xy} kann die Analyse weitergeführt werden, wobei es darauf ankommen muß, zunächst die α_j mit $j \leq 4$ zu bestimmen. Die Komponente M_6 aus $M = \sum_{i=1}^6 M_i$ und die M_5 bestimmende Spinfunktion F_S sind dabei offenbar nicht auf die interne Protosimplexstruktur der Konfigurationszonen rückführbar, sondern sie müssen ein Ausdruck der Konjunktorspinstruktur dieses konfigurativen metrischen Gefüges sein. Bei der versuchsweisen Ermittlung der α_j kann von der Tatsache ausgegangen werden, daß die $\mu_+ \alpha_j = \mu_j$ elementare Masseneinheiten der Zone j für $n + Q_n = m + Q_m = p + Q_p = \sigma + Q_\sigma = 1$ sind, derart, daß auch μ_5 und μ_6 Masseneinheiten der Beiträge $F_S = 1$ und $q = 1$ im Massenspektrum $M(c, d)$ darstellen. Im folgenden beschreibe V_e das phänomenologische Korrelationspotential für $e_\pm^2$ und V_e dasjenige für $e_\pm^2$, während die übrigen Potentiale durch V_{xy} indiziert werden, wobei auch hier V_C für e_C^2 steht. Ganz allgemein kann festgestellt werden, daß die $\mu_j = \mu_+ \alpha_j$ mit $1 \leq j \leq 4$ wegen des prototropen Charakters dieser Massen nur von q und k in η_{qk} gemäß $\mu_j(\eta_{qk})$ abhängen können, aber auf keinen Fall von den zeitlichen variablen Besetzungen $n_j(t) = n_j$ der Zonen, weil im Fall einer solchen Abhängigkeit die μ_j selbst zu Zeitfunktionen würden. Dies ist aber wegen des Einheitscharakters dieser Prototropen μ_j als Trägheitsbeiträge unmöglich. Da μ_+ als Eichfaktor erscheint (und zwar im Sinne einer abgeleiteten Naturkonstante), müssen die $\alpha_j = \alpha_j(\eta_{qk})$ für $j \neq 4$ sein. Nur im Fall $j = 4$ gibt es allein die Möglichkeit $\alpha_4 = 1$, weil bei $j = 4$ die «massive» Internstruktur in die externe punktuelle Konfiguration übergeht, welche die Wechselwirkungspotenz möglicher Korrespondenzen in den externen R_3 einkoppelt.

Für die Ruheenergien der Elementarmassen gilt offensichtlich in einer gegen $\hat{C}$ des R_6 invarianten Form $E_j = \mu_j w^2$ und $E_+ = \mu_+ w^2$ in der R_3 -Projektion. Im Fall $j = 1$ des Zentralbereiches gilt offenbar symmetronisch das Verhältnis

$$\frac{E_1}{E_+} = V_{\varepsilon\omega} V_{\varepsilon}^{-1} = \frac{1}{2} \left(1 + \sqrt{\eta_{qk}} \right) \text{ und } \frac{E_2}{E_+} = \frac{V_{\varepsilon}}{V_{q\varrho}} = \eta_{qk}^{-1} \quad \text{für}$$

den Bereich $j = 2$. Dies bedeutet aber $\mu_1 = \left(1 + \sqrt{\eta_{qk}} \right) \frac{\mu_+}{2}$ und

$$\mu_2 = \frac{\mu_+}{\eta_{qk}} \text{ oder wegen } \mu_{1,2} = \alpha_{1,2} \mu_+ \text{ auch } 2\alpha_1 = 1 + \sqrt{\eta_{qk}} \text{ und}$$

$\alpha_2 \eta_{qk} = 1$, so daß für $j = 1$ und $j = 2$, aber auch für $j = 4$ die Faktoren bestimmt sind.

Ganz allgemein haben in den $\mu_j = \mu_+ \alpha_j$ die α_j für $j \leq 4$ die Eigenschaft, das Trägheitsmaß der betreffenden Konfigurationszone j mit $\alpha_j \neq 1$ zu deformieren und zwar als Folge des Ladungsfeldes im Zusammenhang mit k als Konfigurationszahl. Aus diesem Grunde muß stets wegen der punktuellen Besetzung der Externzone $\alpha_4 = 1$ sein, während für $j \leq 3$ die $\alpha_j \neq 1$ für $k \geq 1$ und $q > 0$ werden müssen, zumal die $j \leq 3$ keine punktuellen Protosimplexbesetzungen aufweisen.

Bei der ebenfalls auf die Gerüststrukturen e^- und p bezogenen induktiven Ermittlung von μ_3 muß insbesondere berücksichtigt werden, daß an der Grenze der Mesozone $j = 3$ der Übergang vom metaphorisch «massiven» Bereich des Stratons in den punktuell besetzten Feldbereich des umgebenden R_3 der Externzone $j = 4$ erfolgt. Aus diesem Grunde wird μ_3 durch eine unbekannte Funktion $\mu_+ f(k)$ im wesentlichen bestimmt, welche auf das konfigurative Protosimplexgerüst zurückgeht, und von einer weiteren Funktion $\mu_+ qF(k, q)$ des Ladungsfeldes q vermindert wird, derart, daß die Deformation f durch F für $q > 0$ im Sinne einer Reduktion wirksam wird. Mithin kann der Ansatz $\mu_3 = \mu_+ (f - qF)$ oder $\alpha_3(k, q) = f(k) - qF(k, q)$ wegen $\mu_3 = \mu_+ \alpha_3$ verwendet werden. Von f muß hierin $f(1) = 1$ gefordert werden, weil $k = 1$ bei $q = 0$ die einfachen Grundflußverläufe charakterisiert. Setzt man zur Analyse das Argument $x \geq 1$ in $f(x)$, dann muß über die Forderung $f(1) = 1$ hinaus auch $x \frac{d}{dx} f = (x - 1)f(x)$ gelten, weil die Änderung von f der Abweichung $x - 1$ vom Wert $x = 1$ proportional sein muß, und der Proportionalitätsfaktor nur der auf x bezogene Wert f sein kann. Die Integration wird über

das Intervall $1 \leq x \leq k \leq 1$ erstreckt und liefert wegen $\delta \ln(xf) = \delta x$ (wobei δx in der Größenordnung $\sqrt{\tau}$ liegt) den Wert $\ln(kf(k)) - \ln 1 = k - 1$, oder potenziert $kf(k) = e^{k-1}$ wegen $\ln 1 = 0$. Damit ist aber $f(k)$ explizit bekannt.

Zur Bestimmung der Funktion F aus $\alpha_3 = f - qF$ muß zunächst berücksichtigt werden, daß beim Übergang $j = 3$ nach $j = 4$ diese Funktion aus einem im wesentlichen von e_ϱ und e_ω bestimmten Anteil H und einem von e_δ bestimmten Anteil G zusammengesetzt sein muß, so daß $F = H + G$ zu setzen ist. Zur Bestimmung der beiden Funktionen werden metronische Änderungen δ_e (in der Größenordnung $\sqrt{\tau}$) der internen Ladungsfeldkomponenten (98), also metronische Variationen interner Potentiale $V_{xy}(k)$ mit $V' = V(k=1)$ und $V'' = V(k=2)$ betrachtet, wobei die R_3 -Distanz als Grenze von $j = 3$ als Konstante aufgefaßt werden muß. In V' oder V'' sind die Striche Indizierungen, die keine Ableitung kennzeichnen, während die R_3 -Distanz den Abstand der Zone $j=3$ vom räumlich projizierten Kopplungszentrum ist. Die metronisch zu variierenden Potentiale werden durch $V_{(\omega)}$, $V_{(\varrho\varrho)}$ sowie W als Variation zwischen $V_{\omega\omega}$ und $V_{\delta\delta}$, bzw. $V_{(\varrho\varrho)}(G)$ als Variation zwischen $V_{\varrho\varrho}$ und $V_{\varrho\varrho}^*(q=1)$, bezogen auf $e_\omega e_\pm$, bzw. e_ϱ^2 oder e_δ^2 und e_ω^2 , als interne Ladungsfeldkomponenten aufgefaßt. Darüberhinaus muß es eine unbekannte metronische Funktion $X(v)$ geben, die den Anstieg der von der betreffenden Struktur erfaßten Metronenzahl wiedergibt. Dies bedeutet aber, daß $X(v) = X_v$ als Zahlenfolge aufgefaßt, sich so verhält, daß sich das laufende Glied stets aus der Summe der beiden vorangegangenen Folgeglieder zusammensetzt. Sind weiter A_1, A_2 und A_3 , sowie B_1, B_2, B_3 und B_4 nur von k abhängige Proportionalitätsfaktoren, dann setzt sich die

metronische Variation $\frac{\delta H}{H}$ additiv aus den Variationen $A_1 \frac{\delta_e V_{(\omega)}}{V_{(\omega)}}$

sowie $A_2 \frac{\delta X}{X}$ und $A_3 \frac{\delta_e V_{(\varrho\varrho)}}{V_{(\varrho\varrho)}}$, aber $\frac{\delta G}{G}$ aus den Variationen

$B_1 \frac{\delta_e V_{(\varrho\varrho)}(G)}{V_{(\varrho\varrho)}(G)}$, sowie $B_2 \frac{\delta X}{X}$ ferner $B_3 \frac{\delta_e V_{(\varrho\varrho)}}{V_{(\varrho\varrho)}}$ und $B_4 \frac{\delta_e W}{W}$

$$\begin{aligned} \text{zusammen. Dies bedeutet also } \frac{\delta H}{H} &= A_1 \frac{\delta_e V_{(\omega)}}{V_{(\omega)}} + A_2 \frac{\delta X}{X} + \\ &+ A_3 \frac{\delta_e V_{(\varrho\varrho)}}{V_{(\varrho\varrho)}} \text{ und } \frac{\delta G}{G} = B_1 \frac{\delta_e V_{(\varrho\varrho)}(G)}{V_{(\varrho\varrho)}(G)} + B_2 \frac{\delta X}{X} + \\ &+ B_3 \frac{\delta_e V_{(\varrho\varrho)}}{V_{(\varrho\varrho)}} + B_4 \frac{\delta_e W}{W} \end{aligned}$$

oder, da δ_e metronische Variationen der Ladungsfeldkomponenten im metronischen Bereich kennzeichnet und X mit sehr großen Metronenziffern die Grenze zwischen $j = 3$ und $j = 4$ festlegt, $\delta \ln H = A_1 \delta_e \ln V_{(\omega)} + A_2 \delta \ln X + A_3 \delta_e \ln V_{(\varrho\varrho)}$, sowie $\delta \ln G = B_1 \delta_e \ln V_{(\varrho\varrho)}(G) + B_2 \delta \ln X + B_3 \delta_e \ln V_{(\varrho\varrho)} + B_4 \delta_e \ln W$.

Wenn sich in $X(\nu)$ die Ziffer $\nu = z$ auf die räumliche Grenze zwischen $j = 3$ und $j = 4$ bezieht, dann muß $\delta \ln X$ metronisch über diese Grenzschrift $\nu = z$ bis $\nu = z + 1$ integriert werden, was

$$\int_z^{z+1} \delta \ln X = \ln X(z+1) - \ln X(z-1) = \ln \frac{X(z+1)}{X(z-1)} = \ln Y$$

(diese Kürzung ist nicht mit $\vec{Y}$ zu verwechseln) für diese Grenzschrift liefert. Als Metronintegrale erhält man dann

$$\ln H - A_2 \ln Y = A_1 \int_{V_\alpha}^{V_\beta} \delta_e \ln V_{(\omega)} + A_3 \int_{V_\varepsilon}^{V_{\varrho\varrho}} \delta_e \ln V_{(\varrho\varrho)} \text{ und}$$

$$\ln G - B_2 \ln Y = B_1 \int_{V_a}^{V_b} \delta_e \ln V_{(\varrho\varrho)}(G) + B_3 \int_{V_\varepsilon}^{V_{\varrho\varrho}} \delta_e \ln V_{(\varrho\varrho)} +$$

$$+ B_4 \int_{W_a}^{W_b} \delta_e \ln W. \text{ Die metronische Ladungsfeldvariation } \delta_e \text{ bezieht}$$

sich nur auf die Komponenten in (98), nicht aber auf $\varepsilon_\pm = \text{const}$, so daß $V_{ee} = V_\varepsilon = \text{const}$ als Bezugsgröße dieser Variation nicht unterworfen ist. Aus diesem Grunde können die in H zu den zu A_i gehörenden Metronintegralen angegebenen Grenzen ebenso festgelegt werden, wie diejenigen der Metronintegrale aus G , welche zu den Faktoren B_i und B_4 gehören. Es bietet sich aus der Empirie von e^- und p

induktiv $2V_\alpha = V_\varepsilon$ und $V_a = V_{\varrho\varrho}$ an. Für die oberen Schranken gilt hinsichtlich H , daß V_β demjenigen Anteil von V_ω proportional ist, der auf die p -Zone $j = 3$ entfällt. Da es jedoch nur drei Zonen $j \leq 3$ im massiven R_3 -Bereich der Struktur gibt, könnte auf $3V_\beta \sim V_{\omega\varepsilon}$ geschlossen werden, wo der Proportionalitätsfaktor nur die Kopplungskonstante des an $j = 3$ gekoppelten elektromagnetischen Feldes (wegen $q > 0$), also die Feinstrukturkonstante α des Lichtes sein kann, so daß $3V_\beta = \alpha V_{\omega\varepsilon}$ zu setzen ist. Im Fall G hingegen kann spekulativ angenommen werden, daß V_b das auf den Faktor e^{-1} abgeklungene Potential $V_{\varrho\varrho}$ der raumzeitlichen Minimalkondensation $k = q = 1$ ist, weil für alle $q > 0$ die das Ladungsfeld bestimmenden Kondensorflüsse mindestens in dieser Minimalform existieren müssen, da andernfalls $q = 0$ wäre. Es gilt also $eV_b = V'_{\varrho\varrho}(q = 1)$. Als Grenze des zu B_4 gehörenden Metronintegrals in G gilt auf jeden Fall $W_a = V_{\omega\omega}$, wobei sich infinitesimal ein solches Integral zunächst bis V_ε erstrecken würde, dem sich eine weitere Integration von V_ε bis $W_b \sim V_{\delta\delta}$ anschließt. In $W_b = C_k V_{\delta\delta}$ muß der Proportionalitätsfaktor gemäß $(2C_k)^{k+1} = \frac{1}{2}(1 + Q_\sigma)$ dem Anschluß der Zone $j = 4$ Rechnung tragen. Wegen $Q_\sigma = 2^{s-1} - 1$ mit $s = k^2 + 1$ wird daher, weil $k^2 - 1 = (k+1)(k-1)$ ist, wegen dieses σ -Anschlusses $C_k = 2^{k-2}$, also $W_b = 2^{k-2} V_{\delta\delta}$. Bei der Durchführung der metronischen Integrationen ist zur unteren Grenze stets die metronische Variation δ_e des betreffenden Potentials zu addieren, weil nach den Regeln metronischer Integration diese Variation nur dann bei der Ausführung des metronischen Integrals kompensiert wird. Die Ausführung der Integrale liefert unter Berücksichtigung dieser Grenzen mit $V_{xy} \sim e_x e_y$, wenn die Beziehung (98) verwendet wird, $\ln H - A_2 \ln Y =$

$$= A_1 \ln \left(\frac{\alpha}{3} (1 + \sqrt{\eta_{qk}}) \right) + A_3 \ln \eta_{qk} \text{ und } \ln G - B_2 \ln Y =$$

$$= B_1 \ln \left(\frac{\eta_{11}}{e \eta_{qk}} \right) + B_3 \ln \eta_{qk} + B_4 \ln \left(2^k \left(\frac{1 - \sqrt{\eta_{qk}}}{1 + \sqrt{\eta_{qk}}} \right)^2 \right).$$

Hierin können die Konstanten A_i und B_r mit $i \leq 3$ und $r \leq 4$ frei vorgegeben werden. Die Festsetzung $A_1 = B_1 = B_4 = 1$, ferner $2A_2 = 2k + 1$, sowie $2B_2 = B_3 = k$ und $A_3 = 1 - 4k$ ist der Empirie des Elektrons und Protons optimal angepaßt. Damit ergeben sich H

und G nach Potenzierung $H = \frac{\alpha}{3} \left(1 + \sqrt{\eta_{qk}}\right) \left(\frac{\sqrt{Y}}{\eta_{qk}^2}\right)^{2k+1} \eta_{qk}^3$ und

$$G = \frac{\eta_{11}}{e\eta_{qk}} (2\eta_{qk} \sqrt{Y})^k \left(\frac{1 - \sqrt{\eta_{qk}}}{1 + \sqrt{\eta_{qk}}}\right)^2.$$

Noch offen ist das Verhältnis $Y = \frac{X(z+1)}{X(z-1)}$, welches auf die Folge

$X_v = X_{v-1} + X_{v-2}$, also wieder auf die Klasse metronischer Funktionen φ zurückgeht, die bereits bei der Entwicklung von (96b) auftrat. Da es sich um den Übergang $j = 3$ nach $j = 4$ und um den zweiten Gültigkeitsbereich handelt, ist in $X(z)$ die metronische Ziffer z der R_3 -Zellen überaus groß, und $X(z)$ genügt ebenfalls dem Selektor $\delta^2 - 3\delta + () = 0$. Dies bedeutet aber, daß die beiden Limesrelationen

$$\lim_{z \rightarrow \infty} \frac{X(z)}{X(z-1)} = \xi \text{ und } \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{X(z+1)}{X(z)} = \xi, \text{ also auch}$$

$$\lim_{z \rightarrow \infty} \frac{X(z+1)}{X(z-1)} = \xi^2 \text{ gelten. Wegen des zweiten metronischen}$$

Gültigkeitsbereiches liegt aber (bezogen auf das Korrelationszentrum) z im Übergang $j = 3$ nach $j = 4$ derart hoch, daß grundsätzlich $Y = \xi^2$ gesetzt werden kann, wobei $2\xi = 1 + \sqrt{5}$ gemäß (96b) gilt. Mit $Y = \xi^2$ folgt für H und G also

$$3H = \alpha(1 + \sqrt{\eta_{qk}}) \left(\frac{\xi}{\eta_{qk}^2}\right)^{2k+1} \eta_{qk}^3 \text{ und}$$

$$e\eta_{qk}G = \eta_{11}(2\xi\eta_{qk})^k \left(\frac{1 - \sqrt{\eta_{qk}}}{1 + \sqrt{\eta_{qk}}}\right)^2, \text{ was in der Form } F = H + G$$

mit $kf = e^{k-1}$ in $\alpha_3 = f - qF$ eingesetzt werden kann.

In dem Ausdruck für α_3 erscheint in der Funktion H die Feinstrukturkonstante α . Mit $4\pi^2 e_{\pm} = \pm 3 \sqrt{2\vartheta \hbar / R_-}$ und der quantenelektrodynamischen Aussage $e_{\pm}^2 \sim \alpha'$ wurde ein theoretischer Wert zu $(2\pi)^5 \alpha' = 9\vartheta$ ermittelt (29a), doch zeigt der numerische Wert, daß α' deutlich unter der Toleranzgrenze des Meßwertes liegt. Immerhin beträgt diese Mißweisung $-0,0015\%$. Da sich aber der theoretische Wert $e_{\pm}$ ohne Fehlerabweichung mit dem empirischen Wert deckt, kann diese Mißweisung nur darauf zurückgehen, daß die verwendete quantenelektrodynamische Beziehung $e_{\pm}^2 \sim \alpha'$ nicht vollständig ist, so daß $\alpha' < \alpha$ um $-0,0015\%$ niedriger ausfällt.

Das die Photonen der H -Spektralserien emittierende System, also das H -Atom, ist in seinem Grundzustand durch die elektrisch stationäre Wechselbeziehung zwischen dem Proton $p(e_+)$ und dem Elektron e^- als s -Term auf der K -Schale aufzufassen. p und e^- sind aber empirisch als materielle Letzteinheiten, also als ponderable stratonische d -Hermetrien ausgewiesen. Dies bedeutet aber, daß p und e^- auf jeden Fall die vierfache Konturierung des R_3 durch die Konfigurationszonen $j \leq 4$ aufweisen müssen. Darüberhinaus wird der d -Charakter beider R_3 -Konfigurationen durch die internen elektrischen Ladungsfeldkomponenten von $e_{\pm}$ gekennzeichnet, welche durch (98) ausgedrückt werden. Hätten weder p noch e^- eine derartige stratonische Internstrukturierung, dann würde $e_{\pm}^2 \sim \alpha'$ fehlerfrei gelten, und zwar auch dann, wenn bei vorhandener stratonischer Konturierung sich an der internen Struktur nichts ändern würde, wenn e^- im elektrostatischen p -Feld als s -Term auf der K -Schale eines H -Atoms gebunden wird. Da nachweislich $e_{\pm}^2 \sim \alpha'$ wegen $\alpha' < \alpha$ (empirisch) nicht exakt erfüllt ist, muß geschlossen werden, daß sich bei der Wechselbeziehung gewisse Konfigurationen stratonischer Internelemente ändern, was zu $\alpha' < \alpha$ bei der Spektralserienemission führt. Diese strukturelle Änderung wird bereits dadurch nahegelegt, daß e^- im p -Feld nicht einseitig korpuskular aufgefaßt werden darf, sondern im dualen Bild als zirkuläre Elektronenwelle der Länge $\lambda_H = 2\pi r_H$ aufgefaßt werden muß, wenn r_H der Radius des

H -Grundzustandes ist. Diese stehende Elektronenwelle bestimmt aber die gesamte Oberfläche $4\pi r_H^2$ dieses Grundzustandes als s -Niveau. Zwar erfahren die Protosimplexkondensationen dieses Elektronenfeldes innerhalb der betreffenden j -Zonen nur insofern eine Änderung, als ein relativistischer Massenanstieg wegen der Invarianz gegen $\hat{A}_-(R_4)$ dem korpuskular aufgefaßten Elektron zukommt; doch bedeutet das Erscheinen im Wellenbild auf der Oberfläche $4\pi r_H^2$ ein starkes metrisches Abweichen von der Struktur des ungebundenen Elektrons, was sich auf die internen Ladungsfeldkomponenten (nach (98)) auswirken muß. Diese Verschiebung von Ladungsfeldkomponenten als Folge der Bindung im p -Feld muß sich aber auf die Linienemission des angeregten Zustandes auswirken, so daß zur Bestimmung von α die phänomenologische Beziehung $e_\pm^2 \sim \alpha$ nicht exakt verwendet werden kann, weil hier die variable interne Strukturierung nicht berücksichtigt wird. Wie eine Korrektur der Bestimmungsgleichung für α , also implizit $z(\alpha, e_\pm) = 0$ durchzuführen ist, kann sich nur aus der vollständigen Beschreibung stratonischer Internstrukturen ergeben. Aus diesem Grunde kann die Deduktion zur Korrektur von $(2\pi)^5 \alpha' = 9\vartheta$ erst dann weitergeführt werden, wenn aufgrund einer explizit bekannten stratonischen Internstrukturierung aller c - und d -Terme eine Interpretation der nach (98a) möglichen k -Werte gelingt.

Zusammenfassend können vorerst hinsichtlich des Protosimplexgefüges M_p die folgenden expliziten Aussagen zusammengestellt werden, und zwar zunächst hinsichtlich der zeitlich konstanten Strukturzustände:

$$\begin{aligned}
 N_{(j)}(t) &= n_j(t) + Q_j, & (j \leq 4) &\triangleq (n, m, p, \sigma), \\
 Q_n &= 3 \cdot 2^{s-2}, & Q_m &= 2^s - 1, & Q_p &= 2^s + 2(-1)^k, \\
 Q_\sigma &= 2^{s-1} - 1, & s &= k^2 + 1 = \text{const}(t)
 \end{aligned} \tag{98b}$$

während sich für die $j \leq 4$ Koeffizienten α_j die Darstellung

$$\begin{aligned}
2\alpha_1 &= 1 + \sqrt{\eta_{qk}}, & \alpha_2 \eta_{qk} &= 1, & k\alpha_3 &= e^{k-1} - kqF, \\
\alpha_4 &= 1, & F &= H + G, & 3H &= \alpha(1 + \sqrt{\eta_{qk}}) \left(\frac{\xi}{\eta_{qk}^2} \right)^{2k+1} \eta_{qk}^3, \\
e\eta_{qk}G &= \eta_{11} (2\xi\eta_{qk})^k \left(\frac{1 - \sqrt{\eta_{qk}}}{1 + \sqrt{\eta_{qk}}} \right)^2
\end{aligned} \tag{98c}$$

ergeben hat. Damit ist aber die stratonische Internstrukturierung bis auf α vollständig beschrieben worden.

Die vorläufigen Ergebnisse hinsichtlich der Wirkungsweise des Termselektors T auf das Spektrum (27) werden zusammengestellt in

$$M(c, d) = T; m = \mu_+ \left[\sum_{j=1}^4 \alpha_j G_j + \left(1 - \frac{\alpha_-}{\alpha_+} \right) F_S + q \frac{\alpha_-}{\alpha_+} \right] \tag{98d}$$

mit

$$\begin{aligned}
\eta_j N_{(j)} &= G_j, & 4G_1 &= N_{(1)}^2 (1 + N_{(1)})^2, \\
6G_2 &= N_{(2)} (2N_{(2)}^2 + 3N_{(2)} + 1), & 2G_3 &= N_{(3)} (1 + N_{(3)}), \\
G_4 &= N_{(4)}, & \eta_1 &\cong \eta_2 \cong \eta_3 \cong \eta_4 = 1
\end{aligned} \tag{98e}$$

Diese Beschreibung ist jedoch keineswegs vollständig; denn über die Bestimmung von F_S hinaus muß eine Auswahlregel der Konfigurationszonenbesetzungen (n, m, p, σ) der elementaren Muster $\underline{N} = 1$ und der energetisch höheren Niveaus $\underline{N} > 1$ aufgefunden werden. Dies setzt aber voraus, daß die bekannten Quantenzahlen (k, P, Q, ε) nach (72), (98a), (89) sowie (93) und q als Ladungsquantenzahl des elementaren Feldes (29) zu einem kompletten Quantenzahlensatz minimalen Umfanges komplettiert werden, durch den alle elementaren Muster der c - und d -Terme charakterisierbar sind.

3. Die Invarianten möglicher Grundmuster

Zwar beschreibt die Triade (96b) die elementaren Konfigurationsmuster der c - und d -Hermetrie, doch wird das Spektrum komplexer Hermetrie durch (98a) in die beiden Spektralabschnitte $k = 1$ und $k = 2$ geteilt, wobei die invariante Konfigurationszahl wiederum nach (90a) das Intervall der möglichen invarianten P -Werte aus (89) begrenzt. Dies bedeutet aber, daß es bereits für $k = 1$ insgesamt drei und für $k = 2$ sogar vier Multipletts gibt, von denen jedes aus $I = P + 1$ Komponenten y besteht. Neben den sich in (27) ständig wiederholenden elementaren Konfigurationsmustern, die in (96b) als Korrektur von (32) durch phänomenologische Trägheitsmassen ausgedrückt werden, muß es also noch ein System struktureller Grundmuster geben, deren Zonenbesetzungen $(nmp\sigma)$ von grundlegenden Invarianzeigenschaften der c - und d -Terme bestimmt werden. Diese Invarianzeigenschaften wiederum müssen ihren Ausdruck in Sätzen von Quantenzahlen finden, welche einerseits wie kP und Q nach (98a) und (89) die spinisomorphen Multipletts beschreiben und andererseits durch $q = 0$ oder $q \neq 0$ die Zuordnung der Einzelterme zum c - oder d -Spektrum ermöglichen. Darüberhinaus kann noch nach (93) die Entscheidung ε hinsichtlich $R_4^\pm$ als eine solche invariante Eigenschaft verwendet werden. Für die Multipletts gilt also auf jeden Fall der Satz $(kPQ)_\varepsilon$, während für die Einzelkomponenten y noch q_y des Ladungsfeldes (29) zu verwenden ist, wenn q_y die Ladungsquantenzahl q der Komponente y mit Ladungsvorzeichen, also $|q_y| = q$ ist. Während diese Quantenzahlen auf jeden Fall als Invariante Erhaltungssprinzipien und Symmetrien unterworfen sind, brauchen diese Symmetrien für die Parameter n_j der $1 \leq j \leq 4$ strukturellen Konfigurationszonen oder die strukturellen Parameterquadrupel $(nmp\sigma)$ nicht notwendig zu gelten, wenn für die Protosimplexladung $\underline{N} > 1$ gilt. Die durch das Konjunktorgefüge interner Kopplungsstrukturen

der c - und d -Hermetrie bedingte relativistische Basisdynamik geht offensichtlich auf eine Serie von Symmetrien (eventuell auch solche höherer Ordnung) zurück, welche mindestens die bereits bekannten Quantenzahlen $(kPQ)_e q_y$ zum Inhalt haben.

In Analogie zum Multiplett $I = P + 1$ der Raumspinisomorphismen mit $I \leq I_{\max} = G + 1 = k + 2$ nach (90a) könnte auch ein Multiplett der integralen Raumspinkomponente (89a) des Stratonspins (89) in der Form $I_R = 2J + 1 = Q + 1$ hinsichtlich der Spinor- oder Tensorterme definiert werden. Für die Q -Zählung gibt es offensichtlich zwei Möglichkeiten; entweder ändert sich $J = \underline{J}$ so, daß stets Tensor- und Spinorterm abwechseln, so daß $\delta \underline{J} = 1/2$ gilt; oder aber es bleibt der Tensor- oder Spinorcharakter erhalten, was $\delta J = 1$ bedingt. Für die Variationsmöglichkeiten von Q gilt dann also $\delta Q = 2$ oder $\delta \underline{Q} = 1$ wegen $Q = 2J$. Bleibt der Termcharakter erhalten, dann läge es nahe, δQ mit der Differenz aus der Zahl $G = k + 1$ nach (90a) der quasikorpuskulären Strukturbereiche interner Art und Q darzustellen, so daß für alle Werte des P -Intervalls $\delta Q = G - Q$ gilt. Wegen der Erhaltung des Termcharakters ist aber $\delta Q = 2$, also $Q = G - 2 = k - 1$. Darüberhinaus sind aber in den beiden nach (98a) und (90a) möglichen P -Intervallen noch Stellen $\underline{P}$ denkbar, an denen ein Wechsel des Termcharakters erfolgen könnte, derart, daß bei $P = \underline{P}$ das Multiplett verdoppelt erscheint, also der Isomorphismus hinsichtlich $Q(P) = k - 1$ das eine Multiplett $P = \underline{P}$ und $\underline{Q}(\underline{P})$ das andere Multiplett kennzeichnet. Hinsichtlich $\underline{Q} \neq Q$ könnte unterstellt werden, daß $\underline{Q}$ der auf jeden der G quasikorpuskulären internen Strukturbereiche entfallende Anteil des Metronintegrals $SI_R \delta I_R$ ist, so daß $\underline{Q} = (SI_R \delta I_R) : G$ gilt, was mit $G \delta \underline{Q} = I_R \delta I_R$ identisch wäre. Da hier $\delta \underline{Q} = 1$ gilt, ist für $I_R = \underline{Q} + 1$ auch $\delta I_R = \delta \underline{Q} = 1$, so daß die Integration als Summe $G \underline{Q} = SI_R \delta I_R = \frac{1}{2} I_R (1 + I_R) + A$ ausgeführt werden kann, wenn $A = \text{const}$ die Integrationskonstante ist. Wegen $\underline{Q} \geq 0$ und $I_R = \underline{Q} + 1 \geq 1$ kann A für $\underline{Q} = 0$ zu $A = -1$ bestimmt werden, was $2G \underline{Q} = (1 + \underline{Q})(2 + \underline{Q}) - 2 = \underline{Q}(3 + \underline{Q})$ oder $\underline{Q} = 2G - 3 = 2k - 1$ wegen $G = k + 1$ liefert. Im P -Intervall gilt also allgemein $Q = k - 1$, doch gibt es in diesem Intervall Stellen

$\underline{P}$, an denen sich das Multipllett $P = \underline{P}$ mit $Q = k - 1$ verdoppelt, derart, daß sich der Spinisomorphismus des zweiten Multipletts auf $\underline{Q}(\underline{P}) = 2k - 1$ bezieht. Es muß nunmehr darauf ankommen, die Lage der $\underline{P}$ in den P -Intervallen (90a) zu bestimmen.

Diese Ermittlung der $\underline{P}$ erscheint mehrdeutig und kann daher nur so erfolgen, daß die Entwicklung heuristisch teilweise an die Empirie angepaßt wird. Man könnte dabei von $\underline{I} = \underline{P} + 1$, sowie $\underline{I}_R = \underline{Q} + 1$ und $I_R = Q + 1$ mit $Q = k - 1$ bzw. $\underline{Q} = 2k - 1$ ausgehen und mit frei verfügbaren Konstanten α, β und γ (eventuell reine Zahlen sowie Variationen δ_ϵ in der Größenordnung $\sqrt{\tau}$) drei Funktionen X, U und Z gemäß $\alpha \delta_\epsilon X = \underline{I} \delta_\epsilon X - \delta_\epsilon \underline{I}$ sowie $\beta \delta_\epsilon U = (\underline{I} + \underline{I}_R) \delta_\epsilon U - \delta_\epsilon (\underline{I} + \underline{I}_R)$ und $\gamma \delta_\epsilon Z = I_R \delta_\epsilon Z - \delta_\epsilon I_R$ definieren, und die frei verfügbaren Konstanten so bestimmen, daß X als arithmetisches Mittel von U und Z , also als $2X = U + Z$ erscheint. Da für die frei verfügbaren Konstanten $\delta_\epsilon \alpha = \delta_\epsilon \beta = \delta_\epsilon \gamma = 0$ gilt, folgt für die integralen Darstellungen $X = \ln(\underline{I} - \alpha) = \ln(\underline{P} + 1 - \alpha)$ sowie mit $\underline{I}_R = \underline{Q} + 1 = 2k = 2(k - 1) + 2 = 2Q + 2$ auch

$U = \ln(\underline{I} + \underline{I}_R - \beta) = \ln(\underline{P} + 2Q + 3\beta)$ und $Z = \ln(I_R - \gamma) = \ln(Q + 1 - \gamma)$, was mit den neuen Konstanten $1 - \alpha = \underline{\alpha}$ oder $3 - \beta = \underline{\beta}$ und $1 - \gamma = \underline{\gamma}$ in der Form $X = \ln(\underline{P} + \underline{\alpha})$ sowie $U = \ln(\underline{P} + 2Q + \underline{\beta})$ und $Z = \ln(Q + \underline{\gamma})$ in $2X = U + Z$ eingesetzt $2\ln(\underline{P} + \underline{\alpha}) = \ln(\underline{P} + 2Q + \underline{\beta}) + \ln(Q + \underline{\gamma})$ oder nach Potenzierung als quadratische Bestimmungsgleichung $(\underline{P} + \underline{\alpha})^2 = (Q + \underline{\gamma})(\underline{P} + 2Q + \underline{\beta})$ mit $Q = k - 1$ liefert. Aus $\underline{P}^2 + \underline{P}(2\underline{\alpha} - Q - \underline{\gamma}) = (Q + \underline{\gamma})(2Q + \underline{\beta}) - \underline{\alpha}^2$ wird $(\underline{P} + \frac{1}{2}(2\underline{\alpha} - Q - \underline{\gamma}))^2 = \frac{1}{4}(2\underline{\alpha} - Q - \underline{\gamma})^2 + (Q + \underline{\gamma})(2Q + \underline{\beta}) - \underline{\alpha}^2 = R$ und hierin muß $\underline{P}_{1,2}$ die Bedingung in beiden Lösungen erfüllen, ganzzahlig zu sein und in $0 \leq \underline{P} \leq k + 1$ nach (90a) für beide k -Werte nach (98a) zu bleiben. Die einzige Möglichkeit diese Bedingungen zu erfüllen, wird erreicht, wenn $4R = u^2$ zur ganzen Quadratzahl wird, so daß $\underline{P}_{1,2} = -\frac{1}{2}(2\underline{\alpha} - Q - \underline{\gamma}) \pm \frac{u}{2}$ die Forderung der Ganzzahligkeit im P -Intervall erfüllt. Wegen $Q = k - 1$ kann dies erreicht werden, wenn für die frei verfügbaren Konstanten die Werte $\alpha = 2, \beta = 4$ und $\gamma = 1$

oder $\underline{\alpha} = \underline{\beta} = -1$ und $\underline{\gamma} = 0$ festgelegt werden. Damit ergibt sich $(P - \frac{1}{2}(k+1))^2 = \frac{1}{4}(k+1)^2 + 2(k-1)^2 - k = \frac{1}{4}((k+1)^2 + 8k^2 - 20k + 8) = \frac{1}{4}(9k^2 - 18k + 9) = \frac{9}{4}(k-1)^2$, was aber die Bedingung $4R = u^2$ erfüllt. Dies liefert die beiden Lösungen $\underline{P}_{1,2} = \frac{1}{2}(k+1 \pm 3(k-1))$ oder explizit $\underline{P}_1 = P_+ = 2k-1$ und $\underline{P}_2 = P_- = 2-k$, woraus deutlich wird, daß beide Lösungen in den jeweiligen P -Intervallen liegen und hier die entsprechenden Multipletts verdoppeln, derart, daß die verdoppelten Multipletts mit $Q(P) = k-1$ und $\underline{Q}(P_{\pm}) = 2k-1$ verschiedene Grundmuster-multipletts beschreiben. Mit den Beziehungen aus (98a) wird dieser Sachverhalt zusammengefaßt in

$$\begin{aligned} k_{\max} &= 2, & 0 \leq P \leq k+1, & & Q(P) &= k-1, \\ \underline{Q}(P_{\pm}) &= 2k-1, & P_+ &= 2k-1, & P_- &= 2-k \end{aligned} \quad (99)$$

worin $\underline{Q}$ auch als $\underline{Q} = Q + k$ aufgefaßt werden kann.

Die durch (99) beschriebenen Multipletts (kPQ) der Grundmuster (ε aus (93) wurde zur Kürzung fortgelassen), müssen sämtlich in der Folge ihrer Invarianten voneinander verschieden sein, wobei die Komata in (kPQ) fortgelassen werden, sofern hierdurch keine Mehrdeutigkeiten auftreten. Tatsächlich ist dies auch für die beiden P -Intervalle der Fall und auch bei $k=2$ hinsichtlich der Multiplettverdopplungen. Für $k=2$ gilt $G=3$ sowie $Q=k-1=1$ und $\underline{Q}=2k-1=3$, was beim Singulett $P_- = 2-k=0$ und beim Quartett $P_+ = 2k-1=3$ auftritt. Es ist also $(201) \neq (203)$ und $(231) \neq (233)$ für $k=2$ erfüllt. Hingegen liefert (99) für $k=1$ einen Widerspruch; denn es ist zwar $G=k+1=2$ sowie $Q=k-1=0$ und $\underline{Q}=2k-1=1$, doch gilt $P_+ = P_- = 1$, so daß insgesamt drei Doubletts $(110)_A$ und die beiden Spinordoubletts $(111)_B$ sowie $(111)_C$ auftreten. Zwar ist hier A als Skalardoublett von den Spinordoubletts verschieden, doch ist wegen der Identität der Quantenzahlen-sätze $B=C$, was einen Widerspruch zur Voraussetzung $B \neq C$ bildet.

Dieser Widerspruch geht offensichtlich auf die Unvollständigkeit des Satzes $(kPQ)_e$ der Multipletinvarianten zurück, und kann aufgehoben werden, wenn dieser Satz durch die Eigenschaften κ (der sogenannten Doublettziffer) ergänzt wird. Es muß offensichtlich $\kappa = 0$ für alle $P \neq 1$, aber $\kappa = 0$ und $\kappa = 1$ für $P = 1$ gefordert werden. Gibt es $1 \leq \lambda \leq \lambda_k < \infty$ Doubletts, die durch $\kappa(\lambda)$ gekennzeichnet werden, dann kann $\kappa(1) = 0$ aber $\kappa(\lambda) = 1$ für alle $\lambda > 1$ festgelegt werden, wobei die obere Schranke λ_k von k abhängt. Mit den Elementen von $\hat{E}$ bietet sich also für die **Doublettziffer** die Definition $\kappa(\lambda) = (1 - \delta_{1\lambda})\delta_{1P}$ mit $1 \leq \lambda \leq \lambda_k$ an. Eine den Widerspruch bei $k = 1$ lösende Bestimmung von λ_k ergibt sich dann, wenn der um die Differenz der Cosinus von πQ und πQ additiv erhöhte Wert von λ_k als die Differenz zwischen $\underline{Q}$ und Q aufgefaßt wird, was in der Fassung $\lambda_k + \cos(\pi \underline{Q}) - \cos(\pi Q) = \underline{Q} - Q$ geschrieben werden kann. Nach (99) wird dies zu $\lambda_k = \underline{Q} - Q - \cos(\pi \underline{Q}) + \cos(\pi Q) = k - (-1)^{2k-1} + (-1)^{k-1} = k + (-1)^{2k} - (-1)^k = 1 + k - (-1)^k$, wobei berücksichtigt werden kann, daß nach (98a) stets $2k - (-1)^k = 3$, also $k - (-1)^k = 3 - k$ ist. Wird damit substituiert, dann ergibt sich die einfache Darstellung $\lambda_k = 4 - k$, was den Widerspruch bei $k = 1$ auflöst, wenn der Satz der Multipletinvarianten mit κ ergänzt wird zu $(kPQ\kappa)$; denn dann gilt für diese Doubletts (1110) bzw. (1111) der Spinore und (1101) für das Skalardoublett, was durch $\lambda_1 = 3$ eine Übereinstimmung mit (99) liefert. Allerdings müßte dann wegen $\lambda_2 = 2$ für $k = 2$ ebenfalls eine Doublettverdopplung ohne eine Änderung von $Q = k - 1 = 1$ in der Form (2110) und (2111) erfolgen, was nicht ausgeschlossen werden kann. Wenn also (99) durch

$$\kappa(\lambda) = (1 - \delta_{1\lambda})\delta_{1P}, \quad 1 \leq \lambda \leq \lambda_k = 4 - k \quad (99a)$$

ergänzt wird, dann können mit diesen Beziehungen die möglichen Multipletts von Grundmustern durch die komplettierten Quantenzahlensätze der Multipletinvarianten $(kPQ\kappa)_e$ widerspruchsfrei beschrieben werden.

Zur Beschreibung der einzelnen Komponenten y eines Multipletts $I = P + 1$ reichen (99) und (99a) offensichtlich noch nicht aus, weil zu diesem Zweck untersucht werden muß, wie sich die c - und d -Strukturen auf die y des Multipletts verteilen. Für die folgenden Untersuchungen ist es zweckmäßig, das Intervall $1 \leq y \leq P + 1$ der Multiplettkomponenten in $0 \leq x \leq P$ umzuschreiben, so daß q_x die Ladungsquantenzahl mit Vorzeichen der Multiplettkomponente x symbolisiert. Die Verteilung der d - und c -Hermetrie in einem vorgegebenen Multiplett der Spinisomorphismen kann als R_3 -Projektion von $(\pm(3, 5))$ und (-6) aufgefaßt werden, derart, daß jedem Spinisomorphismus eine derartige ausgeartete Abbildung zukommt. Im R_3 muß dann für die Komponente x des Multipletts als Eigenschaft der Abbildung $q_x = \pm |q_x|$ mit $|q_x| \geq 0$ erscheinen. Diese Eigenschaft der d - oder c -Struktur von x wäre dann linear ausdrückbar durch den grundsätzlich imaginären Anteil von $\bar{\sigma}$ aus (89), also $s_x = P_x/2$ dieser Komponente x . Es könnte also für q_x der Ansatz $q_x = s_x A + B$ gemacht werden, wobei zur Ermittlung der tatsächlichen elektrischen Ladung wegen $q_x = \pm q$ die Quantenzahl q_x mit $|e_{\pm}|$ aus (29) zu multiplizieren ist. In diesem Ansatz muß mindestens $B = B(\varepsilon)$ von der Zeitstruktur des R_4^+ oder des R_4^- , also von der Zeithelizität ε aus (93) abhängen. In q_x kann stets $s_x = s - x$ oder $2s_x = P - 2x$, also $2q_x = (P - 2x)A + 2B$ gesetzt werden. Da die Multiplettkomponenten durch s aus (89) in den R_3 projizierte ausgeartete Isomorphismen einer stratonischen Raumspinstruktur J der betreffenden R_6 -Kondensation sind, können sie als verschiedene Zustände der R_3 -Projektion dieser synmetronischen (also polymetrischen) R_6 -Struktur aufgefaßt werden, derart, daß in dieser R_3 -Projektion jeweils die Eigenschaften $q_x \neq 0$ der d -Struktur oder $q_x = 0$ der c -Struktur erscheinen. Allerdings braucht nicht die Stabilität der Multiplettkomponenten gefordert zu werden; denn da es sich bei diesen Komponenten um Spinisomorphismen, also um verschiedene Zustände des R_3 -Durchschnittes der synmetronischen R_6 -Struktur handelt, müssen diese Multiplettkomponenten im allgemeinen ineinander transmutierbar sein. Wegen dieser isomorphen Transmutations-

möglichkeiten muß es also eine weitere invariante Eigenschaft eines Multipletts geben, welche sozusagen als Transfereigenschaft dieser verschiedenen R_3 -Zustände x die Verteilung der $q_x \neq 0$ und $q_x = 0$ im Multiplett als ein **Strukturdistributor** verursacht, der wegen seiner Invarianz durch die Quantenzahl C (Zahl des Strukturdistributors oder **Distributorzahl**) ausgedrückt werden muß. Auf jeden Fall ist C abhängig von der Zeitstruktur des R_4 -Unterraumes, also von der Zeithelizität ε nach (93). Tatsächlich kennzeichnet $\bar{\sigma}$ aus (89) nur den integralen Stratonspin im R_6 , der aus sehr vielen fluktonischen Kondensorflüssen aufgebaut ist, welche über Konjunktivgesetze und prototrope Konjunktoren metrische Zustände konjugieren und über Schemata aus Kondensorquellen, Kondensorenken oder Kondensorbrücken (der jeweiligen synmetronischen Hermetrieform entsprechend) zyklische Flußaggregate interner Korrelation bilden, die mindestens einmal periodisch einen Anfangszustand wieder herstellen müssen, sofern der betreffende Term eine x_4 -Erstreckung im Sinne einer zeitlichen Existenz haben soll. Für alle diese internen Flußaggregate gilt (77), während für den integralen Strukturfluß der Korrelation stets (93) gilt. Hier beschreibt $\varepsilon = -1$ die enantiostereoisomere Struktur (Antistruktur) zu $\varepsilon = +1$ und umgekehrt, wobei die ε wiederum auf die Unterräume R_4^+ oder R_4^- des R_6 als Zeithelizitäten zu beziehen sind.

Wegen dieser Eigenschaften ist also ε eine Größe, welche spiegelsymmetrische Abbildungen von $\bar{\sigma}$ ermöglicht. Da nach (89) aber stets $\bar{\sigma}$ aus den Komponenten $\bar{\sigma}_P$ und $\bar{\sigma}_Q$ aufgebaut ist, muß es auch für ε als Oberbegriff die Komponenten einer **Iso-** und **Raumhelizität** ε_P und ε_Q geben, die aus der Zeithelizität gemäß $\varepsilon_P = \varepsilon \cos \alpha_P$ und $\varepsilon_Q = \varepsilon \cos \alpha_Q$ hervorgehen. Setzt man im Hinblick auf die Empirie heuristisch $\alpha_{P,Q} = \pi x_{P,Q}$ für die Projektionswinkel, dann kann angenommen werden, daß die $x_{P,Q}$, auf Q bezogen, identisch werden mit der Zahl $\underline{N}$ der Zweierkombinationen der $s_x = s - x$ für $x \neq 0$ und der zu $\underline{N}$ addierten Doublettziffer (im Fall P) oder des zu $\underline{N}$ addierten Produktes $QQ_{\min}$ (im Fall Q), so daß $x_{P,Q}:Q = \underline{N}' + (\kappa, QQ_{\min})$ würde. Wird im Intervall $0 \leq x \leq P$ der Anfang $x = 0$ ausgeklammert, dann wird $\underline{N}$ in $1 \leq x \leq P$ zu den zwei Kombinationen der Klasse P ,

also $\underline{N'} = \left(\frac{P}{2}\right)$, während $Q_{\min} = k - 1$ nach (99) zu setzen ist. Es gelten demnach $\alpha_P = \pi Q\left(\kappa + \left(\frac{P}{2}\right)\right)$ und $\alpha_Q = \pi Q\left(Q(k-1) + \left(\frac{P}{2}\right)\right)$, wodurch die Iso- und Raumhelizität explizit mit (93) angegeben werden kann. Die Helizitätskomponenten hinsichtlich P und Q sind dann also $P\varepsilon_P$ und $Q\varepsilon_Q$. Man könnte nun spekulativ annehmen, daß sich die Verhältnisse $V_\kappa = (\kappa_{\max} + \kappa):(Q_{\min} + \kappa)$ und $V_k = k_{\max}:k$ zueinander so verhalten wie die Summe der Helizitätskomponenten des Stratonspins, also $P\varepsilon_P + Q\varepsilon_Q$ zum Strukturdistributor C . Dies würde bedeuten, daß $V_\kappa C = V_k(P\varepsilon_P + Q\varepsilon_Q)$ oder $Ck(\kappa_{\max} + \kappa) = k_{\max}(P\varepsilon_P + Q\varepsilon_Q)(Q_{\min} + \kappa)$ gilt. Nach (99a) und (98a) ist $\kappa_{\max} = 1$ und $k_{\max} = 2$, aber $Q_{\min} = k - 1$ nach (99), was eingesetzt für den Strukturdistributor

$$\begin{aligned} Ck(1 + \kappa) &= 2(P\varepsilon_P + Q\varepsilon_Q)(k - 1 + \kappa), & \varepsilon_{P,Q} &= \varepsilon \cos \alpha_{P,Q}, \\ \alpha_P &= \pi Q\left(\kappa + \left(\frac{P}{2}\right)\right), & \alpha_Q &= \pi Q\left(Q(k-1) + \left(\frac{P}{2}\right)\right) \end{aligned} \quad (100)$$

liefert, so daß die Invarianten der Multipletts durch die Quantenzahl C dieses Strukturdistributors zu ergänzen sind. Aus dieser Beziehung (100) wird sofort deutlich, daß sich der Strukturdistributor hinsichtlich der Unterräume R_4^+ oder R_4^- antisymmetrisch verhält, weil ε als Faktor auftritt. Da aber nach (93) immer $\varepsilon^2 = 1$ ist, wird diese Spiegelsymmetrie der Antistrukturen in εC wieder aufgehoben.

In dem Ansatz $q_x = s_x A + B$ wird der von ε bestimmte Summand B durch den Strukturdistributor ausgedrückt. Es werde vorgeschlagen, B als Summe aus zwei arithmetischen Mitteln, nämlich $2B_{(1)} = C + \varepsilon Q_{\min}$ und $2B_{(2)} = -\varepsilon(QP_- + \kappa QP_-) = -\varepsilon(1 + \kappa)Q(2 - k)$, also als $B = B_{(1)} + B_{(2)}$ oder $2B = C + \varepsilon(k - 1 - (1 + \kappa)Q(2 - k))$ aufzufassen, wenn $Q_{\min} = k - 1$ nach (99) gesetzt wird. Für den Faktor A könnte die Komplementarität $A + \kappa QP_- = 1$, also $A = 1 - \kappa Q(2 - k)$ angenommen werden. Mit $s_x = s - x$, oder $2s_x = P - 2x$ folgt dann für die $0 \leq x \leq P$ Komponenten des Multipletts P eines Spinisomorphismus die Ladungsfeldverteilung

$$\begin{aligned}
2q_x &= (P - 2x)(1 - \kappa Q(2 - k)) + \\
&+ \varepsilon(k - 1 - (1 + \kappa)Q(2 - k)) + C, \quad 0 \leq x \leq P, \\
|q_x| &= q
\end{aligned} \tag{100a}$$

In dieser vorgeschlagenen Beziehung werden die q_x allein auf die Multiplettinvarianten $(kPQ\kappa)_\varepsilon$ und C zurückgeführt, so daß diese q_x ebenfalls als Eigenschaften der Multiplettkomponenten allgemeine Invariante der stratonischen Grundmuster sind. Allerdings verhält sich q_x hinsichtlich ε ebenso spiegelsymmetrisch wie C , was nach (93) wiederum durch εq_x kompensierbar ist. Hinsichtlich der $R_4^\pm$ -Unter-räume gilt also stets

$$q_x(R_4^+) + q_x(R_4^-) = C(R_4^+) + C(R_4^-) = 0 \tag{100b},$$

was allein auf die enantiostereoisomeren Eigenschaften der Flußaggregate und deren Antistrukturen zurückgeht.

Offensichtlich beschreiben die Beziehungen (99) bis (100b) den vollständigen Satz derjenigen Invarianten, welche die stratonischen Grundmuster in der c - und d -Hermetrie darstellen. Symbolisiert (ν) die Folge der Multipletts $(kPQ\kappa)$, dann können explizit die Invarianten eines jeden Grundmusters (ν) aus diesen Beziehungen abgelesen werden. Kennzeichnet $G_k = k + 1$ nach (90a) die Zahl quasikorpuskulärer Internbereiche für einen Wert k und damit die obere Schranke des P -Intervalls, dann folgt zunächst für $k = 1$ die Multiplettfolge vom Singulett bis zum Triplet $G_1 = 2$. Im allgemeinen handelt es sich dabei wegen $Q = k - 1 = 0$ um Skalarterme, doch gibt es wegen $P_+ = P_- = 1$ und $\lambda_1 = 4 - k = 3$ neben dem Skalardoublett noch zwei Spinordoublets mit $\underline{Q} = 2k - 1 = 1$. Für das Singulett gilt also (1)(1000), aber für die Spinordoublets (2)(1110) sowie (3)(1111) und das Skalardoublett (4)(1101), während das P begrenzende Triplet durch (5)(1200) beschrieben wird. Aus (100) folgt nur für (4) der Distributorwert $\varepsilon C = +1$, während sich für die übrigen (ν) bei $k = 1$ stets $\varepsilon C = 0$ ergibt. Damit wird es wiederum möglich, nach

(100a) die εq_x der Multipllettkomponenten zu ermitteln, was mit $(\nu)(\varepsilon q_x)_0^P$ für das Singulett $(1)(0)$ und für die Spinordoublets $(2)(0, -1)$ und $(3)(-1, -1)$ liefert. (3) besteht also aus zwei identischen Komponenten, so daß $(3)(-1)$ auch als Pseudosingulett beschrieben werden kann. Entsprechend folgt für das Skalardoublett $(4)(+1, 0)$ und das Triplett $(5)(+1, 0, -1)$. Im Spektralabschnitt $k = 2$ wird das P -Intervall wegen $G_2 = k + 1 = 3$ vom Quartett begrenzt, doch erscheint wegen $P_+ = 2k - 1 = 3$ neben diesem Quartett auch $P_- = 2 - k = 0$ als Singulett verdoppelt, wobei der allgemeine Spinorcharakter $Q = k - 1 = 1$ wegen $\underline{Q} = 2k - 1 = 3$ auch bei diesen Verdopplungen erhalten bleibt. Wegen $\lambda_2 = 4 - k = 2$ erscheint auch das Doublett verdoppelt, jedoch nicht durch $\underline{Q}$, sondern durch die Doublettziffer $\kappa(1) = 0$ und $\kappa(2) = 1$. Demnach gilt für die Singulets $(6)(2010)$ und $(7)(2030)$, aber für die Doublets $(8)(2110)$ und $(9)(2111)$, während das Triplett $(10)(2210)$ in Analogie zu $k = 1$ einfach bleibt. Für die beiden Quartetts ergeben sich hingegen als Multipllettinvarianten $(11)(2310)$ und $(12)(2330)$, wodurch der Spektralabschnitt $k = 2$ der Grundmuster ebenfalls abgeschlossen wird. Aus **(100)** folgt wieder eine numerische Bestimmung der Struktur Distributoren. Es ergibt sich $\varepsilon C = 0$ für (8) und (12) sowie $\varepsilon C = -1$ für (6) und (10), ferner $\varepsilon C = -2$ für (9) und (11), aber $\varepsilon C = -3$ für (7). Hieraus können wieder die εq_x nach **(100a)** ermittelt werden. Man erhält $(6)(0)$ und $(7)(-1)$ für die beiden Singulets und $(8)(+1, 0)$, sowie $(9)(0, -1)$, aber wieder in Analogie zu $k = 1$ die Verteilung $(10)(+1, 0, -1)$. Die beiden Quartetts werden durch die Ladungsverteilungen $(11)(+1, 0, -1, -2)$ und $(12)(+2, +1, 0, -1)$ gekennzeichnet. Das Intervall möglicher Grundmuster multiplletts ist also $1 \leq \nu \leq 12$. Beschreibt man diese Multiplletts in der Form

$$(\nu)(kPQ\kappa)\varepsilon C(\varepsilon q_x)_0^P, \quad 1 \leq \nu \leq 12 \quad (101)$$

durch die Invarianten der Grundmuster, dann können die vorangegangenen numerischen Untersuchungen hinsichtlich dieser Invarianten zur besseren Übersicht in

$$\begin{aligned}
 (1)(1000)0(0), & \quad (2)(1110)0(0, -1), \\
 (3)(1111)0(-1), & \quad (4)(1101) + 1(+1, 0), \\
 (5)(1200)0(+1, 0, -1), & \quad (6)(2010) - 1(0), \\
 (7)(2030) - 3(-1), & \quad (8)(2110)0(+1, 0), \\
 (9)(2111) - 2(0, -1), & \quad (10)(2210) - 1(+1, 0, -1), \\
 (11)(2310) - 2(+1, 0, -1, -2), & \\
 (12)(2330)0(+2, +1, 0, -1) & \quad \quad \quad \mathbf{(101a)}
 \end{aligned}$$

explizit zusammengefaßt werden, wodurch **(98a)** nicht nur hinsichtlich k sondern auch hinsichtlich der Forderung $q < 3$ erfüllt wird.

Betrachtet man die **(101a)** entsprechenden Quantenzahlen, die empirisch den real physikalisch auftretenden Grundmustern (in Form stabiler oder metastabiler Korpuskeln) zugeordnet werden, dann ergibt sich beim Vergleich mit **(101a)** zunächst die Möglichkeit einer Interpretation gewisser empirischer Eigenschaften. So zeigt sich sofort, daß die aus empirischen Gründen konzipierte Baryonenziffer B unmittelbar gemäß $k = B + 1$ ein Maß der Konfigurationszahl ist, derart, daß das Spektrum der Grundmuster durch $k = B + 1$ in die beiden Spektralabschnitte der Mesonen mit $k = 1$ und der Baryonen mit $k = 2$ geteilt wird. Die den Spinisomorphismus in den Multipletts $I = P + 1$ beschreibende Ziffer $P = 2s$ erweist sich als identisch mit dem doppelten empirischen Isospin und $Q = 2J$ als identisch mit der doppelten Quantenzahl des Drehimpulses, was nach **(89a)** bereits vermutet wurde. Eine andere empirische Eigenschaft ist die der Seltsamkeit, die durch die Seltsamkeitsquantenzahl S beschrieben wird. Eine Zusammenstellung der empirischen S -Werte zeigt, daß $S = C$ gesetzt werden muß, das heißt, diese Eigenschaft S ist mit der Quantenzahl des Struktur distributors identisch. Bei den folgenden Untersuchungen sollen die Begriffe Meson ($k = 1$) und Baryon ($k = 2$), sowie Isospin

und Spin (auch Raumspin) beibehalten werden, nicht aber der Begriff Seltsamkeit. Werden diese Interpretationen verwendet, dann ergeben sich daraus entsprechende Interpretationen der Isospinmultipletts (ν). So können nur (1), (4) und (5) mit dem η -Meson (1), dem K -Doublett (4) und dem π -Triplett (5) identisch sein, während (2) und (3) offensichtlich die empirischen Leptonen wiedergeben (Elektron und μ -Meson). Wenn dies aber so ist, dann wäre für e^- und μ der Isospin $P = 1$ zu setzen, was durchaus denkbar wäre. Zwar müßten dann Elektron und μ -Meson ebenfalls eine interne Struktur aufweisen, die aber so schwach ausgebildet sein mag, daß diese Korpuskeln hinsichtlich der gegenwärtigen Meßtechnik in sehr guter Näherung im R_3 als Punkte erscheinen können. Zwar ist P für die b -Hermetrie der Zeitkondensationen nicht definiert, doch könnte beim Übergang $b \rightarrow d + \bar{d}$ (die Antistrukturen mit $\varepsilon = -1$ werden weiterhin durch Überstreichungen gekennzeichnet) wegen der stratonischen Eigenschaften der d -Formen auch für e^- und μ ein P -Wert entstehen, derart, daß εP sich mit $\varepsilon = +1$ auf d , aber mit $\varepsilon = -1$ auf $\bar{d}$ bezieht, so daß die Summe verschwindet. Nimmt man $P = 1$ für die durch (2) und (3) interpretierten empirischen Leptonen an, dann müßte eines dieser Leptonen als negativ geladenes Pseudosingulett (3) und das andere zusammen mit einer komplementären neutralen Komponente erscheinen. Gäbe es ein neutrales Elektron e_0 oder ein neutrales μ -Meson μ^0 , dann ist zu erwarten, daß sich die Massen nur wenig von denen der geladenen Komponenten unterscheiden. Es wäre also $m(e_0) \approx m_e$ und $m(\mu^0) \approx m(\mu^-)$ aber $m(\mu^0) \gg m_e$. Aus diesem Grunde wäre μ^0 (falls existent) mit großer Wahrscheinlichkeit empirisch aufgefunden worden, zumal für μ^0 ein μ^- analoger Zerfall wahrscheinlich sein müßte. Würde dagegen e_0 existieren, dann wäre wegen $q = 0$ und $m(e_0) \approx m_e$ der Wirkungsquerschnitt extrem gering und darüber hinaus wäre e_0 wie auch e^- als zeitlich stabile Korpuskel anzusprechen. Insgesamt erscheint es wahrscheinlich, daß insbesondere wegen des extrem niedrigen Wirkungsquerschnitts e_0 mit gegenwärtigen Meßtechnologien nicht vom Rauschhintergrund getrennt werden kann. Aus diesem Grunde werde (2) mit einem Elektronendoublett aus e_0 und

e^- , bzw. $\bar{e}_0$ und $\bar{e}^+$ (im Fall $\varepsilon = -1$), aber mit (3) das Pseudosingulett μ^- , bzw. $\bar{\mu}^+$ ($\varepsilon = -1$) identifiziert. Eine Interpretation des Baryonenspektrums $k = 2$ der baryonischen Grundmuster (6) bis (12) erscheint nicht problematisch. So entsprechen (6) und (7) den Singulett Λ und Ω^- , aber (8) dem Nukleonendoublett (aus Proton p und Neutron n), sowie (9) dem Ξ -Doublett und (10) erscheint identisch mit dem Σ -Triplett. Darüberhinaus muß es aber nach (101a) noch die beiden Quartetts (11) und (12) mit $\varepsilon C = -2$ und $\varepsilon C = 0$ geben. Für diese beiden Quartetts sollen die Symbole o für (11) und Δ für (12) eingeführt werden. Mithin ist (101a) durch das Schema empirischer Interpretation

$$\begin{aligned}
 (1) &\triangleq (\eta), & (2) &\triangleq (e_0, e^-), & (3) &\triangleq (\mu^-), \\
 (4) &\triangleq (K^+, K^0), & (5) &\triangleq (\pi^+, \pi^0, \pi^-), & (6) &\triangleq (\Lambda), \\
 (7) &\triangleq (\Omega^-), & (8) &\triangleq (p, n), & (9) &\triangleq (\Xi^0, \Xi^-), \\
 (10) &\triangleq (\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-), & (11) &\triangleq (o^+, o^0, o^-, o^{--}), \\
 (12) &\triangleq (\Delta^{++}, \Delta^+, \Delta^0, \Delta^-), & k &= B + 1 & & \quad (101b)
 \end{aligned}$$

zu ergänzen.

Nach den Beziehungen (100) und (100a) verhalten sich C und q_x hinsichtlich ε spiegelsymmetrisch, so daß durch εC und εq_x diese Antisymmetrie kompensiert wird, während in (101) der Quantenzahlensatz k, P, Q mit der Doublettziffer nur die Beträge dieser Zahlen enthält. Wird (ν) hingegen auf R_4^+ oder R_4^- , also $\varepsilon = \pm 1$ bezogen, so sind $(kPQ\kappa)$ mit ε zu multiplizieren, nicht aber C und q_x , wodurch die Antisymmetrie zwischen (ν) und $(\bar{\nu})$ deutlich wird. Andererseits werden Terme für $k = 1$ oder $k = 2$ durch die Faktoren $2 - k$ oder $k - 1$ gekennzeichnet, die aber mit $k = B + 1$ nach der empirischen Interpretation (101b) zu $2 - k = 1 - B$ und $k - 1 = B$ werden. Hier wird die Entscheidung $k = 1$ oder $k = 2$ gemäß $B = k - 1$ oder $1 - B = 2 - k$ analog der Entscheidung $q = 0$ oder $q = 1$ einer Elementarladung durch die Faktoren $1 - q$ oder q getroffen. Bei einer Bezugnahme (ν) oder $(\bar{\nu})$ scheint es daher zweckmäßig,

in $(\varepsilon k, \varepsilon P, \varepsilon Q, \varepsilon \kappa)$ die Konfigurationszahl durch $B = k - 1$ zu ersetzen, so daß **(101)** die Form $(\nu)(\varepsilon)(\varepsilon B, \varepsilon P, \varepsilon Q, \varepsilon \kappa) C(q_x)_0^P$ annimmt. Hier wird deutlich, daß beim Übergang $b \rightarrow d + \bar{d}$ oder $b \rightarrow c + \bar{c}$ die komplexen Hermetrien paarweise erscheinen. Nur im Mesonenbereich ist dies bei (1) nicht notwendig, weil wegen $(1)(0000)0(0)$ immer $2b \rightarrow \eta \triangleq c(1)$ möglich wird, wenn ein Photon durch $Q = +2$ und das andere durch $Q = -2$ gekennzeichnet ist. Auch im Fall $(5)(0200)0(+1, 0, -1)$ tritt eine Symmetrie auf, denn wegen $\pi^+ \triangleq \bar{\pi}^-$ und $\pi^- \triangleq \bar{\pi}^+$ sowie $(0200)0(0)$ für π^0 ist das π -Triplet das Anti-triplett zu sich selbst, was auch für das η -Singulett gilt. Wegen dieser Eigenschaft des π -Triplets wird also die gekürzte Schreibweise $(5) \triangleq (\pi^\pm, \pi^0)$ möglich. Im Fall $k = 2$ oder $B = 1$ treten hingegen bei $b \rightarrow d + \bar{d}$ oder $b \rightarrow c + \bar{c}$ stets (ν) mit $(\bar{\nu})$ paarweise wegen $B = 1$ auf. Werden diese Sachverhalte berücksichtigt, dann muß **(101)** in die Fassung

$$\begin{aligned} (\nu)(\varepsilon)(\varepsilon B, \varepsilon P, \varepsilon Q, \varepsilon \kappa) C(q_x)_0^P, & \quad (\nu)(\varepsilon = +1) \equiv (\nu), \\ (\nu)(\varepsilon = -1) \equiv (\bar{\nu}), & \quad (5) \triangleq (\pi^\pm, \pi^0) \equiv (\bar{5}) \end{aligned} \quad \textbf{(101c)}$$

gebracht werden. Die Beziehung **(101c)** kann zur Beschreibung der $\bar{c}$ oder $\bar{d}$ verwendet werden, doch ist in **(99)** bis **(100a)** der Satz (kPQ) auf keinen Fall durch $(\varepsilon k, \varepsilon P, \varepsilon Q)$ zu ersetzen.

In den Interpretationen **(101)** bis **(101c)** werden q_x und C nach **(100a)** und **(100)** auf die Multipletinvarianten $(kPQ\kappa)_\varepsilon$ reduziert, in deren Satz nach **(99)** und **(99a)** wiederum Q und κ ebenfalls auf (k, P) zurückführbar sind, so daß die Angabe von k und P mit der Entscheidung ε zur Bestimmung der übrigen Invarianten ausreicht, wobei k wiederum als $G = k + 1$ das jeweilige P -Intervall begrenzt. Andererseits kennzeichnet G die Zahl interner quasikorpuskulärer Bereiche, von denen es also in mesonischen Strukturen $G = 2$, aber in baryonischen Strukturen $G = 3$ geben muß.

Da k und P als fundamentale Quantenzahlen, also als fundamentale Invarianten aufgefaßt werden müssen, aber Q, κ, C und q_x als abgeleitete Quantenzahlen und ε nur eine Entscheidung über die Zeithelizität ist, erscheint die Schreibweise der invarianten Grundmuseigenschaften aus (101) bis (101c) in der Form

$$\hat{I} \equiv kP \left(\begin{matrix} Q, \kappa \\ C, q_x \end{matrix} \right)_{\varepsilon} \quad (102)$$

als matrizenhaftes Invariantenschema zweckmäßig, weil hier die Fundamentalinvarianten sofort erkennbar sind, während sich die abgeleiteten Invarianten in $(\quad)$ befinden und die Entscheidung ε als Indizierung dieses Schemas verwendet wird.

In (102) wird wiederum nach (90a) das jeweilige P -Intervall durch die Ziffer $G = k + 1$ begrenzt, die zugleich die Zahl von $1 \leq \lambda \leq G$ quasikorpuskulären Bereichen b_λ angibt, die der Internstruktur vierfacher Konturierung aus den Konfigurationszonen $(nmp\sigma) \triangleq (n_1 \dots n_4)$ als Ordnungsprinzip in irgendeiner Form überlagern. Dies bedeutet aber, daß sich die Protosimplexbesetzungen dieser $1 \leq j \leq 4$ Konfigurationszonen auch auf die b_λ verteilen, derart, daß jeder dieser quasikorpuskulären Bereiche mit $z_\lambda > 0$ Protosimplexen $(\pm p)_{c,d}$ belegt ist, weil ausschließlich die Hermetrieformen c und d betrachtet werden. Andererseits kommt nach (98d) jedem Protosimplex eine elementare Masse $\mu_+ \alpha_j$ mit $1 \leq j \leq 4$ zu, doch erscheinen diese Massen wegen des Charakters der c - und d -Hermetrie auch im R_4 und sind hier den relevanten Energien $\mu_+ \alpha_j c^2$ der $(\pm p)$ äquivalent. Dies bedeutet aber, daß die G_j aus (98e) in den b_λ stets so zu Komplexen zusammengefaßt erscheinen, daß deren Energieinhalte gegenüber den zugelassenen Koordinatentransformationen (Poincaré-Gruppe, mindestens aber gegen $\hat{B}(R_4)$ mit $\hat{B} \hat{B}_T = \hat{E}$) invariant bleiben, weil diese Energien dem Erhaltungsprinzip (a) genügen müssen. Aus diesem Grunde könnten die invarianten quasikorpuskulären Bereiche b_λ so beschaffen sein, daß im Fall zeitlich konstanter «Gerüststrukturen» $n_j = 0$ in (98d) mit (98b) die z_λ Komplexe der $(\pm p)$ in ihren Energiedichten

(hinsichtlich des R_3 -Stratons) die Komponenten der quadratischen Matrix eines R_4 -Tensors vom 2. Grad bilden. Da ein solches reguläres quadratisches Schema stets $4^2 = 16$ Komponenten hat, müßte für jeden quasikorpuskulären internen Subkonstituenten b_λ die Besetzungsziffer $z_\lambda = 16$ gefordert werden, doch wird $z_\lambda > 16$ immer dann möglich, wenn $(\pm p)$ -Komplexe gegeben sind. Mit $n_j = 0$ der zeitlich konstanten Gerüststrukturen für $k = 1$ und $k = 2$ in (98d) und (98e) gilt also für die quasikorpuskulären Bereiche als Forderung der Protosimplexbesetzungen

$$n_j = 0, \quad 1 \leq \lambda \leq G = k + 1, \quad z_\lambda(b_\lambda) \geq 16 \quad (103).$$

Mit Hilfe dieser Beziehung wird es nunmehr möglich, zu untersuchen, wie die $1 \leq j \leq 4$ Konfigurationszonen die quasikorpuskulären b_λ als Subkonstituenten strukturieren. Nach (98d) gilt stets $G_j(Q_j) = \text{const}(t)$ für $n_j = 0$ der zeitlich konstanten Gerüststruktur. Allgemein gilt in diesem Fall $4G_1 = Q_1^2(1 + Q_1)^2$, ferner $6G_2 = Q_2(2Q_2^2 + 3Q_2 + 1)$, sowie $2G_3 = Q_3(1 + Q_3)$ und $G_4 = Q_4$ für die $j \leq 4$ Protosimplexbesetzungen der Konfigurationszonen mit $n_j = 0$. Nach (98b) folgt aber für die Q_j im Fall $k = 1$ numerisch $Q_1 = Q_2 = 3$ sowie $Q_3 = 2$ und $Q_4 = 1$ im Fall $k = 1$, also $G_1 = 36$, $G_2 = 14$, $G_3 = 3$ und $G_4 = 1$. Andererseits gibt es für diese Mesonen $G = k + 1 = 2$ quasikorpuskuläre Bereiche. Der Bedingung (103) genügt offenbar G_1 der Zentralzone, nicht aber G_2 bis G_4 der Intern-, Meso-, und Externzone, wohl aber $G_2 + G_3 + G_4 = 18$. Bezeichnen $Z(n)$, $Z(m)$, $Z(p)$ und $Z(\sigma)$ die Besetzungsziffern der vier Konfigurationszonen, dann wären $G = 2$ mesonische Bereiche wegen $k = 1$ in der Form $b_1 = Z(n)$ und $b_2 = Z(m) + Z(p) + Z(\sigma)$ zusammengesetzt. Für den baryonischen Bereich $k = 2$ folgt nach (98b) entsprechend numerisch $Q_1 = 24$, $Q_2 = 31$, $Q_3 = 34$ und $Q_4 = 15$. Dies bedeutet aber, daß die Besetzungen G_1 , G_2 und G_3 für $n_j = 0$ alle (103) genügen, nicht aber G_4 . Wegen $G = k + 1 = 3$ quasikorpuskulärer Bereiche im Baryon $k = 2$ gelten also hier die

Verteilungen $b_1 = Z(n)$ sowie $b_2 = Z(m)$ und $b_3 = Z(p) + Z(\sigma)$, so daß mit der Schreibweise $G = G(k)$ diese invarianten quasikorpuskulären Internbereiche unter der Voraussetzung von (103) im Fall der Mesonen $k = 1$ und der Baryonen $k = 2$ durch

$$\begin{aligned} G(1) &= 2, & b_1 &\equiv Z(n), & b_2 &\equiv Z(m) + Z(p) + Z(\sigma), \\ G(2) &= 3, & b_1 &\equiv Z(n), & b_2 &\equiv Z(m), \\ b_3 &\equiv Z(p) + Z(\sigma) \end{aligned} \quad (103a)$$

beschrieben werden können.

In diesem Zusammenhang erscheint es interessant, daß nach (29) die Elementarladung als das dreifache einer spekulativen Ladung $C_{\pm}$ gemäß

$$4\pi^2 C_{\pm} = \pm \sqrt{2\vartheta \frac{\hbar}{R_-}}, \quad e_{\pm} = 3C_{\pm} \quad (104)$$

aufgefaßt werden kann. Auf diese Weise könnte angenommen werden, daß die G Bereiche b_{λ} durch den Zustand $C_{\pm}$ oder $2C_{\pm}$ einen d -Term $q = 1$ bzw. $q = 2$ bestimmen. Aus diesem Grunde scheint ein Vergleich mit der gegenwärtig diskutierten Quarktheorie sinnvoll.

Die in (103) verwendeten zeitlich konstanten «Gerüstzustände» für $k = 1$ und $k = 2$ können nach (98d) mit (98b) und (98c) abgeschätzt werden. Für die Masse eines solchen Terms gilt dann

$$m_0(k, q) - \mu_S F_S = \mu_+ \left[\frac{\alpha_-}{4} Q_1^2 (1 + Q_1)^2 + \frac{\alpha_-}{6} Q_2 (2Q_2^2 + 3Q_2 + 1) + \frac{\alpha_-}{2} Q_3 (1 + Q_3) + Q_4 + \frac{\alpha_-}{\alpha_+} q \right] = \text{const}(t) \quad \text{wegen } n_j = 0. \quad \text{Nach}$$

(101a) und der empirischen Interpretation (101b) sind zeitlich konstante Grundmuster auf jeden Fall d -Formen mit $q = 1$. Aus (97) folgt zunächst numerisch $\alpha_- = 0,00812793$ und $\alpha_+ = 0,01832163$

also $\frac{\alpha_-}{\alpha_+} = 0,4436246$, während sich für μ_+ mit $\mu_+ c^2$ als

Energiemasse in Elektronenmegavolt $\mu_+ \triangleq 0,00928717[MeV]$ ergibt. Entsprechend folgt nach (98c) wegen $\alpha_4 = 1$ für die verbleibenden $1 \leq i \leq 3$ Koeffizienten $\alpha_i(k, q)$ numerisch $\alpha_1(1, 1) = 0,99688127$ sowie $\alpha_2(1, 1) = 1,01259261$ und $\alpha_3(1, 1) = 0,97865883$, aber $\alpha_1(2, 1) = 0,99627809$ sowie $\alpha_2(2, 1) = 1,01505555$ und $\alpha_3(2, 1) = 1,29940981$. Mit den Q_j nach (98b), also $Q_1 = Q_2 = 3$, $Q_3 = 2$ und $Q_4 = 1$ für $k = 1$, aber $Q_1 = 24$, $Q_2 = 31$, $Q_3 = 34$ und $Q_4 = 15$ für $k = 2$ wird dann explizit $m_0(1, 1) - \mu_S F_S = 0,50562729[MeV]$ und $m_0(2, 1) - \mu_S F_S = 938,2497[MeV]$. Da F_S noch nicht bekannt ist, wird hieraus deutlich, daß $m_0(1, 1) \approx m_e$ und $m_0(2, 1) \approx m_p$ (Protonenmasse) gesetzt werden muß, was wegen der heuristischen Ermittlung der Q_j und α_j zu erwarten war. Die beiden zeitlich konstanten Gerüststrukturen sind also mit den Grundmustern e^- des Elektrons bei $k = 1$ und p des Protons bei $k = 2$ identisch. Nach (101a) und der Interpretation (101b) wäre auch für e_0 ein solches zeitlich stabiles Grundmuster mit $k = 1$ und $q = 0$ anzunehmen, weil nach den vorangegangenen Untersuchungen ein β -Prozeß in $(2) \triangleq (e_0, e^-)$ auf keinen Fall stattfinden kann. Für $m(e_0)$ wäre dann $m(e_0) = m_0(1, 0)$ zu setzen. Da numerisch $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = 1$ für $k = 1$ mit $q = 0$ gilt, würde sich für e_0 mit $Q_1 = Q_2 = 3$ sowie $Q_3 = 2$ und $Q_4 = 1$ ebenfalls ein zeitlich konstantes Grundmuster der Masse $m_0(1, 0) - \mu_S F_S = 0,50150718[MeV]$ ergeben. Bei $k = 2$ kann jedoch die neutrale Doublettkomponente n zeitlich nicht stabil sein, weil diese Masse weit über der Grenzmasse liegt, oberhalb derer ein β -Übergang möglich ist.

Die Interpretation (101b) zeigt, daß die beiden d -Terme der Multipletts (2) und (8) mit e^- und p identisch sind, deren ponderable Massen m_e und m_p abgeschätzt werden konnten, was $m_p \gg m_e$ und die zeitliche Stabilität dieser Terme aufzeigte. Der große Unterschied zwischen den ponderablen Massen bedingt nach dem Quantendualismus für die Wellenlänge, $\lambda_p \ll \lambda_e$ so daß die attraktive elektromagnetische Wechselwirkung zwischen $e^- (e_-)$ und $p(e_+)$ auf p bezogen werden kann. Die schwache elektromagnetische Korrespondenz (e^-, p) muß also wegen des Quantenprinzips (c) hinsichtlich p im reellen R_3

zur Ausbildung einer K -Schale führen, derart, daß e^- den stabilen Grundzustand eines s -Terms besetzt. Eine derartige Struktur höherer Ordnung ist aber mit dem H_1^I -Atom identisch, dessen Valenzschale diese K -Schale ist, während das mit e^- besetzte s -Niveau zur Emission der H -Spektralserien (als b -Hermetrie) angeregt werden kann, wobei die Kopplungskonstante dieser schwachen elektromagnetischen Korrespondenz als Feinstrukturkonstante α dieser Spektralserien erscheint. Der theoretische Näherungswert aus (29a) erwies sich numerisch als fehlerhaft, was im Hinblick auf die Beziehungen (98) bis (101c) durchaus verständlich erscheint; denn die Internstrukturierung stratonischer Elemente konnte bei der Entwicklung von (29a) nicht berücksichtigt werden. Vielmehr wurde die phänomenologische Beziehung $e_-^2 \sim \alpha'$ mit dem theoretischen Wert (29) verwendet. Dies bedeutet aber, daß die Fehlerabweichung $\alpha' \neq \alpha$ auf $e_-^2 \sim \alpha'$ zurückgehen muß, weil hier phänomenologisch unterstellt wurde, daß die Internstrukturierungen von e^- und p sich nicht ändern, wenn e^- als Folge der elektromagnetischen Korrespondenz in die K -Schale des p -Feldes als s -Term eingebunden wird. Diese Voraussetzung (ausgedrückt durch $e_-^2 \sim \alpha'$) kann aber gar nicht erfüllt sein, weil bereits durch den Quantendualismus und $\lambda_p \ll \lambda_e$ das Elektron als zirkuläre Elektronenwelle die gesamte Oberfläche der K -Schale bestimmt und auf p strukturell zurückwirkt. Zwar ändert sich die Protosimplexbesetzung der Konfigurationszonen von e^- und p durch diese Korrespondenz nicht, doch ändert sich offenbar die R_3 -Strukturierung dieser Protosimplexbesetzungen des jeweiligen Stratons, was offenbar die Linienemission der b -Terme beeinflußt und $\alpha' \neq \alpha$ bedingt.

Bei der Beschreibung dieser elektromagnetischen Korrespondenz ist zu berücksichtigen, daß e_- , bezogen auf $\varepsilon = +1$ gemäß (93) den Zustand e^- bedingt, während e^+ als Komponente von $(\bar{2})$ aus (101b) durch $\varepsilon = -1$ gekennzeichnet wird. Mithin könnte man annehmen, daß die e_- in e^- und e_+ in p bestimmenden Protosimplexkorrelationen sich zueinander wie $\varepsilon = +1$ und $\varepsilon = -1$ verhalten, während e^- und p durch die zeitlich stabilen invarianten Grund-

muster $(+(127))(\pm(345))(-6)$ der d -Hermetrie charakterisiert werden. Wenn nun die $e_+(p)$ bedingende partielle Korrelation als Antistruktur $\varepsilon = -1$ hinsichtlich $e_-(e^-)$ aufgefaßt wird, dann wäre e^- beschreibbar durch $(+(127))_e^+(\pm(34))_e^+$ aber $(\pm 5)_e^+(-6)_e^+$ als Partialstruktur von e_- , während sich für p die Darstellung $(+(127))_p^+(\pm(34))_p^+$ mit der partiellen Ladungsfeldstruktur $(\pm 5)_e^-(-6)_e^-$ des Zustandes e_+ der Antielektronenladung ergeben würde. Die elektromagnetische Korrespondenz kann hier nur über die Struktur (± 3) zeitartig erfolgen; denn (± 5) ist über (-6) die Quellenstruktur von (± 3) . Es kann also für diese Korrespondenz $[(+(127))_e(\pm 4)_e](\pm 5)_e^+(-6)_e^+(\pm 3)_e-(2^+)-(\pm 3)_p(-6)_e^-(\pm 5)_e^-[(\pm 4)_p(+(127))_p]$ in der Richtung e^- nach p und $[(+(127))_e(\pm 4)_e](\pm 5)_e^+(-6)_e^+(\pm 3)_e-\langle 2^- \rangle-(\pm 3)_p(-6)_e^-(\pm 5)_e^-[(\pm 4)_p(+(127))_p]$ für die reaktive Korrespondenz p nach e^- gesetzt werden. Da für die internen Flußkorrelationen $(-p)$ stets Eichinvarianzen gelten, bleiben im R_3 außerhalb des sphärischen Korrespondenzvolumens $\frac{4}{3}\pi r_H^3$ der elektromagnetischen Korrespondenz (e^-, p) eines H -Atoms die Strukturen $(\pm 5)(-6)(\pm 3)$ irrelevant, so daß für die wechselseitige Korrespondenz $[(+(127))_e(\pm 4)_e]-(\hat{2})-[(\pm 4)_p(127))_p]$ geschrieben werden kann, welche das H -Atom als dynamisch stabiles Korrespondenzgefüge beschreibt.

Es könnte nun versucht werden, diese Korrespondenz nach (98) aus den Potentialen interner Ladungsfeldkomponenten zu verstehen. Bei der elektromagnetischen Korrespondenz zwischen e^- und p im H -Atom korrespondieren nach der strukturellen Korrespondenzbeziehung die Internkomponenten des Ladungsfeldes, also e_ϱ , e_ω und e_δ über interne Potentiale mit dem nicht reduzierten Ladungsfeld $\varepsilon_\pm$, und zwar sowohl hinsichtlich e^- mit $k=1$ als auch hinsichtlich p mit $k=2$. Steht die Indizierung y für ϱ , ω oder δ und beschreibt $V'(y, \varepsilon)$ das Internpotential zwischen e_y und $\varepsilon_\pm$ für $k=1$, aber $V''(y, \varepsilon)$ das für $k=2$, dann werden die Änderungsanteile dieser Internpotentiale (bezogen auf das jeweils ungeänderte Potential) im H -System aus e^- und p , beschrieben durch $s(y) = (\partial V'(y, \varepsilon)): V'(y, \varepsilon) + (\partial V''(y, \varepsilon)): V''(y, \varepsilon)$, wobei diese $s(y)$ im Korrespondenzfall zwi-

schen e^- und p im heuristischen Zusammenhang $s(\varrho) + s(\delta) = s(\omega)$ stehen können, der im folgenden angenommen werden soll. Diese einfache Beziehung kann dann in die Form $-s(\varrho) = s(\delta) - s(\omega)$ gebracht werden, wenn δ eine Änderung in der Größenordnung $\sqrt{\tau}$ ist. Dies wäre also darstellbar durch $-(\delta V'(\varepsilon\varrho)): V'(\varepsilon\varrho) -$
 $-(\delta V''(\varepsilon\varrho)): V''(\varepsilon\varrho) = (\delta V'(\delta)): V'(\delta) - (\delta V''(\omega)): V''(\omega) +$
 $+(\delta V''(\delta)): V''(\delta) - (\delta V'(\omega)): V'(\omega)$ oder $-\delta \ln V'(\varepsilon\varrho) -$
 $-\delta \ln V''(\varepsilon\varrho) = \delta \ln V'(\delta) - \delta \ln V''(\omega) + \delta \ln V''(\delta) - \delta \ln V'(\omega).$

Diese Potentiale müssen dabei alle von $V_{\varepsilon\varepsilon}$, also $4\pi\varepsilon_0 f(r) V_{\varepsilon\varepsilon} = \varepsilon_{\pm}^2$ ausgehen (untere Integrationsgrenze), während die obere Grenze für $V(\varepsilon\varrho)$, $V(\delta)$ und $V(\omega)$ die $V_{\varepsilon\varrho}$, $V_{\varepsilon\delta}$ und $V_{\varepsilon\omega}$ für $k = 1$ und (oder) $k = 2$ sind. Dies liefert dann, wenn $\ln A = \text{const}$ die Integrationskonstante ist $-\ln V'_{\varrho} V'_{\varrho} + 2\ln V_{\varepsilon\varepsilon} + \ln A = \ln V'_{\varepsilon\delta} - \ln V''_{\varepsilon\omega} + \ln V'_{\varepsilon\delta} -$
 $-\ln V'_{\varepsilon\omega}$. Einsetzen von $f(r) V_{(0)} \sim e_{(0)} e_{(0)}$ und Substitution der internen Ladungsfeldkomponenten gemäß (98) liefert nach Poten-

zierung $\eta_{11}^{-1/2} \eta_{12}^{-1/2} A = 4 \left(\frac{1 - \sqrt{\eta_{11}}}{1 + \sqrt{\eta_{12}}} \right) \frac{1 - \sqrt{\eta_{12}}}{1 + \sqrt{\eta_{11}}}$ oder wenn

$\eta_{1k}^{-1/2} A_k (1 + \sqrt{\eta_{1k}}) = 1 - \sqrt{\eta_{1k}}$ für $k = 1$ oder $k = 2$ gesetzt wird,
 $4A_1 A_2 = A = \text{const}.$

Wird das Korrespondenzsystem aus e^- und p , also das H -Atom als ein System höherer Ordnung als p oder e^- betrachtet, dann setzt sich der Energieinhalt dieses Systems aus einem potentiellen Anteil X und einem kinetischen Anteil E zusammen, derart, daß $X + E = \text{const}$ als Energieprinzip des Korrespondenzprozesses gilt, in welches die Ruhemassen von p und e^- jedoch nicht eingehen. Wegen dieses Erhaltungsprinzips gilt also $d(X + E) = 0$ oder $dX = -dE$. Für die beiden Integrationsintervalle gelten dann $W \leq X \leq V$ und $0 \leq E \leq E_k$, worin W auf die synmetronischen strukturellen Wechselbeziehungen zwischen p und e^- zurückgeht, wodurch sich diese Komponenten in ihren strukturellen Konfigurationen wechselseitig beeinflussen. Die durch η_{11} oder η_{12} zum Ausdruck gebrachten Internstrukturierungen der mit $q = 1$ geladenen d -Terme in der attraktiven elektromagnetischen Korrespondenz müssen jedoch der

Beziehung $4A_1A_2 = A = \text{const}$ genügen und mit $4\pi\epsilon_0 f(y) V = e_+ e_- = -e_-^2$ verknüpft sein, so daß $W \sim A_1A_2 V$ oder $W = VC(\eta_{11}, \eta_{12})$ zu setzen ist. Damit liefert die Integration

$$-E_k = \int_W^V dX = V - W = V(1 - C), \text{ wo jedoch } 4\pi\epsilon_0 f(y) V = -e_-^2$$

ein externes Feld beschreibt, so daß $f(y) = y$ für die Distanz zwischen p und e^- geschrieben werden muß, während E_k die kinetische Energie des korpuskulär aufgefaßten e^- im s -Niveau des p -Feldes ist. Damit gilt also $e_-^2 (1 - C) = 4\pi\epsilon_0 y E_k$, doch ist dieses Korrespondenzsystem tatsächlich eine Struktur des R_6 , welche im R_3 -Schnitt als räumliche Struktur des H -Atoms erscheint. Wenn also die metrische Struktur des R_6 pseudoeuklidisch approximiert wird (was im vorliegenden Fall zulässig ist), dann muß auch die Approximation einer Invarianz gegen die Lorentzgruppe $\hat{C} = \text{const}$ mit $\hat{C}\hat{C}_T = \hat{E}$ genügen. Durch geeignete Koordinatenwahl im R_6 ist aber stets $\hat{C} = \hat{C}$ erreichbar. Da es sich beim H -Atom um einen Zustand dynamischer zeitlicher Stabilität handelt, bleiben die zugehörigen Koordinaten x_5 und x_6 wegen der Stabilität zeitlich konstant, so daß $\dot{x}_5 = \dot{x}_6 = 0$ gilt, was aber $\hat{C}(R_6) \rightarrow \hat{B}(R_4) = \hat{A}_+ \hat{A}_-$ und $w = c$ für den Imaginärteil der Weltgeschwindigkeit Y zur Folge hat. Während in $\hat{A}_-$ in den Elementen als Nenner $\sqrt{1 - (v/c)^2}$ erscheint, tritt in $\hat{A}_+$ analog $\sqrt{1 + \varphi/\omega^2}$ auf, wobei φ nach (11) das gravitative Beschleunigungsniveau (Quadrat der zirkulären Geschwindigkeit im Gravitationsfeld) und $3\omega = 4c$ nach (10) ist. Wegen der mikromaren Werte von m_p und m_e ist im H -Atom stets $\varphi \ll \omega^2$ zu vernachlässigen, was mit $\hat{A}_+ \rightarrow \hat{E}$, also $\hat{B} \rightarrow \hat{A}_-$ äquivalent ist. Im vorliegenden Fall ist aber $v = v_H < c$ die nicht zu vernachlässigende Geschwindigkeit des korpuskulär aufgefaßten e^- im Grundzustand auf der K -Schale des p -Feldes, so daß $v_H = c\alpha$ die gesuchte Kopplungskonstante bestimmt, für welche auf jeden Fall $\alpha > 0$ gefordert werden muß, weil auch v_H ein positiver Wert ist. Andererseits ist v_H ein Ausdruck des strukturellen Korrespondenzfeldes zwischen p und e^- im pseudoeuklidisch approximierten R_3 -Schnitt der R_6 -Struktur, wodurch bezogen auf p die

Länge $s_H = 2\pi r_H$ eines K -Schalenmeridians auf $s = 2\pi y < s_H$ verkürzt erscheint, was aber nur auf die Invarianz gegen $\hat{A}_-$ zurückgehen kann, also seinen Ausdruck in $s = s_H \sqrt{1 - \alpha^2}$ oder $y = r_H \sqrt{1 - \alpha^2}$

mit $v_H = c\alpha > 0$ findet. Ganz entsprechend folgt aus dieser Invarianz mit dem Impuls mv_H und der invarianten Transversalmasse $m(v_H)$ des e^- die Beziehung $E_k = mv_H c = \alpha mc^2$, was eingesetzt

$e_-^2 (1 - C) = 4\pi\epsilon_0 r_H \alpha \sqrt{1 - \alpha^2} mc^2$ liefert. Hierin ist mc^2 das Energiequant $h\nu_H = ch/\lambda_H$ der zirkulären Elektronenwelle der Länge λ_H des dual als Welle aufgefaßten e^- . Substitution mit $mc^2 = ch/\lambda_H$ und Berücksichtigung von $\epsilon_0 c R_- = 1$ mit dem elektromagnetischen Wellenwiderstand des Leerraumes $R_- = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ ergibt sich dann,

wenn noch der Quantendualismus des e^- in der Form

$$\lambda_H = 2\pi r_H \text{ verwendet wird } e_-^2 (1 - C) = 4\pi\alpha \sqrt{1 - \alpha^2} \frac{\hbar}{R_-}.$$

In dieser Beziehung wiederum kann mit der bereits verifizierten Aussage (29) substituiert werden, was

$(2\pi)^5 \alpha \sqrt{1 - \alpha^2} = 9\vartheta(1 - C)$ ergibt. Wegen $C \sim A_1 A_2$ und der Darstellbarkeit der Integrationskonstante A durch $4A_1 A_2 = A$ muß eine Proportionalität $A \sim C$ bestehen, weil C eine Korrekturkomponente von (29a) ist und das Produkt $A_1 A_2$ die strukturelle Abweichung der Ladungsfelder von e^- und p im Fall der Korrespondenz zum H -Atom durch die internen Ladungsfeldkomponenten beschreibt. Allerdings liefert C nur den Korrekturbeitrag eines strukturellen Elementes, also einer besetzten Konfigurationszone des im p -Feld durch die elektromagnetische Korrespondenz gebundenen Elektrons. Da e^- und p Einheitsstrukturen mit $\underline{N} = 1$ aber $n_j = 0$ sind, bei denen alle $j \leq 4$ Konfigurationszonen mit der intakten Gerüststruktur $Q_j > 0$ besetzt werden, könnte für den Proportionalitätsfaktor der Wert 4, also $A = 4C$, oder $C = A_1 A_2$ angenommen werden, doch tritt hier eine Unsicherheit auf, der durch den Faktor Y_3 (der Vorbemerkung entsprechend) Rechnung getragen werden kann. Zur Bestimmung von α ist daher die Beziehung

$$\begin{aligned}
 (2\pi)^5 \alpha \sqrt{1 - \alpha^2} &= 9\vartheta(1 - A_1 A_2 Y_3), & (1 + \sqrt{\eta_{1k}}) A_k &= \\
 &= (1 - \sqrt{\eta_{1k}}) \sqrt{\eta_{1k}}, & \alpha > 0 &
 \end{aligned} \tag{105}$$

zu verwenden.

Zunächst wird deutlich, daß mit $\alpha = \alpha'$ und Vernachlässigung von $\alpha^2 \ll 1$ sowie $A_1 A_2 \ll 1$ und $Y_3 = 1$ die Bestimmungsgleichung (105) in die Näherung (29a) übergeht.

Mit $Y_3 = 1$ und $2B = \left[\frac{(2\pi)^5}{9\vartheta} \right]^2 (1 - A_1 A_2)^{-2}$ ergibt sich für

die zweideutige Lösung der quadratischen Gleichung für α^2 der Ausdruck $\alpha_{(\pm)}^{-2} = B(1 \pm \sqrt{1 - 2/B})$. Die numerische Ermittlung von B zeigt, daß beide Zweige einen positiven Wert liefern, so daß es offenbar für α^2 zwei Werte gibt, während wegen $\alpha > 0$ nach der Radizierung nur der positive Zweig für $\alpha_{(\pm)}$ zu verwenden ist. Numerisch ergibt sich für die reziproken Werte $\alpha_{(+)}^{-1} = 137,03596147$ und $\alpha_{(-)}^{-1} = 1,00001363$. Dies bedeutet aber, daß der Wert $\alpha_{(+)} = \alpha = 0,007297354572$ trotz $Y_3 = 1$ weit innerhalb der Meßtoleranzen des empirischen Wertes der Feinstrukturkonstante liegt und somit die Kopplungskonstante der elektromagnetischen (e^-, p) -Korrespondenz gut wiedergibt. Der andere Wert des negativen Zweiges $\alpha_{(-)} = \beta = 0,99998637$ stellt offenbar eine überaus starke Kopplung dar, die möglicherweise die internen Korrelationen zwischen den Konfigurationszonen oder den $1 \leq \lambda \leq k+1$ quasikorpuskulären Bereichen b_λ an das e_+ - oder e_- -Feld wiedergeben könnte. Näherungsweise gilt für diese starke Wechselbeziehung $\beta \approx 137\alpha$, so daß von (105) die numerische Lösung zu

$$\alpha_{(+)} = \alpha, \quad \alpha_{(-)} = \beta, \quad \beta \approx 137\alpha \tag{105a}$$

führt, das heißt, (105) beschreibt nicht nur die Feinstrukturkonstante der H -Spektralserien, sondern darüberhinaus noch eine sehr starke Wechselwirkung β , die möglicherweise interne Korrelationsvorgänge

der $(-p)_{p,e}$ wiedergibt, welche die Korrespondenzkomponenten p und e^- kennzeichnen und in (97) als Unbekannte $\beta \approx 1$ auftritt. So wird (96b) und (97) durch (105a) ebenso präzisiert, wie die Näherung (29a).

Unter extremen Bedingungen (z. B. intrastellarer Art) kann in der elektromagnetischen (p, e^-) -Korrespondenz e^- unter r_H der K -Schale gebracht werden (als Folge hoher Dichte und Temperatur), derart, daß p und e^- die exponentiellen Nahwirkungsfelder der $(+7)$ tangieren, so daß die Wechselbeziehung auch über die (± 4) läuft. Bei dieser Korrespondenz kommt es zu einer etwas stärkeren als der elektromagnetischen Kopplung, doch ist sie immer noch als schwach zu bezeichnen. Durch die Tangierung der $(+7)$ und (± 4) erscheint diese endotherm verursachbare Wechselbeziehung als eine Ladungsfeldkorrespondenz; denn die zueinander enantiostereoisomeren Partialstrukturen $(\pm 5)(-6)$ der Ladungsfelder $e_+(p)$ und $e_-(e^-)$ mit ihren (± 3) des elektromagnetischen b -Austausches kommen hier zur Kompensation, während nach VII., 5. die Korrespondenz durch $-(\hat{1}, \hat{2}, \hat{3})-$ gekennzeichnet wird. Ist E der endotherm aufzuwendende Energiebetrag, dann könnte der Übergang von der elektromagnetischen Korrespondenz zu der ebenfalls schwachen Ladungsfeldkorrespondenz durch das strukturelle Schema

$$\begin{aligned} & [(+ (127))_p (\pm 4)_p] (\pm 5)_e^- (-6)_e^- (\pm 3) - (\hat{2}) - (\pm 3) (-6)_e^+ (\pm 5)_e^+ \\ & [(\pm 4)_e (+ (127))_e] + E \rightarrow [(+ (127))_p] (\pm 4)_p - (\hat{1}, \hat{2}, \hat{3}) - \\ & (\pm 4)_e [(+ (127))_e] \end{aligned}$$

beschrieben werden. Diese Ladungsfeldkorrespondenz scheint dem Übergang $(p, e^-) \rightarrow n$ im Nukleonendoublett $\nu = 8$ zu entsprechen, zumal dieser Prozeß endothermer Natur und n mit $m_n > m_p$ empirisch zeitlich nicht stabil ist, sondern $n \rightarrow p + e^-$ als exothermer β_- -Prozeß beobachtbar ist. Allerdings muß unter diesen Voraussetzungen nukleonischer β -Prozesse ein wie auch immer gearteter Neutrinozustand ν bzw. $\bar{\nu}$ (als Antistruktur) gefordert werden, weil n, p und e^- mögliche Grundmuster nach (101) bis (101c) sind, deren Quantenzahlen bei derartigen Prozessen invariant bleiben müssen, was aber für die Schemata der Multipletinvarianten $(2)(1110)0$ und $(8)(2110)0$ beim nukleonischen β -Prozeß

nur erfüllbar ist, wenn derartige Neutrinozustände die Symmetrie erhalten. Wahrscheinlich werden diese Neutrinozustände von μ_S und der unbekannten Funktion F_S aus (98d) bestimmt. Da die Existenz von $\nu, \bar{\nu}$ wegen des kontinuierlichen e^- bzw. e^+ -Spektrums bei den β -Übergängen ohnehin evident ist, kann also n als Ladungsfeldkorrespondenz und H als elektromagnetische Korrespondenz (p, e^-) verstanden werden. Diese Korrespondenzen sind so geartet, daß wegen der möglichen Eichinvarianz in korrelierenden Flußaggregaten $(-p)$ und deren Fehlen in Schirmfeldern sowohl bei n als auch bei H im äußeren R_3 nur $(+(127))$ erscheint. Andererseits ist die gesamte Materie atomistisch strukturiert. Die elektromagnetische Korrespondenz der Z -fach negativen Elektronenhülle Ze_- mit der Ladung Ze_+ des aus Z Protonen und $N - Z$ Neutronen strukturierten Nuklids irgend eines Atoms läßt im äußeren R_3 wiederum nur eine Superposition subnuklearer Schirmfeldtriaten $(+(127))$ erscheinen, und zwar unabhängig (nicht bezüglich der R_3 -Reichweite) von der unbekannten Natur nuklearer Korrespondenzen (p, n) im jeweiligen Nuklid. Die diesem äußeren R_3 entsprechende R_6 -Struktur wird also bestimmt von $(+1)$ in x_5 und x_6 sowie $(+7)$ im R_3 und dem Zeitfeld $(+2)$ in x_4 . Die Projektion von $(+1)$ auf $(+7)$ erscheint dann im R_3 als Gravitationsfeld nach (11), welches bei starker Annäherung in das exponentiell ansteigende Nahwirkungsfeld von $(+7)$ gemäß (79b) übergeht. Setzt man zur Kürzung für die Schirmfelder $\widehat{\begin{bmatrix} a & b \\ a & b \end{bmatrix}}_+ \triangleq [a \ b]$, dann gelten auf jeden Fall die Schirmfelddarstellungen $(+1) \triangleq [1]$, $(+7) \triangleq [3]$ und $(+2) \triangleq [2]$, während für das Kompositionsgesetz $\widehat{[]} = [1] + [2] + [3]$ gilt, weil im Fall der Schirmfelder immer ${}^2\overline{Q}_{(bb)} = {}^2\overline{O}$ ist.

Dieses Bild einer R_6 -Struktur der Materie gilt jedoch nur, solange das betreffende Materievolumen in einem Bezugssystem C_0 mit $v = 0$ ruht. Wird diese Materie dagegen mit $v > 0$ relativ zu C_0 im R_3 bewegt, und wird sie nunmehr auf das bewegte System $C(v)$ (ein Inertialsystem mit $v = \text{const}$) bezogen, dann gilt für den Übergang $C_0 \rightarrow C$ nach II., 2. eine reguläre Koordinatentransformation der orthogonalen

Affinitätsmatrix $\hat{C}(R_6)$ mit $rg\hat{C} = 6$, deren Elemente, aber wie auch diejenigen des R_4 -Abschnittes $\hat{B}$ oder $\hat{A}_-$ als imaginäre Drehung gegen x_4 aufgefaßt werden können. Wenn es aber in $\widehat{[]}$ zu einer derartigen Drehung der Partialstrukturen $[1]$, $[3]$ gegen die Struktur $[2]$ kommt, dann muß im R_3 , bezogen auf C_0 , eine Pseudostruktur $(+\bar{3})$ erscheinen, jedoch nicht bezogen auf das Ruhesystem der relativ bewegten Materie. Wird hingegen die Materie beschleunigt bewegt, also die Relativgeschwindigkeit im Betrag und (oder) der Richtung zeitlich geändert, dann muß $(+\bar{3}) \rightarrow (+3)$ als reale Feldstruktur auch im beschleunigten System der bewegten Materie erscheinen, doch kann es sich bei diesem Schirmfeld $(+3) \triangleq [12]$ nur um einen Komponententyp des statischen b -Feldes handeln, der keine Energie übertragen kann, und das Kompositionsfeld ist in der Form $\widehat{[]} = [1] + [3] + [2] + [12]$ zu ergänzen. Allerdings muß beachtet werden, daß $[12] \triangleq (+3)$ hier $\left[\begin{smallmatrix} 12 \\ 12 \end{smallmatrix}\right]_+ + \left[\begin{smallmatrix} 21 \\ 21 \end{smallmatrix}\right]_+ = [12]$ als Summe der beiden möglichen Schirmfelder wegen der Entsprechung zu $(+3)$ verstanden werden muß. Zur Beschreibung dieser durch $\dot{v} \neq 0$ verursachten Struktur $[12]$ kommt die synmetronische Fundamentalbeziehung (58) mit (58a) in Betracht, doch muß dabei berücksichtigt werden, daß für Schirmfelder keine Koppelungstensoren existieren können. Unter diesen Voraussetzungen wird (58) für $[12]$ hinsichtlich der Summanden zu

$$(K_{(ab)}^{(ab)} + D_{(ab)}^{(ab)}); \left[\begin{smallmatrix} ab \\ -+ \\ ab \end{smallmatrix}\right]_+ = \bar{\lambda}_{(ab)}^{(ab)} \times \left[\begin{smallmatrix} ab \\ -+ \\ ab \end{smallmatrix}\right]_+, \quad \text{wenn die Indizierung}$$

$(ab) \triangleq (12)$ oder $(ab) \triangleq (21)$ die beiden Komponenten von $[12]$ kennzeichnet. Setzt man mit der laufenden Metronenziffer n für die Komponenten der Kondensorwirkungen in $(+3)$ die metronischen Funktionen $\left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ m \end{smallmatrix}\right]_{(12)}^{(12)}; n = G_{km}^i$ und $\left[\begin{smallmatrix} i \\ k \ m \end{smallmatrix}\right]_{(21)}^{(21)}; n = H_{km}^i$, aber $\bar{\lambda}_{(12)}^{(12)} = \bar{\lambda}^{(1)} = \bar{\lambda}$ oder $\bar{\lambda}_{(21)}^{(21)} = \bar{\lambda}^{(2)} = \bar{\lambda}'$ (wahlweise), dann ergibt sich für die

$$\begin{aligned} & \text{Komponentendarstellungen } \check{\partial}_m G_{kp}^i - \check{\partial}_p G_{km}^i + G_{sm}^i G_{kp}^s - G_{sp}^i G_{km}^s + \\ & + \underline{D}_p; G_{km}^i = \underline{\lambda}_p G_{km}^i \text{ und } \check{\partial}_m H_{kp}^i - \check{\partial}_p H_{km}^i + H_{sm}^i H_{kp}^s - H_{sp}^i H_{km}^s + \\ & + \underline{D}'_p; H_{km}^i = \lambda'_p H_{km}^i, \text{ wenn die Kürzung für } \bar{\lambda}_{(ab)}^{(ab)} \text{ auch für den Selekt-} \end{aligned}$$

tor $D_{(ab)}^{(ab)}$ verwendet wird. Bildung der Matrixspur in $i = k$ und Verwendung von $\varphi_m^{(1)} = G_{km}^k$ bzw. $\varphi_m^{(2)} = H_{km}^k$ liefert dann wegen $G_{sm}^k G_{kp}^s - G_{sp}^k G_{km}^s = H_{sm}^k H_{kp}^s - H_{sp}^k H_{km}^s = 0$ als Folge des Summationsprozesses $\check{\partial}_m \varphi_p^{(b)} - \check{\partial}_p \varphi_m^{(b)} = \lambda_p^{(b)} \varphi_m^{(b)} - D_p^{(b)}; \varphi_m^{(b)}$ für $b = 1$ und $b = 2$. Hierin würde $\varphi_m^{(1)} + \varphi_m^{(2)} = \varphi_m$ der induzierten Kombination [12], also (+3) entsprechen, während der Einfluß der Triade (+ (127)), also [1], [2] und [3] in den Selektoren $D_m^{(b)}$ enthalten ist. Summation der beiden Metronddifferentiale für $b = 1$ und $b = 2$ liefert also $\check{\partial}_m \varphi_p - \check{\partial}_p \varphi_m = \lambda_p^{(1)} \varphi_m^{(1)} + \lambda_p^{(2)} \varphi_m^{(2)} - D_p^{(1)}; \varphi_m^{(1)} - D_p^{(2)}; \varphi_m^{(2)}$. Wegen der geforderten zeitlich stationären Eigenschaften des betrachteten Systems (+ (127)) und der (+3)-Induktion als [12] muß φ_m allein eine Funktion des metronischen R_3 -Koordinatenrasters sein, so daß $\check{\partial}_p \varphi_m = 0$ für alle $p \geq 4$ gilt. Umgekehrt müssen dann auch die $\varphi_p = \text{const}(R_3)$ für $p \geq 4$ sein, so daß auch $\check{\partial}_k \varphi_p = 0$ für $k \leq 3$ und $p \geq 4$ gilt. Damit werden aber die $\check{\partial}_i \varphi_k - \check{\partial}_k \varphi_i$ mit dem normierten Orthogonalsystem $\vec{e}_i \vec{e}_k = \delta_{ik}$ der R_3 -Koordinaten zu den ROT-Komponenten des R_3 -Feldes $\overline{\varphi}$, während $D_i^{(1)}; \varphi_k^{(1)} + D_i^{(2)}; \varphi_k^{(2)} = F_{ik} = -F_{ki}$ zu einem antisymmetrischen R_3 -Tensor wird. Ganz entsprechend gilt aber auch $\lambda_i^{(b)} \varphi_k^{(b)} = (\overline{\lambda}^{(b)} \times \overline{\varphi}^{(b)})_{ik}$, so daß der Zusammenhang für (+3) als Induktion durch einen metronischen R_3 -Rotor gemäß $ROT \overline{\varphi} = \overline{\lambda}^{(1)} \times \overline{\varphi}^{(1)} + \overline{\lambda}^{(2)} \times \overline{\varphi}^{(2)} - {}^2\overline{F}$ geschrieben werden kann. Dieser Zusammenhang gilt im zweiten Gültigkeitsbereich hoher Metronenziffern. Beim Übergang in den dritten Bereich kommt es zum infinitesimalen Limes $\tau \rightarrow 0$, und dies müßte den Übergang liefern $\overline{\lambda}^{(1)} \times \overline{\varphi}^{(1)} + \overline{\lambda}^{(2)} \times \overline{\varphi}^{(2)} - {}^2\overline{F} \rightarrow \vec{A} \times \vec{u} - \vec{f} \times \vec{W}$, wo $\vec{A}$ den diskreten Stufen von [12] in diesem Bereich entspricht, während die übrigen Faktoren polare R_3 -Vektorfelder sind. Im makromaren vierten Gültigkeitsbereich wird das Korrespondenzprinzip zum Kontinuum wirksam, so daß dieser Ausdruck gemäß $\vec{A} \times \vec{u} - \vec{f} \times \vec{W} \rightarrow \vec{x} \times \vec{y}$ zum einfachen Vektorprodukt von zwei polaren makromaren R_3 -Vektorfeldern wird. Mithin kann $\vec{x} \times \vec{y} = \lim_{\tau \rightarrow 0} ROT \overline{\varphi} = \text{rot} \lim_{\tau \rightarrow 0} \overline{\varphi}$ für den

Limes geschrieben werden, wobei $\bar{\varphi}$ einerseits aus den beiden Komponenten von [12] gemäß $\bar{\varphi} = \bar{\varphi}^{(1)} + \bar{\varphi}^{(2)}$ zusammengesetzt ist, doch kann $\bar{\varphi}$ auch auf $(+2)$ und $(+(17))$ der Triade $(+(127))$ in Form der metronischen Vektorfeldfunktionen $\bar{\varphi}(+2)$ und $\bar{\psi}(+(17))$ bezogen werden, weil die R_3 -Projektion des $(+1)$ in das stratonische Nahwirkungsfeld $(+7)$ übergeht. Hier muß allerdings berücksichtigt werden, daß $\bar{\varphi} + \bar{\psi} \neq \bar{\varphi}$ nicht direkt mit $\bar{\varphi}$ verglichen werden kann. Handelt es sich bei der Betrachtung um eine rotationssymmetrische begrenzende Fläche und erfolgt $\vec{v} \neq \vec{0}$ stationär mit $\vec{v} = \text{const}$ und $|\vec{v}| = \text{const}$ als Rotationsbewegung, derart, daß die Drehachse mit der Symmetrieachse zusammenfällt, dann wird $\bar{\varphi} + \bar{\psi}$ identisch mit der Änderung von $\bar{\varphi}$ mit dem Höhenwinkel η und dem Längengrad λ auf der rotationssymmetrischen Oberfläche. Es kann also

$\delta_\eta \delta_\lambda \bar{\varphi} = \bar{\varphi} + \bar{\psi}$ oder $\bar{\varphi} = SS(\bar{\varphi} + \bar{\psi}) \delta\eta \delta\lambda$ gesetzt werden. Hierin ist aber $\bar{\varphi} + \bar{\psi} = \text{const}$ hinsichtlich η und λ , also $\bar{\varphi} = (\bar{\varphi} + \bar{\psi}) SS \delta\eta \delta\lambda$. Infinitesimal gelten aber die Intervalle $0 \leq \eta \leq \pi$ und $0 \leq \lambda \leq 2\pi$, so

daß der Limes $\lim_{\tau \rightarrow 0} SS \delta\eta \delta\lambda = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} d\eta d\lambda = 2\pi^2 = a$ für den Fak-

tor in $\bar{\varphi} \rightarrow \bar{\varphi} + \bar{\psi}$ gebildet werden kann. Dies bedeutet aber, daß die beiden Grenzwerte $\tau \rightarrow 0$ in $\lim_{\tau \rightarrow 0} \bar{\varphi}$ Vektorfelder im R_3 (4. Gültigkeitsbereich) sind, die in der Form $\lim_{\tau \rightarrow 0} \bar{\varphi} = \vec{C}$ und $\lim_{\tau \rightarrow 0} \bar{\psi} = \vec{g}$ sol-

che Komponenten der b - und a -Hermetrie sind, die keine Energie übertragen können. Mit $\lim_{\tau \rightarrow 0} \bar{\varphi} = (\vec{C} + \vec{g})a$ wird also $a \text{rot}(\vec{C} + \vec{g}) =$

$= \vec{x} \times \vec{y}$, worin $\vec{C} \sim \vec{H}$ der magnetischen b -Komponente und $\vec{g} \sim \vec{\mu}$ dem Orthogonaltrajektorienfeld der gravitationsdynamischen Beziehung $\text{rot} \vec{\mu} \sim \alpha \vec{G} + \sigma \vec{v}$ nach (*) proportional ist. Nimmt man an, daß $\vec{\mu}$ und $\vec{H}$ nicht in irgendwelchen Zusammenhängen stehen, dann wäre neben $\text{rot} \vec{g} \sim \alpha \vec{G} + \sigma \vec{v}$ auch $\text{rot} \vec{C} \sim \epsilon_0 \vec{E} + \varrho \vec{v}$ nach der Elektrodynamik gültig, wenn der Massendichte σ (mit $\vec{v}$ bewegt) eine elektrische Ladungsdichte ϱ zugeordnet wird (als Quelle der elektrischen Komponente $\vec{E}$ der b -Hermetrie). Wird nun die vor-

ausgesetzte zeitliche Stationarität angenommen, dann bedeutet dies $\vec{G} = \vec{0}$ und $\vec{E} = \vec{0}$, während $|\vec{v}| = \text{const}$ hinsichtlich t nur die Richtung ändert, nicht aber den Betrag. Da in $\text{arot}(\vec{C} + \vec{g}) = \vec{x} \times \vec{y}$ die Vektorfelder als physikalische Größen gleiche Dimensionierungen haben müssen, kommen in $\vec{C} \sim \vec{H}$ und $\vec{g} \sim \vec{\mu}$ nur die Proportionalitätsfaktoren $\sqrt{\mu_0}$ und $\sqrt{\beta}$ in Betracht; wenn β die unbekannte Naturkonstante im Ausbreitungsgesetz gravitativer Feldstörungen $\text{div grad } \vec{p} + \alpha \beta \ddot{\vec{p}} = \vec{0}$ ist (nicht mit β aus (105a) zu verwechseln). Man hat also $\vec{C} = \vec{H} \sqrt{\mu_0}$ und $\vec{g} = \vec{\mu} \sqrt{\beta}$ zu setzen, was einerseits mit $\vec{G} = \vec{0}$ und $\vec{E} = \vec{0}$ die Beziehungen $\text{rot } \vec{C} = \varrho \vec{v} \sqrt{\mu_0}$ und $\text{rot } \vec{g} \sim \sim \sigma \vec{v} \sqrt{\beta}$, also $\text{arot}(\vec{C} + \vec{g}) = \vec{v}(\varrho \sqrt{\mu_0} + \sigma \sqrt{\beta})$ liefert, und andererseits mit $\text{arot}(\vec{C} + \vec{g}) = \vec{x} \times \vec{y}$ verglichen $\vec{x} \times \vec{y} = \vec{v}(\varrho \sqrt{\mu_0} + \sigma \sqrt{\beta})$ ergibt. Hier erscheint also $\vec{v}$ als Vektorprodukt von zwei polaren Vektoren, was aber eine Rotationsbewegung kennzeichnet. Ist $\vec{r}$ der Radiusvektor dieser Bewegung und $\vec{\omega}$ ihre Kreisfrequenz, dann gilt $\vec{v} = \vec{r} \times \vec{\omega}$. Da ein mit $\vec{\omega}$ rotierendes Ladungsfeld ϱ als Kreisstrom auf jeden Fall ein Magnetfeld induziert, werde unterstellt, daß es in der Massenverteilung σ überhaupt keine freien nicht kompensierten Ladungen gibt, so daß $\varrho = 0$ gesetzt werden darf. Damit ergibt sich aber aus $\text{arot}(\vec{C} + \vec{g}) = \vec{x} \times \vec{y}$ der einfache phänomenologische Zusammenhang $\text{arot}(\vec{H} \sqrt{\mu_0} + \vec{\mu} \sqrt{\beta}) = (\vec{r} \times \vec{\omega}) \sigma \sqrt{\beta}$, in welchem von β nur $\beta \neq 0$ bekannt ist. Unterstellt man $\beta = -\underline{\beta} < 0$, dann würde sich für das Ausbreitungsgesetz gravitativer Feldstörungen zwar die transversale Wellengleichung $\text{div grad } \vec{p} = \alpha \beta \ddot{\vec{p}}$ mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit $\omega^2 \alpha \underline{\beta} = 1$ ergeben, doch würde wegen $\sqrt{\beta} = i \sqrt{\underline{\beta}}$ die Rotorbeziehung komplex mit dem Realteil $\text{rot } \vec{H} = \vec{0}$ und dem Imaginärteil $\text{arot } \vec{\mu} = \sigma \vec{r} \times \vec{\omega}$, was für $\vec{G} = \vec{0}$ und $\vec{E} = \vec{0}$ sowie $\varrho = 0$ dem gravitations- und elektrodynamischen Gesetz entspricht. Unterstellt man hingegen $\beta > 0$, dann beschreibt $\text{div grad } \vec{p} + \alpha \beta \ddot{\vec{p}} = \vec{0}$ keine Wellengleichung, wohl aber eine R_4 -Potentialgleichung mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit ω des Potentials, doch bleibt die Rotorbeziehung reell, so daß in dieser phänomenologischen Gleichung sich im Fall $\beta > 0$ die Felder $\vec{H}$ und $\vec{\mu}$ wechselseitig bedingen. Es sei bemerkt, daß $\beta > 0$ die reelle Hilfskonstruktion des R_{+4} bedingt, der

aber im Fall $\beta < 0$ ebenfalls zu einem Minkowski-Raum würde. Unabhängig von dieser Entscheidung hinsichtlich β bleibt aber die Strukturuntersuchung und die Nichthermiteizität des R_4 erhalten, doch könnte über $\beta > 0$ oder $\beta < 0$ durch eine empirische Untersuchung von $a \operatorname{rot}(\vec{H}\sqrt{\mu_0} + \vec{\mu}\sqrt{\beta}) = (\vec{r} \times \vec{\omega}') \sigma \sqrt{\beta}$ entschieden werden. Ist $\beta > 0$, dann müßte eine mit $\omega' = \text{const}$ rotierende Masse der Dichte σ ein Feld $\vec{H}$ trotz $\omega' = \text{const}$ verursachen, was für die Hilfskonstruktion des R_{+4} die Zeitkoordinate $x_{+4} = \omega t$ bedeuten würde. Entsteht auf diese Weise $\vec{H}$ nicht, dann wäre $\beta < 0$ und $x_{+4} = i\omega t$. Wenn auch $\vec{\mu}$ phänomenologisch eine völlig andere Struktur als $\vec{H}$ darstellt, bedingen sich dennoch im Fall $\beta > 0$ beide Felder wechselseitig, so daß es sinnvoll erscheint, $\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{\mu} \sqrt{\beta \mu_0}$ für

die magnetometrisch relevante Kraftflußdichte in Teslaeinheiten $[T]$ oder Gauß $[G]$, also $a \operatorname{rot} \vec{B} = (\vec{r} \times \vec{\omega}') \sigma \sqrt{\beta \mu_0}$ zu setzen.

Ist w die Zahl der Umdrehungen pro Zeiteinheit, dann gilt für die Kreisfrequenz $\omega' = 2\pi w$ oder formal $\vec{\omega}' = 2\pi \vec{w}$, also $a \operatorname{rot} \vec{B} = 2\pi \sqrt{\beta \mu_0} \sigma (\vec{r} \times \vec{w})$. Hierin kann β aus $\operatorname{div} \operatorname{grad} \vec{p} + \alpha \beta \ddot{\vec{p}} = \vec{0}$ ermittelt werden, weil $\omega^2 \alpha \beta = 1$ die Ausbreitungsgeschwindigkeit gravitativer Feld- oder Potentialstörungen in jedem Fall ist. Unterstellt man, daß nach (10) die Konstanten $64\pi\gamma\alpha = 3$ und $3\omega = 4c$ richtig bestimmt sind, dann folgt $c^2\beta = 12\pi\gamma$ unmittelbar aus $\omega^2\alpha\beta = 1$. Sind diese Konstanten dagegen falsch bestimmt (was auf die vorangegangenen Darlegungen keinen Einfluß hätte), das heißt, würde für das Gravitationsfeld trotz $m(r)$ nach (11) die Poissonfassung, also $8\pi\gamma\alpha' = 1$ und $\omega = c$ gelten, dann würde sich $c^2\beta' = 8\pi\gamma$ oder $3\beta' = 2\beta$ ergeben. Damit kann aber unter Verwendung von $a = 2\pi^2$ eine Naturkonstante $\pi c A = \sqrt{3\pi\gamma\mu_0}$ oder $\pi c A' = \sqrt{2\pi\gamma\mu_0}$ beschrieben werden, so daß $A' = A \sqrt{2/3}$ gilt. Mit dieser abgeleiteten Konstante ergibt sich dann die integrierbare Fassung,

$$\operatorname{rot} \vec{B} = 2A\sigma(\vec{r} \times \vec{w}), \quad \pi c A = \sqrt{3\pi\gamma\mu_0} = \pi c A' \sqrt{3/2} \quad (106),$$

die eine magnetometrische Untersuchung bei hinreichender Empfindlichkeit des Magnetometers gestatten müßte. Ergibt sich trotz hoher und ausreichender Empfindlichkeit stets $\text{rot} \vec{B} = \vec{0}$, dann würde dies $\beta < 0$ bedeuten, während $\text{rot} \vec{B} \neq \vec{0}$ auf $\beta > 0$ hinweist. Bereits diese Entscheidung hätte verschiedene Konsequenzen hinsichtlich einer Gravitationsdynamik. Im Fall $\beta > 0$ wäre bei quantitativer Vermessung von $\text{rot} \vec{B} \neq \vec{0}$ auch eine Entscheidung für A oder A' denkbar.

Soll der Verlauf von $\vec{B}$ im Innern, auf der Oberfläche und in der äußeren Umgebung eines sich drehenden rotationssymmetrischen Körpers untersucht werden, dann empfiehlt es sich, die Integration der Beziehung (106) unter Verwendung der Legendreschen Polynome über eine Entwicklung in Kugelfunktionen durchzuführen. Im folgenden ist dies nicht erforderlich, denn es werde in einer ersten Abschätzung angenommen, daß ein kugelförmiger Körper vom Radius $R = \text{const}$ mit $\omega = \text{const}$ rotiert, während die Materieverteilung in diesem Kugelvolumen mit $\sigma = \text{const}$ völlig isotrop ist. Auch soll $\varrho = 0$ sein und $\vec{B}$ soll nur an der Oberfläche dieser Kugel untersucht werden. Unter diesen Voraussetzungen werde weiter angenommen, daß das Kugelvolumen um eine Drehachse NS rotiert, so daß r als Abstand eines Oberflächenpunktes von der Drehachse, also der Radius eines Breitenkreises ist, für dessen Poldistanz der Winkel η verwendet werde. Weiter sei $\vec{F}$ die kreisförmige Schnittfläche eines Polmeridians, $\vec{s}$ eine diese Fläche begrenzende Linie, die dem Polmeridian parallel verläuft. Auf jeden Fall gilt $\vec{r} \perp \vec{\omega}$ und $\vec{F} \parallel (\vec{r} \times \vec{\omega})$, so daß sich differentiell $\text{rot} \vec{B} d\vec{F} = 2A\sigma(\vec{r} \times \vec{\omega}) d\vec{F} = \pm 2A\sigma\omega r dF$ oder integriert nach einem Integralsatz $\pm 2A \int \sigma \omega r dF = \int \text{rot} \vec{B} d\vec{F} = \oint \vec{B} d\vec{s}$ ergibt. Offensichtlich ist $\vec{B} = \vec{B}_H + \vec{B}_V$ aus einer Horizontalintensität $\vec{B}_H \parallel d\vec{s}$ und einer zu ihr normalen Vertikalintensität $\vec{B}_V \perp \vec{B}_H$ zusammengesetzt, so daß $\oint \vec{B} d\vec{s} = \oint \vec{B}_H d\vec{s} = \pm 2A \int \sigma \omega r dF$ oder nach totaler Differentiation $\vec{B}_H = \pm 2A\sigma\omega \frac{dF}{ds}$ folgt. Diese Diffe-

rentiation ist möglich, weil im kugelsymmetrischen Fall $dF \sim d\eta$ gilt. Wegen des doppelten Vorzeichens kann sich dF nur auf die Schnittfläche eines Halbmeridians (NS) beziehen, so daß im Fall der Kugelsymmetrie $2dF = R^2 d\eta$ und $ds = R d\eta$ mit $0 \leq \eta \leq \pi$, oder

$\frac{dF}{ds} = R/2$ einzusetzen ist. Schließlich gilt noch mit der Poldistanz η

für ein Breitenparallel $r = R \sin \eta$, also für die Horizontalintensität $\underline{B}_H = \pm A \sigma R^2 w \sin \eta$. Hierin ist $\sigma R^2 w = D$ die Drehimpulsdichte der rotierenden Masse, so daß die Kurzform $\underline{B}_H = \pm AD \sin \eta$ verwendet werden kann. Da wegen des doppelten Vorzeichens $\underline{B}_H$ auf den beiden Halbmeridianen eines Großkreises gegenläufig ist, muß das Verhältnis $\underline{B}_V : (2 \underline{B}_H)$ identisch sein mit $\operatorname{ctg} \eta$, was für die Vertikalintensität $\underline{B}_V = 2 \underline{B}_H \operatorname{ctg} \eta = \pm 2 AD \cos \eta$ ergibt, während die Totalintensität als Vektorsumme $\vec{B} = \vec{B}_V + 2 \vec{B}_H$ aufzufassen ist. Wegen $\vec{B}_V \perp \vec{B}_H$ gilt $B^2 = \underline{B}_V^2 + 4 \underline{B}_H^2 = 4 A^2 D^2 (\cos^2 \eta + \sin^2 \eta)$, also $\pm \underline{B} = 2 AD$. Schließlich kann noch gemäß $\eta + \varphi = \pi/2$ die Poldistanz durch den Breitengrad φ ausgedrückt werden (bezogen auf den Äquator $\varphi = 0$), was zu $\sin \eta = \cos \varphi$ und $\cos \eta = \sin \varphi$, also zu den Beträgen $2 \underline{B}_H = \underline{B} \cos \varphi$ sowie $\underline{B}_V = \underline{B} \sin \varphi$ und $\underline{B} = 2 AD$ führt.

Die Entwicklung von $\underline{B}$ setzte voraus, daß das isotrope Kugelmateriale keine magnetischen Materialeigenschaften hat. Im allgemeinen Fall liegt jedoch einerseits eine magnetische Permeabilität μ vor (die in der Regel eine Ortsfunktion ist), während andererseits ein Teil der rotierenden Masse aus einem elektrisch neutralen Gasplasma gleicher Dichte bestehen kann, was bei astronomischen Objekten meist der Fall ist. Rotiert nun ein derartiges Plasma in dem primären permanenten Magnetfeld (106), dann muß dies einen hydromagnetischen Generatoreffekt zur Folge haben, d. h., im Plasma werden elektrische Sekundärströme induziert, deren Magnetfelder ihrerseits der induzierenden Ursache entgegenwirken, so daß auf diese Weise das permanente Primärfeld abgebaut werden kann. Schließlich besteht die Möglichkeit, daß ein sekundär induzierter Generatoreffekt vorübergehend ein entgegengesetzt polarisiertes Feld aufbaut, das aber wegen des jetzt latent wir-

kenden Primärfeldes wiederum zusammenbricht und das permanente Primärfeld erneut voll erscheint. In diesem allgemeinen Fall muß also neben μ noch ein Faktor S der Sekundärinduktion wirken, der als Zeitfunktion von den Werten 0 und 1 begrenzt wird und als Folge dieser Sekundärinduktionen langperiodische Säkularvariationen von $\underline{B}$ verursacht. Der nur für $\mu = S = 1$ geltende Wert $\underline{B}$ muß also durch die reale Kraftflußdichte $B = \mu S \underline{B}$ ersetzt werden, worin immer $\mu > 0$ gilt, während S im Intervall $0 \leq S(t) \leq +1$ zeitliche Änderungen erfährt, wenn die rotierende Masse zum Teil aus einem Gasplasma besteht. Damit wird die Lösung von (106) unter den genannten Voraussetzungen beschrieben durch

$$\begin{aligned} 2B_H &= B \cos \varphi, & B_V &= B \sin \varphi, & B &= 2AD\mu S(t), \\ D &= \sigma R^2 w, & \mu(x_1, x_2, x_3) &> 0, & 0 &\leq S(t) \leq +1 \end{aligned} \quad (106a).$$

Die Beziehung (106a) könnte eventuell zu einer empirischen Überprüfung verwendet werden. Einsetzen der Naturkonstanten γ, μ_0 und c liefert zunächst numerisch $A \approx 2,984687 \cdot 10^{-17} [mA^{-1}s^{-1}]$. Man könnte als Versuchsobjekt (mehr im Rahmen einer qualitativen Untersuchung) die Meßdaten des geomagnetischen Feldes verwenden; denn wegen der Tagesrotation und der approximativ kugelförmigen Gestalt erfüllt der Planet Erde zumindest in grober Näherung die Bedingungen von (106a). Allerdings ist σ nicht konstant, weil geophysikalisch (seismisch) ein Schalenaufbau der Erde nachgewiesen wurde, derart, daß σ von der äußeren Kruste (Frakturzone) über die innere Kruste, den Erdmantel, dem äußeren Erdkern bis zum inneren Erdkern ansteigt, doch ist näherungsweise $\sigma(r)$ symmetrisch. Mit der mittleren geophysikalisch festgestellten Dichte σ der Erde $\sigma_e \approx 5517 [kgm^{-3}]$ sowie dem Normalradius $R_e = 6,371229315 \cdot 10^6 [m]$ vom Erdmittelpunkt und w_e der Tagesdrehung kann dann B der Erde ermittelt werden. Der Wert w_e muß aus dem Sterntagumlauf $\frac{1}{w_e} = 86164,09 [s]$ bestimmt werden, so daß sich numerisch für die Drehimpulsdichte der

Erde $D_e = \sigma_e R_e^2 \omega_e \approx 5,1982 \cdot 10^{12} [kgm^{-1}s^{-1}]$ ergibt. Mit A folgt dann für das geomagnetische Permanentfeld $B_e \approx \mu S(t) \cdot 1,552 [G]$. Da mit Ausnahme einer i. B. auf die gesamte Erdmasse nur überaus geringen Materialmenge die äußere Frakturzonenschicht unter dem Curie-Punkt; aber der weitaus größere Teil der Erdmasse mehr oder weniger stark über diesem Curie-Punkt liegt, kann global $\mu \approx 1$ angenommen werden. Wäre $S = 1$, dann müßte $B_e = 1,552 [G]$ sein, was aber dem mittleren geomagnetischen Meßwert auf keinen Fall entspricht, für den $B_M \approx 0,626 [G] < B_e$ angegeben wird. Aus diesem Grunde muß wegen $S < 1$ geschlossen werden, daß es geomagnetische Säkularvariationen gibt, d. h., es scheint der Schluß gerechtfertigt, daß zumindest der äußere Erdkern sich im Zustand eines Gasplasmas befindet. Es wäre nach dieser Schlußweise für den gegenwärtigen S -Faktor $S_g = 0,403$ anzunehmen, was sich durchaus mit den Messungen paläomagnetischer Gesteinsremanenzen deckt, die empirisch tatsächlich auf $B_{\max}$ zwischen 1,2 und 1,6 Gauss hinweisen. Dies ist wiederum mit dem theoretischen Wert $B_e \approx 1,552 [G]$ bei $\mu = S = 1$ verträglich. Nicht verstanden werden kann hingegen mit (106a) die Umpolung des geomagnetischen Feldes und die zeitlich variable Deklination zwischen Feld und Drehimpulsachse der Erde, ein Sachverhalt, der ebenfalls aus den Richtungen paläomagnetischer Gesteinsremanenzen ablesbar ist. Es wäre jedoch denkbar, daß die Sekundärinduktionen S des permanenten Primärfeldes einen Generatoreffekt tertiärer Art in der Grenzschicht zwischen Erdmantel und äußerem Erdkern anregen, dessen Feld sich zeitlich auch in der Richtung verändert, wenn sich zeitlich die geometrische Form dieser Grenzschicht ändert. Zugleich müßte hier wahrscheinlich noch die Geodynamik der Plattentektonik in der äußeren Erdkruste berücksichtigt werden. Auch müssen hier lokale Variationen des Feldes auftreten, weil die Temperatur dieses Materials unter dem Curie-Punkt liegt, was spezifische Variationen von μ zur Folge haben muß. So kann $\mu \gg 1$ über Fe_3O_4 -Lagerstätten werden. Auch sind kurze Zeitvariationen durch externe Einflüsse induktiver Art (solarmagnetisches Feld oder geladene Partikelströme des Solarwindes) feststellbar, die jedoch mit (106) nichts zu tun haben.

Trotz des stark approximativen Charakters der Idealisierung irdischer Daten (z. B. isotrope Kugel statt Niveausteroïd mit anisotropem Dichteverlauf usw.) erscheinen die theoretischen Daten mit dem tatsächlichen geomagnetischen Feld noch vergleichbar, zumal der tertiär induzierte Generatoreffekt völlig ungeklärt ist. Aus diesem Grunde könnte auf $\beta > 0$ geschlossen werden, und zwar mit allen Konsequenzen hinsichtlich der Gravitationsdynamik. Eine Entscheidung i. B. auf A oder A' erscheint auf dieser Basis jedoch unmöglich und zwar wegen der großen Unsicherheit der paläomagnetischen $B_{\max}$ -Bestimmung und der damit verbundenen Unsicherheit hinsichtlich des gegenwärtigen S -Faktors. Zur weiteren empirischen Überprüfung der Beziehung (106a) kämen die Magnetfelder stellarer Objekte in Betracht, deren Drehimpulsdichte astrophysikalisch ermittelt werden kann. So haben bereits im Jahre 1928 SWANN und LONGACRE⁽¹⁾ aus empirischen Gründen spekulativ eine Proportionalität zwischen magnetischer Kraftflußdichte und Drehimpulsdichte postuliert. In neuerer Zeit wurde es möglich, die Magnetfelder von Himmelskörpern und ihre Drehimpulsdichten verhältnismäßig gut in mehreren Fällen zu bestimmen. So gab SIRAG⁽²⁾ ebenfalls eine empirisch aufgebaute, aber theoretisch nicht hergeleitete Formel für derartige stellare Magnetfelder an, welche die empirischen Belange solcher Magnetfelder ebenso abdecken soll, wie beispielsweise hinsichtlich der kosmologischen Rotverschiebung und ihrer Anomalien die ebenfalls rein empirische von BELLERT⁽³⁾ vorgeschlagene Formel. Es sei hier vermerkt, daß sich diese, den astrophysikalischen Sachverhalten angepaßte empirische Beziehung unter der Voraussetzung $\mu = S = 1$ bis auf einen wenig relevanten Zahlenfaktor mit der hergeleiteten Beziehung (106a) deckt. So wird von (106a) mit $\mu = S = 1$ beispielsweise das solare Magnetfeld verhältnismäßig gut wiedergegeben, aber sehr gut dasjenige des Pulsars *Harx - 1,78 vir*. Es könnte sein, daß die extremen Eigenschaften solcher Pulsare besonders gut die Approximationsbedingungen erfüllen, unter denen (106a) entwickelt wurde.

(1) W. F. G. SWANN / A. J. LONGACRE: Franklin Inst. 206 (1928) S. 421

(2) S. P. SIRAG: Nature 278 (1979) S. 535

(3) BELLERT: Zeitschrift für Astrophysik 3 (1969) 2, S. 268

Unterstellt man $\beta > 0$ und damit (106), dann müßte es auch kosmische Magnetfelder geben, die auf die gravitativ bedingte Rotation kosmischer Systeme zurückgehen. Insbesondere müßte ein galaktisches Magnetfeld vom Typ (106a) existieren, weil die gesamte stellare, staub- und gasförmige galaktische Materie mit $v^2 \sim 1/r$ in Abständen $0 < r \leq R_G$ um ein galaktisches Zentrum gravitiert, wenn R_G der galaktische Radius ist. Die zirkuläre Geschwindigkeit liegt selbst bei $v_{\min}^2 \sim 1/R_G$ über der Schallgeschwindigkeit des kosmischen intergalaktischen Gases, so daß die gasförmige galaktische Materie in Wechselwirkung mit dem intergalaktischen Gas zirkulär umlaufende galaktische Verdichtungsfronten mit $v^2 \sim 1/r$ ausbildet. Wenn nun diese gasförmige Materie durch den Einfluß stellarer Strahlung ionisiert ist und darüber hinaus ein galaktisches Magnetfeld vom Typ (106a) wirkt, dann würde durch den induktiven Einfluß des Feldes auf die mit v zum Feld normal bewegte elektrisch geladene Materie wegen $v \sim r_m \neq r$ diese Materie mit v auf einen anderen Abstand r_m vom galaktischen Zentrum gebracht. Dies würde aber bedeuten, daß in irgend einem Abstand r die gasförmige elektrisch geladene Materie der zirkulären Verdichtungsfronten sich mit einer Geschwindigkeit $v' \neq v$ bewegt, so daß zwischen v' und der zirkulären Orbitgeschwindigkeit des Gravitationsfeldes ein Gangunterschied $V = |v' - v|$ entsteht, während dies für die kompakte stellare Materie nicht möglich ist. Durch $V \neq 0$ müssen also die Einzelsterne zeitweilig den Durchgang solcher Verdichtungsfronten erfahren. Hierbei könnte sich die interplanetare Gasdichte zwischen dem Zentralgestirn und einem Planeten um mehrere Zehnerpotenzen erhöhen, was wiederum eine gewisse Streuung des Sternenlichtes bedeutet, so daß um diesen Streubetrag möglicherweise die Solarkonstante des betreffenden Planeten zurückgeht. Im Fall des Planeten Erde kommt hinzu, daß das Magma unter der relativ dünnen Frakturzone durch radioaktive Zerfallsprozesse der letzten Elemente des periodischen Systems und wegen der geringen Wärmeleitfähigkeit des Erdkrustengesteins auf einer verhältnismäßig hohen Temperatur von einigen $10^3 K$ gehalten wird. Aus diesem Grunde ist anzunehmen, daß der Planet aus thermodynamischen

Gründen periodisch schwach seinen Durchmesser verändert (die Periodendauer mag einige 10^2 oder 10^3 Jahre betragen), so daß auch der ohnehin schwache Wärmestrom durch die schlecht leitende Frakturzone dieser Periodizität (mit entsprechenden Retardierungen) unterworfen ist. Wenn nun die angenommene galaktische Verdichtungsfront während des Minimums dieser Erdwärme (an der Oberfläche) das Planetensystem erreicht, dann wäre immerhin ein globaler Klimasturz denkbar, der in höheren Breiten unter geeigneten Umfeldbedingungen in wenigen Jahren eine Glazialperiode einleiten könnte. Ist b die Breite der Verdichtungsfront, dann müßte sich die Glazialperiode näherungsweise über die Zeit $t_g = b/V$ erstrecken, wobei t_g zwischen ca $6 \cdot 10^4$ bis zu $1,8 \cdot 10^5$ Jahren (zumindest im Quartär) liegen kann. Paläontologische und glaziologische Befunde würden sich beispielsweise im Bilde dieser Fronten so ausdrücken, daß ähnlich wie beim Abschluß des Perm eine sehr breite Front gegen Ausgang des Oberkretaniums eine langfristige Glazialperiode verursachte, die das Mesozoikum abschloß, und durch den Beginn des Eozän die Tertiärepoche einleitete. Später folgten dieser Front im Quartär vier lamellenartige schmale Fronten, welche die Zeitfolge der Minz-, Gündel-, Riß- und Würmeiszeit bedingen. Da die interplanetare Gasdichte beim Durchgang einer solchen Front stark erhöht und dieses Gas ionisiert ist, muß mit intensiven induktiv verursachten Variationen des geomagnetischen Feldes gerechnet werden, so daß der Abschirmeffekt dieses Feldes gegen extraterrestrische ionisierte Partikelstrahlung und damit der Aufbau eines Strahlungsgürtels (magnetische Flasche) ständig gestört wird. Auf diese Weise könnte ein erhöhter Anteil ionisierender Strahlung auf der Erdoberfläche in der Biosphäre die Mutationsraten der Genome erhöhen, wobei die betroffenen Organismen durch die glazialen Klimabedingungen zugleich einem starken Selektionsdruck ausgesetzt sein könnten.

Dieses kurz skizzierte Bild der Glazialperioden und ihrer Ursache $V \neq 0$, bedingt durch ein galaktisches Magnetfeld, ist nur dann als Hypothese diskutabel, wenn nachgewiesen werden kann, daß der Beginn einer Glazialperiode nicht langfristig und stetig erfolgt, sondern sprunghaft innerhalb weniger Jahre. Es wäre zu empfehlen, mikrosko-

pisch die Dünnschliffe paläoconchylogischen Materials aus geeigneten erdgeschichtlichen Epochen zu untersuchen; denn die Zuwachszonen sind eine Abbildung der jeweiligen Umgebungstemperatur. Allerdings könnten hier ozeanographische Änderungen des Bodenprofils im betreffenden Schelfmeer (nur Material aus solchen Schelfmeeren käme zur Untersuchung in Betracht, weil Klimaänderungen wohl den Grund der Flachsee, nicht aber der Tiefsee erreichen) Kaltwasserströme umleiten, wodurch ein kurzfristiger Klimasturz vorgetäuscht würde. Aus diesem Grunde müßte parallel hierzu fossiles Holz von Gymno- oder Angiospermen aus der gleichen Epoche untersucht werden, weil ein kurzfristiger Klimasturz an den letzten Jahresringen abgelesen werden kann. Da nur gymno- und angiosperme Bäume derartige Jahresringe ausbilden, muß sich die Untersuchung auf die letzten Glazialperioden beschränken, weil diese Flora erst im Tertiär entstanden ist. Ein Indiz für den sprunghaft kurzfristigen Beginn einer Glazialperiode könnte in der Tatsache gesehen werden, daß eine fossile Mammutherde unverwest in einem gegenwärtigen Permafrostgebiet aufgefunden wurde, die möglicherweise aus der Zeit des Beginns der letzten Glazialperiode stammt, und wahrscheinlich wegen der Kurzfristigkeit des Klimasturzes keine Ausweichmöglichkeit hatte.

Wird dieses auf (106) beruhende Modell astrophysikalischer Magnetfelder und irdischer Glazialperioden angenommen, dann könnte gefolgert werden, daß nicht jede radial umlaufende galaktische Verdichtung eine Glazialperiode verursachen muß. Vielmehr kommt es darauf an, daß durch eine hinreichend starke Streuung des Sonnenlichtes bei minimaler Erdwärme (bezogen auf die Oberfläche der Frakturzone) sich als Folge eines globalen Klimasturzes eine hinreichend große Schneedecke unter geeigneten Randbedingungen entwickelt, die einen sich dynamisch vertiefenden Kältepol (Prinzip der Rückkoppelung) ausbildet, weil H_2O neben einer hohen Wärmekapazität die Eigenschaft hat, im flüssigen Zustand ca. 10%, aber im festen Zustand ca. 90% des einfallenden Sonnenlichtes zu reflektieren.

Wenn aus diesen Grunde auch nicht jede Verdichtungsfront einen derartigen Klimasturz zu verursachen braucht, so kann sie dennoch das geomagnetische Feld durch externe Induktionen stark stören. Da in **(106a)** die Säkularvariation von $S = +1$ nach $S \rightarrow 0$ abfällt, könnte spekulativ angenommen werden, daß das zeitliche Zusammentreffen einer solchen radialen galaktischen Verdichtungsfront mit $S \approx 0$ in einem hinsichtlich der Erdgeschichte sehr kurzen Intervall die Neuausbildung des Feldes in umgekehrter Richtung erzwingt; denn in **(106a)** sind beide Vorzeichen möglich. Diese Spekulation gewinnt an Wahrscheinlichkeit, weil NEGI und TIWARI eine Variante der Fourier-Analyse (Rechteck- statt Sinusschwingungen) auf die Umpolereignisse des geomagnetischen Feldes während der letzten $5,7 \cdot 10^8$ Jahre anwandten und dabei in 10^6 Jahren die Regelmäßigkeiten mit Perioden von 285, 114, 64, 47 und 34 fanden. Dies läßt möglicherweise den Schluß auf externe Ursachen in Form von Dichteschwankungen auf dem galaktischen Orbit des Sonnensystems für die Umpolereignisse zu, wobei allerdings stets $S = 0$ synchron laufen müßte.

Die Ausführungen nach **(106a)** sollten nicht unbedingt als ein Dilettieren in fremde Fachgebiete, sondern eher als heuristische Anregungen aufgrund von **(106)** aufgefaßt werden.

Wegen der weittragenden Konsequenzen sollte **(106a)** nach Möglichkeit auch experimentell im Labor untersucht werden. Für derartige Experimente sollte eine hinreichend große isotrope Kugel (oder allgemeiner ein Rotationskörper) aus einem spezifisch schweren Material mit hinreichender mechanischer Festigkeit verwendet werden. Dieses Material sollte darüber hinaus ein elektrischer Isolator sein, damit die bei der Rotation mit ω auftretende Zentrifugalkraft nicht als ladungstrennende Kraft auf die Metallelektronen einwirkt und so ein rotationsbedingter äquatorialer Kreisstrom vermieden wird. Eine magnetometrische Messung wäre zweckmäßig wegen des Faktors 2 in **(106a)** i. B. auf B_V an einem der Drehpole durchzuführen; denn im Gegensatz zu B_H am Äquator $\varphi = 0$ würde sich am Drehpol bei $\varphi = \pi/2$, also $\sin \varphi = 1$ der Wert $B_V = 2AD\mu S$ als Maximalwert ergeben. Auch ist unter diesen Bedingungen immer $S = 1$ und $\mu \approx 1$. Ist A die

Empfindlichkeit eines zu verwendenden Magnetometers für statische Felder, dann wäre der Effekt **(106a)** meßbar, wenn $B_V > A$ ausfällt. Für die Drehimpulsdichte der Kugel ergibt sich nach Einsetzen von $B_V = 2\mu AD$ in die Meßbarkeitsbedingung

$$D > \frac{A}{2\mu A} \quad \textbf{(106b)}.$$

Evtl. könnte am Drehpol des Meßortes das Feld durch einen angebrachten kleinen Konus aus ferromagnetischem Material mit vernachlässigbarer Remanenz und $\mu \gg 1$ gebündelt werden. Sollte **(106b)** experimentaltechnisch so gut erfüllbar sein, daß einerseits $\beta > 0$ bestätigt und B_V mit hinreichend enger Toleranz quantitativ meßbar würde, dann könnte hierdurch auch über A oder A' , also über $3\omega = 4c$ oder $\omega = c$ entschieden werden.

4. Resonanzspektren und ihre Grenzen

Im Gegensatz zu der im Vorangegangenen untersuchten approximativ makromakren Beziehung zwischen Magnetfeld und mechanischer räumlicher Drehimpulsdichte beschreiben die Systeme (98) bis (102) offensichtlich einheitlich sehr fundamentale Eigenschaften derjenigen materiellen Elementarstrukturen, die als komplexe Kondensationen $M(c, d)$ aus den Partialspektren c und d von (27) als invariante Grundmuster der Protosimplexladung 1 aufzufassen sind. Einerseits können die Quantenzahlsätze der $1 \leq \nu \leq 12$ Multipletts (ν) unmittelbar nach (101) bis (101c) mit den empirischen Eigenschaften stabiler und metastabiler ponderabler Mq verglichen werden, was zu einer Interpretation aller Multiplettkomponenten $(\nu)_x$ mit $0 \leq x(\nu) \leq P_\nu$ führt. Andererseits zeigte sich, daß die zeitabhängigen $1 \leq j \leq 4$ Besetzungsziffern $n_j(t)$ der vier Konfigurationszonen für $n_j=0$ und $P=1$ unter Vernachlässigung der unbekannten Spinfunktion F_S nach (98b) bis (98d) in unerwartet guter Näherung die Masse des e^- für $k=1$ und diejenige des p für $k=2$ wiedergeben, wobei die geringfügige Abweichung allein auf $F_S \neq 0$ zurückgehen muß. Auch die empirisch feststellbare zeitliche Stabilität des Elektrons und Protons wird durch $n_j=0$ einsehbar, weil wegen $k=\text{const}$ die $Q_j(k)=\text{const}$ eine zeitlich konstante Gerüststruktur der Konfigurationszonen darstellen.

Aufgrund dieses Sachverhaltes erscheint es sinnvoll, zu untersuchen, ob es einheitliche Beziehungen gibt, die sozusagen als Auswahlregeln die zugelassenen Quadrupeln n_j aller Multiplettkomponenten $(\nu)_x$ aus der Gesamtheit aller überhaupt möglichen ganzzahligen Quadrupeln auswählen. Mit Sicherheit müssen die n_j dieser invarianten

Grundmuster ebenfalls Invariante sein, die von den Quantenzahlen der $(\nu)_x$ bestimmt werden; denn für diese Komponenten muß es ein Schema $\hat{I}(\nu x)$ der Form (102) geben, wobei die Indizierung (νx) auf die Zugehörigkeit zur Komponente $(\nu)_x$ hinweist.

Unter Verwendung der G_j aus (98d) und (98e) folgt aus (98e) hinsichtlich der η_j für das Bauprinzip der komplexen Kondensortermbezüglich ihrer Konfigurationszonen, wenn δ_j eine Änderung von $N_{(j)}$ in der Zone j kennzeichnet, $\delta_j G_j > G_{j+1}$, wobei j nur bis $j=3$ laufen kann. Hieraus folgt aber unmittelbar wegen $G_j \geq \delta_j G_j$, daß auch $\delta_j G_j \geq \delta_{j+1} G_{j+1}$ sein muß. Die Besetzungsziffern der Konfigurationszonen stehen also durch das Strukturprinzip

$$\delta_j G_j > G_{j+1}, \quad \delta_j G_j \geq \delta_{j+1} G_{j+1} \quad (107)$$

in einem durchgängigen Zusammenhang, d. h., die Besetzbarkeit der Zone j durch zusätzliche Protosimplexelemente wird durch die Zone $j=1$ bestimmt. Dieses allgemeine Strukturprinzip ist nicht an die spezielle Forderung der Protosimplexladung 1 gebunden, d. h., es gilt sowohl für die Terme $(\nu)_x$ der invarianten Grundmuster, als auch für evtl. homologe Terme dieser $(\nu)_x$ mit höheren Protosimplexladungen, die mit Sicherheit als c - und d -Partialspektren das Pseudokontinuum imponderabler a - und b -Strukturen in (27) und (27a) überlagern.

Da die $(\nu)_x$ nach (101) bis (101c) und (102) stets durch sechs Quantenzahlen als invariante Grundmuster dargestellt werden, könnte man diese $(\nu)_x$ als Gitterpunkte eines abstrakten sechsdimensionalen Gitters $V_6(k, P, Q, \kappa, C, q_x)$ auffassen, derart, daß jedes Schema $\hat{I}(\nu x)$ einen solchen Punkt kennzeichnet, doch ist V_6 wegen (99) bis (100b) kein Vektorraum. Wird dabei V_6 auf das nicht existierende Schema $\hat{I}(0) = 00 \begin{pmatrix} 00 \\ 00 \end{pmatrix}_g$ hinsichtlich der Entscheidung $\varepsilon = \pm 1$ bezogen, dann müßten die Übergänge $\hat{I}(0) \rightarrow \hat{I}(\nu x)$ einerseits durch eine Funktion des Musters $(\nu)_x$ beschreibbar sein, während andererseits der

Übergang zu diesem Gitterpunkt (von $\hat{f}(0)$ aus) die Änderung der Konfigurationszonenbesetzungen hinsichtlich der n_j beschreibt, wenn für den Bezugspunkt des Gitters der tiefstmögliche Wert der $N_{(j)}$ angenommen wird.

Die $Q_j = \text{const}$ bilden offensichtlich eine konstante Gerüststruktur, für welche stets $Q_j > 0$ gilt. Diese Forderung existiert jedoch nicht für die zeitlich variablen n_j , für die neben $n_j \geq 0$ durchaus auch $n_j < 0$ möglich werden kann, wobei diese «Antiprotosimplexelemente» entsprechende Elemente der Gerüststruktur auslöschen. Dies setzt jedoch für die $n_j < 0$ eine untere Schranke; denn da $N_{(j)}$ die ganze Zahl ist, welche die Protosimplexbesetzung der Konfigurationszone j bestimmt, muß $N_{(j)} \geq 0$ bleiben, weil $N_{(j)} < 0$ eine negative Besetzung des R_3 mit reellen Elementen bedeuten würde. Es gilt also $N_{(j)} = n_j + Q_j \geq 0$, so daß sich für die untere Schranke $(n_j)_{\min} = -Q_j$ ergibt. Dieses Minimum kennzeichnet also mit $N_{(j)} = 0$ den leeren R_3 , der im betrachteten Bereich keine $(\pm p)$ und auch nicht $(+7)$ enthält. Dies ist aber andererseits der durch $\hat{f}(0)$ ausgedrückte Zustand des irrealen V_6 -Bezugspunktes, so daß dieser Bezugspunkt im R_3 durch die Konfigurationsfreiheit $N_{(j)} = 0$ ausgedrückt werden kann. Da auf jeden Fall $\delta_4 N_{(4)} = 1$ ist, aber $j = 4$ mitgezählt werden muß, setzt sich die Änderung der M_p von $M_p(G_j = 0) = 0$ bei $N_{(j)} = 0$ und $G_j = 0$ (also im V_6 -Bezugspunkt) beim Übergang

$$\hat{f}(0) \rightarrow \hat{f}(vx) \text{ mit } \delta = \sum_{j=1}^4 \delta_j \text{ aus } \delta M(c, d) \text{ und einer Differenz}$$

Δ zusammen, für die im Bezugsbereich des leeren R_3 ebenfalls $\Delta = 0$ gelten muß, die aber das Abklingen der Externzone in $(+7)$ beschreibt. Diese Externzone $j = 4$ ist indes bei allen physikalischen Elementarstrukturen der c - und d -Formen hinsichtlich des Korrelationszentrums so geartet, daß in überaus guter Näherung der dritte Gültigkeitsbereich mit dem infinitesimalen Übergang $\tau \rightarrow 0$ anwendbar ist. Für die Externzone $j = 4$ in $(+7)$ bedeutet dies aber die Gültigkeit der Approximationen **(79b)** und **(79c)**, also den Verlauf $\mu_+ \exp(-\Delta N_{(4)})$, der aber für $N_{(4)} = 0$ im $V_{(6)}$ -Bezugspunkt den

Wert μ_+ liefert. Es soll daher

$\Delta = \mu_+ \exp(-AN_{(4)}) - \mu_+ = \mu_+ (\exp(-AN_{(4)}) - 1)$ vorgeschlagen werden. Es muß also eine Funktion $W(vx)$ in Abhängigkeit von den V_6 -Gitterpunkten invarianter Grundmuster geben, für welche andererseits der Übergang $\hat{I}(0) \rightarrow \hat{I}(vx)$ vom leeren R_3 zu den $n_j(vx)$ der Konfigurationszonen diejenigen $N_{(j)}(vx)$ liefert, welche als zugelassene Quadrupel den Zustand $(v)_x$ des betreffenden Gitterpunktes durch die Protosimplexkorrelationen in den j als ponderable Masse realisieren. Der Übergang $\hat{I}(0) \rightarrow \hat{I}(vx)$ wird also durch $W(vx)$ und der hierzu komplementäre Übergang von $N_{(j)} = 0$ nach $N_{(j)}(vx) > 0$ im R_3 durch $\delta M + \Delta$ beschrieben. Mithin gilt $\delta M + \Delta \sim W(vx)$ als Auswahlprinzip der den invarianten Grundmustern zugeordneten $n_j(vx)$. Aus Gründen der Vereinfachung soll im folgenden während der Deduktionen die Indizierung (vx) fortgelassen werden, sofern hierdurch keine Mehrdeutigkeiten entstehen. Verwendet man als Proportionalitätsfaktor μ_+ , dann gilt $\mu_+ W = \delta M + \Delta$, oder wenn $\delta_j N_{(k)} = \delta_j n_k = \delta_{jk}$ mit (98b) bis (98e) berücksichtigt wird

$$W = \sum_{j=1}^4 \alpha_j \delta_j G_j + \delta((1 - \alpha_-/\alpha_+)F_S + q\alpha_-/\alpha_+) + \exp(-AN_{(4)}) - 1$$

wegen $\alpha_j = \text{const}$ hinsichtlich der n_j . Von der unbekannten Funktion F_S ist nur bekannt, daß sie in irgendeiner Form von den Quantenzahlen der $(v)_x$ abhängt, auf keinen Fall aber von den n_j . Es ist also $\delta F_S = \delta q = 0$, während $\delta_1 G_1 = N_{(1)}^3$, ferner $\delta_2 G_2 = N_{(2)}^2$ sowie $\delta_3 G_3 = N_{(3)}$ und $\delta_4 G_4 = 1$ gilt, was mit $\alpha_4 = 1$ eingesetzt $\alpha_1(n_1 + Q_1)^3 + \alpha_2(n_2 + Q_2)^2 + \alpha_3(n_3 + Q_3) + \exp(-A(n_4 + Q_4)) = W$ liefert.

Die Gitterpunkte des V_6 gehören zu Multipletts aus jeweils $P + 1$ Termen $(v)_x$, die durch einen Isomorphismus hinsichtlich Q zu einem Isospinmultiplett verbunden sind. Dieser Isomorphismus gilt jedoch nicht für andere Termeigenschaften, wie die Zugehörigkeit zur c - oder d -Hermetrie bzw. die Trägheitsmasse. Mithin sind die n_j ebenfalls diesem Isomorphismus im Multiplett nicht unterworfen. Da aber W aus den Invarianten eines Gitterpunktes aufgebaut ist, entspre-

chen die n_j jedoch der Invarianz der Funktion W , die in ihrer Darstellung durch n_j und in Verbindung mit dem Strukturprinzip (107) jedem Punkt $(v)_x$ des V_6 -Gitters in eindeutiger Weise eine n_j -Quadrupel und somit einen Massenwert zuordnet, der als die zur Realisation des Grundmusters $(v)_x$ erforderliche Energie interpretiert werden kann. Aus diesem Grunde könnte $W(vx)$ als **Protosimplexgenerator** des Grundmusters $(v)_x$ bezeichnet werden.

Berücksichtigt man den Pseudosingulettcharakter des μ^- , dann gibt es nach (101) bis (101c) insgesamt 26 invariante Grundmuster $\hat{f}(vx)$ nach (102), also 26 Punkte des V_6 -Gitters. Da jedem dieser Punkte durch den Protosimplexgenerator eine n_j -Quadrupel eindeutig zugeordnet wird, gibt es zu V_6 ein komplementäres vierdimensionales Gitter $P_4(n_1, \dots, n_4)$, welches die zu den 26 real existenten V_6 -Gitterpunkten komplementären 26 P_4 -Gitterpunkte der n_j enthält. Dem irrealen Bezugspunkt $\hat{f}(0)$ des V_6 ist dann der Bezug auf den leeren R_3 als $n_j = -Q_j$ im P_4 -Gitter komplementär. Wegen dieser Komplementarität von V_6 und P_4 entspricht also jeder Verschiebung im V_6 eine solche im P_4 und umgekehrt.

In $W = \alpha_1 N_{(1)}^3 + \alpha_2 N_{(2)}^2 + \alpha_3 N_{(3)} + \exp(-AN_{(4)})$ ist die Abklingkonstante $A = A(k)$ offensichtlich allein vom jeweiligen k -Wert abhängig, weil $Q_4(k=1) \neq Q_4(k=2)$ ist. Wird die alternative Bezeichnung der Konfigurationszonen n, m, p und σ für n_1 bis n_4 zugleich verwendet, dann wäre festzustellen, daß der exponentielle Abklingterm im Protosimplexgenerator für die punktuelle σ -Besetzung durch das Abklinggesetz $\exp(-AN_{(4)})$ beschrieben wurde, weil diese σ -Besetzung im $(+7)$ -Feld liegt, dieses aber im dritten Gültigkeitsbereich $\tau \rightarrow 0$ durch (79b) und (79c) beschrieben wird. Für den σ -Term kann jedoch wegen $Q_4(k=1) < Q_4(k=2)$ nach (98b) nicht die Gültigkeit des Selektors $\delta^2 - 3\delta + () = 0$ gefordert werden, so daß der Limes ξ nicht existiert und $A \neq \ln \xi$ bleibt. Dies liegt daran, daß die Externzone σ in $(+7)$ sozusagen als Quellbereich von Korrespondenzfeldpotenzen anzusprechen ist (unabhängig von $N_{(4)} \geq 0$), deren Quellenfelder die $N_{(3)}$ -Besetzung der linearen p -Zone darstellen. Liegt für σ die Gerüststruktur $n_4 = 0$ vor, dann kann ange-

nommen werden, daß der σ -Term im Protosimplexgenerator so beschaffen ist, daß $\exp(-AQ_4)_{k=2} = 1/e$ gilt. Wegen (98b) wäre dann aber $\exp(-AQ_4)_{k=1} > 1/e$ zu fordern, so daß $(Q_4A)_{k=2} = 1$, also $A(2) = 1/15$ und $A(1) > 1/15$ ausfällt. Ist $z \geq 1$ eine positive ganze Zahl, dann könnte wegen $Q_4 = 1$ für $k = 1$ auch $(Q_4A)_{k=1} = z/15 < 1$ gesetzt werden, so daß die möglichen z -Werte im ganzzahligen Intervall $1 \leq z < 15$ liegen. Andererseits sollte $15/z$ gemäß $15 \text{ MOD } z = 0$ ganzzahlig sein, was z auf die Werte $z = 1$ sowie $z = 3$ und $z = 5$ beschränkt. Hier fällt $z = 1$ ebenfalls aus, weil dann Q_4A für die beiden möglichen k -Werte identisch würde. Die Entscheidung $z = 3$ oder $z = 5$ könnte heuristisch getroffen werden; denn die Konstante ξ bestimmte als Limes den Verlauf der Approximation des $(+7)$ -Feldes nach (79b) und (79c). Es ist aber $(2\xi - 1)^2 = 5$, nach (96b) so daß heuristisch die Wahl $z = 5$ und damit $(Q_4A)_{k=1} = \frac{1}{3}$ nahegelegt wird. Damit gilt aber für die beiden möglichen k -Werte $(Q_4A)_{k=1} = 1/3$ und $(Q_4A)_{k=2} = 1$, so daß diese beiden Beziehungen in der einfachsten Form durch $3Q_4A(k) = 2k - 1$ vereinheitlicht werden können. Für den Protosimplexgenerator gilt damit explizit

$$\alpha_1 N_{(1)}^3 + \alpha_2 N_{(2)}^2 + \alpha_3 N_{(3)} + \exp\left(-\frac{2k-1}{3Q_4} N_{(4)}\right) = W(vx).$$

Da für die beiden k -Werte die Gerüststruktur zeitlich konstanter Terme durch $n_j = 0$ beschrieben wird, wäre

$$\alpha_1 Q_1^3 + \alpha_2 Q_2^2 + \alpha_3 Q_3 + \exp\left(-\frac{2k-1}{3}\right) = g(k, q) = \text{const} \quad (\text{hin-}$$

sichtlich x_4) der **Basisanstieg** von $n_j = -Q_j$ nach $n_j = 0$ in dem zum V_6 -Gitter komplementären P_4 -Raster, so daß das Verhältnis

$W/g = w \neq 0$ als die **Strukturpotenz** des betreffenden Grundmusterterms $(v)_x$ im V_6 -Gitter zu interpretieren ist, die für $n_j = 0$ zu $w = 1$ wird und den Protosimplexgenerator mit dem Basisanstieg identisch macht. Es ist anzunehmen, daß diese Strukturpotenz w den beiden k -Werten entsprechend aus zwei Komponenten $\underline{w}_k$ additiv aufgebaut ist, die für $n_j = 0$ zu $\underline{w}_k = 0$ werden, so daß für den Ansatz der Strukturpotenz $w = 1 + (2-k)\underline{w}_1 + (k-1)\underline{w}_2$ vorgeschlagen werden soll.

Die so erarbeitete Darstellung des Protosimplexgenerators durch Basisanstieg und Strukturpotenz bezieht sich nur auf die Einheitsstrukturen invarianter Grundmuster der Protosimplexladung 1. Die kubische Gleichung des Protosimplexgenerators koordiniert zu jedem V_6 -Punkt eindeutig eine Quadrupel n_j im P_4 -Raster, die ihrerseits einem Massenterm $M(c, d)$ nach (98d) und (98e) ebenfalls in eindeutiger Form bedingt. Diese M wiederum entsprechen ihrerseits den Kondensortermen kompositiver Hermetrie aus (19) und genügen dem Äquivalenzprinzip $Mc^2 = E$, wodurch wiederum der energetische Charakter der $\bar{\lambda}[\]$ deutlich wird. Aufgrund dieser energetischen Äquivalenz sind aber alle metronischen Kondensationen energetisch anregbar, so daß es zu jedem der 26 Rasterpunkte des V_6 -Gitters hinsichtlich der zugeordneten $M(vx) = M(c, d)$ und der komplementären n_j -Quadrupel des P_4 -Gitters ein ganzes Spektrum möglicher Anregungen geben muß. Nach dem allgemeinen Quantenprinzip aller Wirkungen können derartige Anregungen nur den positiven ganzen Zahlen $N \geq 0$ entsprechen, derart, daß nur für $N = 0$ die 26 Rasterpunkte des V_6 die komplementären n_j im P_4 durch den Protosimplexgenerator darstellen, während das V_6 -Gitter durch $N > 0$ zu einem V_7 zu ergänzen ist, was sich auch durch einen Faktor am Protosimplexgenerator W ausdrücken muß. In diesem $V_7(V_6, N)$ gehört also zu jedem der 26 Rasterpunkte $N = 0$ ein ganzes Spektrum angeregter Zustände, die sich (empirisch mit Ausnahme von Q) in ihren Quantenzahlen nicht von den invarianten Grundmustern $(v)_x$ unterscheiden. Dieses Spektrum angeregter Zustände liefert im komplementären P_4 zu jedem Grundzustand $n_j(0)$ bei $N = 0$ ein komplementäres Spektrum von P_4 -Gitterpunkten $n_j(N)$, wobei jede dieser Quadrupeln eine vierfache Konturierung von Konfigurationszonen eines mit $N > 0$ angeregten Terms $(v)_x$ darstellt. Im P_4 -Gitter liegen also die $n_j(N)$ auf Linien über jedem Gitterpunkt $n_j(0)$ eines Grundzustandes, der zu einem Grundmuster $(v)_x$ komplementär ist. Wegen dieser Komplementarität und der Erhaltung der Dimensionszahl des P_4 -Gitters beim Übergang vom Komplementärgitter $V_6 \rightarrow V_7$ mit $N > 0$ muß es einen Faktor $F(N) \geq 1$ geben, der den Protosimplexgenerator W multiplikativ in

der Form $W(\nu x)F(N)$ erweitert, so daß auf diese Weise den von den Grundzuständen $n_j(0)$ ausgehenden P_4 -Rasterlinien der zu dem betreffenden Grundzustand gehörenden $n_j(N)$ als Anregungsniveaus Rechnung getragen wird.

$$\text{In } \alpha_1(n_1 + Q_1)^3 + \alpha_2(n_2 + Q_2)^2 + \alpha_3(n_3 + Q_3) + \\ + \exp\left(-\frac{2k-1}{3Q_4}(n_4 + Q_4)\right) = W(\nu x)F(N) \text{ mit } n_j = n_j(N) \text{ und}$$

$W = g_w$ mit $F(N) \geq 1$ für $N \geq 0$ erscheint F als eine Separationsfunktion wegen $F \geq 1$, die in der Form $F = 1 + f(N)$ durch eine Anregungsfunktion $f(N)$ dargestellt werden kann, wenn $f(0) = 0$ aber $f(N) > 0$ für $N > 0$ gilt. Wenn es möglich wird, aus W die Strukturpotenz $w = 1 + (2-k)\underline{w}_1 + (k-1)\underline{w}_2$ und f neben N auf die Quantenzahlen der zugehörigen invarianten Grundmuster $\hat{f}(\nu x)$ nach (102) zurückzuführen, dann wäre die kubische Beziehung des Protosimplexgenerators eine Auswahlregel der zugelassenen P_4 -Gitterpunkte aller überhaupt möglichen Anregungszustände auf der betreffenden P_4 -Linie, die vom Gitterpunkt des jeweiligen Grundzustandes ausgeht. Wegen der Ganzzahligkeit der N gibt es dann zu jedem Gitterpunkt des V_6 ein diskretes Anregungsspektrum, dessen Terme hinsichtlich M aus den eindeutigen Gitterpunkten n_j des P_4 als Konfigurationszonenstruktur aus dem jeweiligen Wert N (einschließlich $N=0$) numerisch ermittelt werden können. Dies würde aber bedeuten, daß empirische Fakten verwertbar werden. Auf jeden Fall muß f als energetische Anregungsfunktion neben $f(N) \geq 0$ mit $N \geq 0$ noch mit den N monoton ansteigen, was durch $\delta_N f > 0$ ausgedrückt wird. Die Beziehung (107) zeigt die innere Dynamik beim Anregungsprozeß durch f deutlich auf. So kann die Konfigurationszone j durchaus ihre Protosimplexbesetzung ändern, ohne die Zone $j-1$ zu beeinflussen; denn es gilt $\delta_{j-1} G_{j-1} > G_j$, so daß die ganzzahlige Bandbreite $\beta_j = \delta_{j-1} G_{j-1} - G_j$ für die mögliche Zahl von Anregungsstufen in j gegeben ist. So kann durch einen Anstieg von f die Bandbreite $\beta_j > 0$ als Folge der j -Anregung bis auf $\beta_j = 1$ zurückgesetzt werden, weil die Anregung in ganzzahligen Vielfachen der

Protosimplexäquivalente zum Energiemaß $4\mu\alpha_+c^2$ erfolgt und β_j ebenfalls ganzzahlig sein muß. Wird G_j bei $\beta_j = 1$ nur noch um eine Einheit erhöht, dann kommt es zu einer Umstrukturierung, weil die Dichte der Zone $j - 1$ höher liegt als diejenige der Zone j und diese höhere Dichte einer Konfiguration in $j - 1$ eine höhere Wahrscheinlichkeit hat als die geringere Dichte der Konfiguration in j . Bei $\beta_j = 0$ bricht also j mit $G_j = 0$ zusammen, während in $j - 1$ die Ziffer $n_{j-1} \rightarrow 1 + n_{j-1}$ um die Zahl 1 ansteigt. Die Zonen $j \geq 2$ können also bei der Anregung über f wegen der Bandbreiten $\beta_j > 0$ Besetzungsmaxima $\beta_j = 1$ erreichen um bei $\beta_j = 0$ zusammenzubrechen, wobei die tiefer liegende Zone $j - 1$ in der Besetzungsziffer um 1 angehoben wird. Bei diesem dynamischen Prozeß kann nur die Besetzung der Zentralzone $j = 1$ ständig ansteigen, doch ist dieser Anstieg nicht unbegrenzt, weil $n_1 \rightarrow \infty$ auch die Divergenz $G_1 \rightarrow \infty$ sowie $M(N) \rightarrow \infty$ mit $N \rightarrow \infty$ zur Folge hätte. Die Massen $M \rightarrow \infty$ bedeuten aber unendliche Selbstenergiepotentiale, die jedoch aus physikalischen Gründen als nicht existent ausgeschlossen werden müssen. Aus diesem Grunde muß es für die Zentralzone eine obere Schranke $(n_1)_{\max} = L_1 < \infty$ geben, die aber nach (107) auch obere Schranken der Zonenbesetzungen $(n_j)_{\max} = L_j < \infty$ mit $j \geq 2$ sowie eine solche der Anregung $N_{\max} = L_N < \infty$ im P_4 -Raster setzt, so daß stets die Linien der Anregungsspektren begrenzt sind und alle $M(N)$ der c - und d -Terme endlich bleiben. Da die Maximalbesetzung L_j einer Zone für L_N bei maximaler Anregung $f = f_{\max} = f(L_N) < \infty$ nicht weiter steigen kann und auch $j + 1$ maximal besetzt ist mit L_{j+1} , sind bei diesen Grenzbesetzungen alle Bandbreiten mit $(\beta_j)_{\min} = 0$, was die L_j kennzeichnet. Durch diese Bandbreiten und die ganzzahligen $N \geq 0$ wird also (107) unter Verwendung der Minima $(n_j)_{\min} = -Q_j$ ergänzt durch

$$\begin{aligned}
 j > 1, \quad \beta_j &= \delta_{j-1} G_{j-1} - G_j \geq 1, \quad \beta_j = 0, \\
 G_j &= 0, \quad n_{j-1} \rightarrow 1 + n_{j-1}, \quad j = 1, \quad \delta_1 G_1 > 0, \\
 -Q_j &\leq n_j \leq L_j < \infty
 \end{aligned} \tag{107a}$$

Diese Beziehung besagt offensichtlich, daß die durch f erfolgenden Anregungen zunächst in der Externzone $j = 4$ ansetzen und über $j = 3$ sowie $j = 2$ die Zentralzone $j = 1$ erreichen können, wobei das allgemeine Strukturprinzip als Baumuster dieser angeregten Konfigurationen sich im gesamten endlichen Anregungsbereich ständig wiederholt. Wegen dieses Vordringens der Anregungsenergie von der Externzone in die Zentralzone unter Wahrung des Prinzips (107) kann also $N > 0$ niemals als ganzzahliges Vielfaches einer Anregungsenergie zu diskreten Anregungsstufen im Sinne atomarer Hüllenstrukturen interpretiert werden. Auch erscheint die Realisation eines Zustandes $N > 0$ über eine Kette stufenförmiger Einzelanregungen der Energiestufen $\mu_+ c^2$ wegen $G_4 = n_4 + Q_4$ und $\delta_4 G_4 = 1$ nur in der Externzone möglich, so daß der in diesem Niveau angeregte Term in einem Band der Breite $\beta_4 = \delta_3 G_3 - (n_4 + Q_4) = \alpha_3 N_{(3)} - N_{(4)} > 0$ liegt, dessen Spektraltermen sich äquidistant um $\mu_+ c^2 \approx 9,28717 [KeV]$ unterscheiden. Für diese σ -Anregung gilt also

$$\beta_4 = \alpha_3 N_{(3)} - N_{(4)} > 0, \quad \mu_+ c^2 \approx 9,28717 [KeV] \quad (107b),$$

während Anregungen $M(0)$ eines Grundmusters $(v)_x$ der Form $M(0) \rightarrow M(N) > M(0)$ wegen (107) durch eine solche Kette von Anregungsstufen nicht zustande kommen können. Vielmehr erfolgt der Übergang von $N = 0$ nach $N > 0$ in einem Schritt als Folge eines Resonanzprozesses, derart, daß die zu $M(0)$ gehörende Resonanzmasse $M(N)$ durch die Aufnahme der Gesamtenergie $(M(N) - M(0))c^2$ im Sinne von (107) entsteht. Aus diesem Grunde erscheint es sinnvoll, die Folge der $M(N)$ eines V_6 -Gitterpunktes im P_4 -Raster als Resonanzen des betreffenden Grundmusters $(v)_x$ und die ganzen Zahlen im endlichen Intervall $0 \leq N \leq L_N < \infty$ als **Resonanzordnungen** dieser Resonanzen zu bezeichnen.

Nach diesen Ergänzungen des allgemeinen Strukturprinzips (107) der Konfigurationszonen wird es möglich, den Protosimplexgenerator

$$\begin{aligned}
& \alpha_1 N_{(1)}^3 + \alpha_2 N_{(2)}^2 + \alpha_3 N_{(3)} + \exp\left(-\frac{2k-1}{3Q_4} N_{(4)}\right) = \\
& = W(vx)(1+f(N)), \quad W(vx) = g(k, q) w(vx), \\
& g(k, q) = \alpha_1 Q_1^3 + \alpha_2 Q_2^2 + \alpha_3 Q_3 + \exp\left(-\frac{1}{3}(2k-1)\right) \quad (108)
\end{aligned}$$

weiter zu analysieren, wobei zu berücksichtigen ist, daß sich die Strukturpotenz als reelle Zahl erweisen muß. Für die noch unbekannten Bestimmungsstücke f und w sind die folgenden Eigenschaften

$$\begin{aligned}
& f(N \geq 0) \geq 0, \quad \delta_N f > 0, \quad \delta_N N = \delta N = 1, \\
& 0 \leq N \leq L_N < \infty, \quad w(vx) = 1 + (2-k)\underline{w}_1 + (k-1)\underline{w}_2, \\
& w = w^*, \quad \underline{w}_k(n_j = 0) = 0 \quad (108a)
\end{aligned}$$

bekannt.

Zunächst werde die Strukturpotenz analysiert. Wegen (98a) kann der heuristische Ansatz aus (108a) mit $w_1 = k-1 + \underline{w}_1$ und $w_2 = 2-k + \underline{w}_2$ in die einfachere Form $w = w_1^{2-k} + w_2^{k-1}$ umgeschrieben werden, weil auf diese Weise stets $w_k \neq 0$ bleibt und wegen dieser Eigenschaft $w_k^0 = 1$ für $w = 1$ mit $\underline{w}_k = 0$ für die Gerüststrukturen $n_j = 0$ liefert. Im Fall $k=1$ zeigt (101a), daß es nur Skalarterme $Q=0$ und zwei Spinortermine $Q=1$ gibt, wobei der Spinor mit $\kappa=0$ als $n_j=0$ interpretiert werden muß, während für den anderen Spinorterm das Pseudosingulett mit $\kappa=1$ und $q=1$ vorliegt. Im Fall $k=2$ hingegen gibt es nur Spinore $Q=1$ oder $Q=3$.

Die Strukturpotenz wird mit Sicherheit von den Quantenzahlen der V_6 -Gitterpunkte nach (101a) und metronischen R_3 -Funktionen der Selektoren $\varphi_{im}((\cdot)_s)_1^3$, also $F_{im}(\mu_s)_1^3 = \varphi_{im}; \mu$ bestimmt, die von den Metronenziffern μ_s der R_3 -Dimensionen abhängen und die betreffende (+7)-Struktur im R_3 wiedergeben. Der Nullpunkt dieser μ_s wird durch die komplexe Natur der betrachteten Kondensorstruktur, nämlich durch das Korrelationszentrum ihrer internen Kondensorflüsse

festgelegt, welches in den R_3 projiziert wird. Die Form dieser F_{im} kann zwar vorläufig nicht deduziert werden, doch müssen diese Funktionen mit divergierenden $\mu_s \rightarrow \infty$ gemäß $\lim F_{im} = \text{const} < \infty$ gegen konstante endliche Schranken konvergieren.

Wird die Existenz dieser metronischen Funktionen akzeptiert, dann wäre $\underline{w}_1$ aus einem Skalaranteil S_c und einem Spinorteil S_p (wegen der Existenz von Skalartermen und Spinortermen für $k=1$) so zusammengesetzt, daß $\underline{w}_1 = S_c$ für $Q=0$, aber $\underline{w}_1 = S_p$ für $Q=1$ wird, wobei S_c und S_p mit diesen F_{im} aus den $(v)_x$ zu konstruieren sind. Die Bedingung $\underline{w}_1 = S_c$ oder $\underline{w}_1 = S_p$ kann immer durch $\underline{w}_1 = (1-Q)S_c + QS_p$ erfüllt werden. In $v=1$ verschwinden bis auf $k=1$ alle Quantenzahlen, so daß hier S_c allein durch den Anteil $X_1 = F_{11}$ bestimmt wird. Die Doublettstruktur hingegen erscheint im elektrisch neutralen Fall durch $P=1$ und das Triplett $P=2$ durch den Term $X_2 = -PF_{12}$ ausgezeichnet zu sein, wobei die Beschreibung der neutralen Komponente des Triplets noch durch einen Term

$X_4 = -\binom{P}{2}F_{14}$ zu ergänzen ist. Die geladene Komponente des Skalar-doublets wird durch $\kappa=1$ bestimmt, so daß für den Faktor für $v=4$ nach (101a) das Produkt $\kappa q P$ verwendet werden kann. Hier sollte jedoch noch mit dem Verhältnis $V_{ee}:V_{qq}$ zur Korrektur multipliziert werden, so daß sich $X_3 = -P\kappa q F_{13} V_{ee}:V_{qq}$ oder $X_3 = -P \frac{\kappa q}{\eta_{qk}} F_{13}$ mit (98)

ergibt. Die Terme X_2 bis X_4 müssen ein negatives Vorzeichen erhalten, weil $F_{11} = X_1$ des Zustandes $(1)_1(1000)0(0)$ in (101a) ein maximales F_{11} -Strukturfeld des R_3 darstellt, welches von X_2 bis X_4 nur vermindert werden kann. Die mit $q=1$ geladene Komponente des Skalartriplets wird dagegen diesem Effekt entgegenwirken und wird wegen $P=2$ mit $q=1$ sowie dem Korrekturfaktor $V_{ee}:V_{qq}$ den

Faktor $\binom{P}{2}q V_{ee}:V_{qq} = \binom{P}{2} \frac{q}{\eta_{qk}}$ bilden, mit welchem der letzte Skalar-

term $X_5 = \binom{P}{2} \frac{q}{\eta_{qk}} F_{15}$ dargestellt werden kann. Der einzige Spinor-

term bei $k=1$ der $\underline{w}_1 \neq 0$ bedingt, ist in **(101a)** das Pseudosingulett $(1111)0(-1)$, so daß hier für den Strukturfaktor κ mit der Korrektur $V_{\varrho\varrho}: V_{\varepsilon\varepsilon} = \eta_{qk}$ als Spinorpotenz $X_6 = \kappa\eta_{qk}F_{16}$ steht. Mit

$$S_c = \sum_{i=1}^5 X_i \text{ und } S_p = X_6 \text{ folgt also für die Strukturpotenz } k=1$$

der Ausdruck $\underline{w}_1 = (1-Q) \sum_{i=1}^5 X_i + QX_6$.

Im Fall $k=2$ gibt es nach **(101a)** weder Skalar- noch sonstige Tensorterme, sondern nur die Spinorterm $Q=1$ und $Q=3$. Auch $\underline{w}_2$ wird von einer Serie der metronischen Funktionen F_{im} bestimmt, wobei in fortlaufender Zählung nunmehr $i > 1$ wird. Die Ziffer P läuft bei $k=2$ von 0 bis 3, und auch ein Doublett $\kappa=1$ existiert. Es wird demnach in $\underline{w}_2$ Summanden Z_r geben, welche durch q, P, κ sowie $\binom{P}{2}$ und $\binom{P}{3}$ bestimmt werden. So sollte in Anlehnung an die Empirie Z_2 für das Singulett positiv, das Doublett zu 0 und vom Triplett an negativ werden. Dies würde $Z_2 = (1-P)F_{22}$ rechtfertigen, doch sollte die gleiche Beziehung mit F_{21} für q diesem Term Z_2 mit $Z_1 = -(1-q)F_{21}$ entgegenwirken. Der Triplettbeitrag wäre dann im neutralen Fall durch $\binom{P}{2}$ und im elektrisch geladenen Fall durch q_x mit $|q_x| = q$ und $\binom{P}{2}$ als Faktor bestimmt. Nach **(100)** und **(100a)** ist aber q_x von ε abhängig, derart, daß das Vorzeichen dieser Ziffer mit ε alterniert. Andererseits können aber die Begriffe (wie oben angezeigt) der Ponderabilität, der Imponderabilität, der Trägheit oder der Gravitation ebensowenig von den enantiostereoisomeren Spiegelungen der Zeithelizität bestimmt werden wie die Zahlen der Protosimplexbesetzungen in den Zonen j , weil sich ε lediglich auf die Orientierung des integralen Kondensorflusses einer Korrelationsstruktur hinsichtlich x_4 bezieht. Zu jedem Term x einer c - oder d -Hermetrie hat der Antiterm $\bar{x}$ die gleiche Trägheitsmasse wie x , so daß eine Antisymmetrie wie $q_x = -q_{\bar{x}}$ in keinem Bestimmungsstück des Protosimplexgenerators erscheinen darf, obgleich eine Asymmetrie der Massen im baryonischen Triplett und den beiden Quartetts bei $q=1$ existiert. Die einzige

Möglichkeit zur Erfüllung dieser Bedingungen besteht darin, die Antisymmetrie $q_x = -q_{\bar{x}}$ durch den Faktor ε zu kompensieren, so daß die symmetrisierte Größe εq_x durchaus in den Bestimmungsstücken des Protosimplexgenerators erscheinen kann. Dies hätte dann

$$Z_3 = \left(\frac{P}{2}\right)F_{23} \text{ für } q=0, \text{ aber für } q=1 \text{ mit } \varepsilon q_x = \pm 1 \text{ die Reduktion } (1 + (1 + \varepsilon q_x)F_{24})Z_4 = \varepsilon q_x \eta_{qk} \left(\frac{P}{2}\right)F_{25} \text{ mit dem Korrekturfaktor}$$

$V_{qQ}:V_{\varepsilon\varepsilon} = \eta_{qk}$ des Ladungsfeldes zur Folge. Für das Doublett $\kappa = 1$ im neutralen Fall $q = 0$ wäre der Beitrag durch den Faktor κ und im Fall $q = 1$ durch den Faktor $q\kappa$ gekennzeichnet, wobei als Korrekturfaktor das Quadrat des Verhältnisses $V_{qQ}:V_{\varepsilon\varepsilon}$, also η_{qk}^2 vorgeschlagen werden soll. Mithin wäre $Z_5 = \kappa F_{26}$ und $Z_6 = \kappa q \eta_{qk}^2 F_{31}$ zu setzen. Bei den Quartettstrukturen $\nu = 11$ und $\nu = 12$ wirken neben den Ladungsfeldern des Triplets noch $\varepsilon q_x = \pm 2$ und $\left(\frac{Q}{3}\right)$, so daß die Komponente für $q=0$ zugleich diejenigen von $q>0$ mit η_{qk} und $\left(\frac{Q}{3}\right)$ zu $Z_7 = \left(\frac{Q}{3}\right)\eta_{qk}F_{32}$ korrigiert. Als Ladungsanteile sollen dann

$$(3-q)Z_8 = \left(\frac{P}{3}\right)q^3(\varepsilon q_x - (-1)^q)F_{33} \text{ und mit der nicht indizierten}$$

$$\text{Funktion } F(\mu_s)_1^3 \text{ für } \nu = 11 \text{ als Beitrag } (8 - (q-1)qF)Z_9 =$$

$$= e(P-Q)\exp((q\ln\eta)(q-1)/4)\left[1 - \frac{q}{\eta_{qk}}(2-q)F_{34}^{1-\varepsilon q_x}F_{35}\right]\eta_{qk}\eta^{-2}$$

vorgeschlagen werden. Schließlich wäre denkbar, daß Z_7 durch einen

$$\text{letzten Beitrag reduziert wird und zwar als } Z_{10} = -\left(\frac{P}{3}\right)F_{36}. \text{ Mit die-}$$

sen durch (101a) mehr spekulativ gegebenen Z_r wäre dann $\underline{w}_2$ als deren Summe von $r = 1$ bis $r = 10$, also $\underline{w}_2 = \sum_r Z_r$ anzusprechen.

Die Empirie der c - und d -Formen erfolgt immer mindestens im 3. Gültigkeitsbereich, doch ist hier (mindestens in der Externzone) der R_3 -Abstand vom Korrelationszentrum $\mu_s = 0$ der betreffenden Elementarstruktur bereits so groß hinsichtlich $\sqrt{\tau}$, daß in äußerst guter Näherung $\tau \rightarrow 0$ gesetzt werden kann, was diesem infinitesimalen

Gültigkeitsbereich entspricht. Von den unbekannten Funktionen F_{im} und F ist nur bekannt, daß sie mit steigender Metronenziffer gegen konstante reelle und endliche Grenzwerte konvergieren. In der beobachtbaren R_3 -Umgebung jenseits $j=3$ werden von diesen metronischen Funktionen die Limesrelationen

$$\lim_{\tau \rightarrow 0} F_{im} = \lim_{\mu \rightarrow \infty} \varphi_{im}; \mu = A_{im} = \text{const} < \infty$$

und $\lim_{\tau \rightarrow 0} F = A = \text{const} < \infty$ bereits in sehr guter Näherung erfüllt,

derart, daß der Approximationsfehler mit Sicherheit weit unter der Meßbarkeitsgrenze liegt, sofern die A_{im} und A richtig bestimmt werden. Aus Gründen der späteren Vereinfachung werde $A = A_{66}$ gesetzt. Werden diese Grenzwerte in die Summen der X_i und Z_r eingesetzt, dann ergeben sich nur von den invarianten Grundmustern abhängige Ausdrücke für w_k , so daß die Strukturpotenz gemäß

$$w(vx) = w_1^{2-k} + w_2^{k-1} \quad (109)$$

mit den Komponenten

$$\begin{aligned} w_1 + 1 - k = (1 - Q) & \left[A_{11} - P \left(A_{12} + \frac{\kappa q}{\eta_{qk}} A_{13} \right) - \left(\frac{P}{2} \right) \left(A_{14} - \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{q}{\eta_{qk}} A_{15} \right) \right] + \kappa Q \eta_{qk} A_{16}, \quad w_2 - 2 + k = (q - 1) A_{21} + \\ & + (1 - P) A_{22} + \left(\frac{P}{2} \right) (A_{23} - q_x \eta_{qk} (1 + A_{24} (1 + q_x))^{-1} A_{25}) + \\ & + \kappa (A_{26} + q \eta_{qk}^2 A_{31}) + \left(\frac{P}{3} \right) \left[q^3 (3 - q)^{-1} (\varepsilon q_x - (-1)^q) A_{33} + \right. \\ & + \frac{e(P - Q) \eta_{qk}}{(8 - q(q - 1) A_{66}) \eta^2} \left(1 - \frac{q}{\eta_{qk}} (2 - \right. \\ & \left. - q) A_{34}^{1 - \varepsilon q_x} A_{35} \right) \eta^{(q-1)q/4} - A_{36} \left. \right] + \left(\frac{Q}{3} \right) \eta_{qk} A_{32} \end{aligned} \quad (109a)$$

in einer mit der Empirie vergleichbaren Form ergibt. Die Koeffizienten A_{im} können als Elemente einer Rechtecksmatrix vom Typ 3,6, nämlich $\hat{A}_{3,6} = (A_{im})_{3,6}$ aufgefaßt werden. Auf jeden Fall gilt sowohl für diese Elemente $A_{im} = A_{im}^*$ als auch $A_{66} = A_{66}^*$.

Es war bislang nicht möglich, die F_{im} explizit herzuleiten, so daß dies auch für A_{im} und A_{66} gilt. Untersucht man jedoch unter Verwendung der Interpretation (101b) die empirischen Daten der Grundzustände, dann kann man heuristisch die A_{im} und A_{66} numerisch allein auf die Grenzwerte π, e und ξ sowie auf die beiden Kopplungskonstanten α und β aus (105a) zurückführen, die wiederum allein auf π zurückgehen. Hier treten zwangsläufig Unsicherheitsfaktoren auf, die der Vorbemerkung entsprechend durch Y_k mit dem laufenden Index $k > 3$ symbolisiert werden sollen. Es ist jedoch durchaus möglich, daß sich später einer dieser Ausdrücke als richtig mit $Y_k = 1$ erweisen. Die auf diese Weise gewonnenen Koeffizienten sind in dem System

$$\begin{aligned}
 2\eta^2 A_{11} &= \xi^2 (\pi e \xi)^2 (1 - 4\pi\alpha^2) Y_4, & 3A_{12} &= 2\pi e \xi^2 \left(\frac{\vartheta}{8} - \right. \\
 &\quad \left. - \pi e \eta \frac{\alpha^2}{3} \right) Y_5, & A_{13} &= 3(4 + \eta\alpha) \left(1 - \frac{\eta^2}{5} \left(\frac{1 - \sqrt{\eta}}{1 + \sqrt{\eta}} \right)^2 \right) Y_6, \\
 \alpha A_{14} &= 1 + \frac{3\eta}{4\xi} \left(2\eta\alpha - e^2 \xi \left(\frac{1 - \sqrt{\eta}}{1 + \sqrt{\eta}} \right)^2 \right) Y_7, \\
 3A_{15} &= e^2 \left(1 - 2e \frac{\alpha^2}{\eta} \right) Y_8, \\
 A_{16} &= (\pi e)^2 \left(1 + \frac{\alpha}{5\eta} (1 + 6 \frac{\alpha}{\pi}) \right) Y_9, \\
 A_{21} &= 2 \left(\frac{e\alpha}{2\eta} \right)^2 \left(1 - \frac{\alpha}{2\xi^2} \right) Y_{10}, \\
 12A_{22} &= \xi \left(1 - \xi \left(\frac{\alpha\xi}{\eta^2} \right)^2 \right) Y_{11}, \\
 eA_{23} &= (\eta^2 + 6\xi\alpha^2) Y_{12}, & 3\eta A_{24} &= 2\xi^2 Y_{13},
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
3A_{25} &= \pi\xi(\pi e)^2(1-\beta^2)\eta\sqrt{\eta}Y_{14}, \\
e\xi^2A_{26} &= 2(1-\frac{\pi}{2}(e\xi\alpha)^2\sqrt{\eta})Y_{15}, \\
A_{31} &= (\pi e\alpha)^2(1-(\pi e)^2(1-\beta^2))Y_{16}, \\
6\beta A_{32} &= \xi^2\left(1+\frac{2\alpha}{3\pi}Y_{17}\right), \\
A_{33} &= (\pi e\xi)^2(1-2\pi(e\xi)^2(1-\beta^2))Y_{18}, \\
A_{34} &= \eta\sqrt{2\pi\eta}Y_{19}, \quad e\xi^2A_{35} = 3\alpha Y_{20}, \\
A_{36} &= (1-\pi e(\xi e)^2(1-\beta^2))^{-1}Y_{21}, \quad A_{66} = \xi\eta Y_{22} \quad (109b)
\end{aligned}$$

enthalten.

Mit diesen allein auf π, e, ξ sowie α und β reduzierten Koeffizienten können die $M(0) = M_x(c, d)$ für $N = 0$ unter Vernachlässigung von F_S der $(v)_x$ in guter Näherung numerisch wiedergegeben werden.

Aus einer Betrachtung der empirischen Resonanzmassen geht zunächst hervor, daß $f(N)$ mit Sicherheit aus zwei Summanden aufgebaut sein muß. Es sei hier bemerkt, daß als Empirie die CERN-Meßdaten⁽⁴⁾ des Jahres 1974 verwendet wurden. Der erste Summand $X_B(N)$ kann sich dabei mit N nur unwesentlich ändern und sollte aufzeigen, wo das Niveau des ersten Resonanzterms über M_x des $(v)_x$ liegt, während der zweite Summand $X_R(N)$ dem monotonen Anstieg mit $N \geq 0$ entspricht. Auch müssen diese beiden Summanden so beschaffen sein, daß $f(N) \sim X_B + X_R$ für $N = 0$ ebenfalls verschwindet. Nach diesen Forderungen muß also $\lim_{N \rightarrow \infty} X_B = a(vx) = \text{const}(N) < \infty$ sein, während $X_R(N=1) = b(vx) = \text{const}(N) < \infty$ ebenfalls eine von der Einheitsstruktur des betreffenden Grundmusters abhängige Konstante ist. Es gilt sowohl $a > 0$ als auch $b > 0$. Der einfachste Verlauf wäre demnach $X_B = \frac{aN}{N+1}$ und $X_R = bN$, doch ist der erwähnten Empirie entsprechend der Kurvenschar $f(N) \sim X_B + X_R = \frac{a(vx)N}{N+2} +$

(4) CERN, Review of Particle Properties

+ $b(vx) \sqrt{N(N-2)}$ für $N \geq 2$ und den beiden Scharparametern $a > 0$

sowie $b > 0$ am besten angepaßt. Auch wird $f(0) = 0$, aber $f(1) \neq f^*$ komplex, was allerdings nur im Fall $N = 1$ erscheint, während alle $N \neq 1$ in $0 \leq N \leq L_N < \infty$ reelle $f = f^*$ liefern. Man kann daher mit $\delta_{1N} = 0$ für $N \neq 1$ und $\delta_{11} = 1$ die Beziehung ergänzen zu

$$f(N) \sim \frac{aN}{N+2} + b \sqrt{N(N-2)} - ib\delta_{1N}. \quad \text{Bei richtiger Bestimmung}$$

der beiden Scharparameter durch den V_6 -Gitterpunkt des betreffenden Grundmusters muß dann f die empirisch aufgefundenen Resonanzen ebenso wiedergeben wie solche, die evtl. zu späteren Terminen empirisch noch aufgefunden werden können. Offensichtlich hat der Parameter $a(vx)$ die Funktion einer **Resonanzbasis**, weil sein Wert zeigt, wo das Niveau der ersten Resonanz liegt, während $b(vx)$ als **Resonanzraster** angibt, wie groß die Abstände theoretischer Resonanzniveaus voneinander sind. Bislang wurden keine Resonanzterme des Grundmusters $\nu = 2$ empirisch festgestellt. Die einzige Quantenzahlkombination, die für $\nu = 2$ den Wert 1, aber für alle anderen $\nu \neq 2$ den Wert 0 liefert, ist $Q(1-\kappa)(2-k)$, so daß explizit für die Anregungsfunktion

$$f(N) = (1 - Q(1-\kappa)(2-k) Y_{23}) \left(\frac{aN}{N+2} + b \sqrt{N(N-2)} - ib\delta_{1N} \right) \quad (110)$$

geschrieben werden kann. Sollte es entgegen der heutigen Empirie dennoch Resonanzen des Elektrons geben, dann wäre der Unsicherheitsfaktor $Y_{23} = 0$, andernfalls $Y_{23} = 1$.

Es muß nunmehr darauf ankommen aus den V_6 -Gitterpunkten der $(v)_x$ nach (101a) die Resonanzbasis $a(vx)$ und das Resonanzraster $b(vx)$ so zu bestimmen, daß die empirisch aufgefundenen Resonanzen der $(v)_x$ einheitlich wiedergegeben werden. Mit einem weiteren Satz metronischer R_3 -Funktionen $H_{im}(\mu_s)_1^3 = \phi_{im}(()_s)_1^3; \mu$ der Raumstruktur des $(+7)$ -Feldes, die im dritten Gültigkeitsbereich gegen posi-

tive reelle endliche Grenzwerte konvergieren, kann nunmehr versucht werden a und b so zu bestimmen, daß $f(N)$ die tatsächlichen Meßdaten erfaßt. Kennzeichnet die Indizierung n den Fall $q = 0$ und die Indizierung q dagegen $q > 0$, dann müßte in dem Ansatz $ka(vx) = H_{11}(1 + a_n a_q)$ der Faktor a_n die Resonanzbasis der c -Terme und a_q diejenige der d -Hermetrie kennzeichnen. Werden die Quantenzahlen und ihre Beiträge zur Resonanzbasis durch die Funktionen $U_1 = \kappa H_{13}$ sowie $U_2 = U_1 H_{14}(-\alpha)^{2-k} H_{15}^{k-1}$, ferner $y_1 = 1 - \kappa Q H_{16}(2-k)$ und $y_2 = H_{21}(k-1)(1-\kappa)$ für a_n , aber $V_1 = q H_{22}$ und $V_2 = 2\kappa V_1 H_{23}^k$ sowie $6V_3 = \varepsilon q_x(3 - \varepsilon q_x)(k-1)(1-\kappa)$ verwendet, dann kann der neutrale Anteil durch das Verhältnis $a_n : (PH_{12}) = 1 - (U_1 + U_2)y_1 - y_2$ und der Anteil der d -Terme durch $a_q = 1 - (V_1 - V_2)(1 + V_3)$ dargestellt werden. In ähnlicher Weise kann das Resonanzraster der erwähnten Empirie angepaßt werden. Es sei $B(\mu_s, (v)_x)_1^3$ eine Funktion, zu der $b(vx)$ das Verhältnis $B:b = k^P(1 + P + Q + \kappa\eta^{2-q}) \cdot$

$\cdot (1 + e(S_1 + S_2))$ mit $S_1 = \binom{P}{2}(2-k)(1-q)$ und

$S_2 = P\left(1 - \binom{P}{2}\right)\left(1 - \binom{P}{3}\right)(k-1)(1-\kappa)$ bildet, und ist

$F(P) = \binom{P}{2}\left(1 - \binom{P}{3}\right)$ eine kombinatorische Funktion, für welche nur

$F(2) = 1$ ist, während für die übrigen P -Werte $F = 0$ wird, dann kann B wiederum durch Funktionen H_{im} in multiplikativer Verbindung mit den Quantenzahlen des $(v)_x$ durch die Funktionen $Z_1 =$

$= PH_{26}$, ferner $Z_2 = \kappa Z_1 H_{31} H_{32}^{1-k}$ sowie $Z_3 = q H_{33}$ und

$Z_4 = \kappa Z_3 H_{34}$, bzw. $kZ_5 = (H_{35}(q + k - 1))^{2-k}$ in der Form

$B:(H_{24} H_{25}^{k-1}) = [1 + (Z_1 - Z_2)(1 + Z_3 + Z_4)](1 - Z_5 F)$ dargestellt werden. Hier kann wiederum der Übergang $\tau \rightarrow 0$ in den dritten Gültigkeitsbereich durchgeführt werden, wobei die H_{im} gegen positive

reelle endliche Grenzwerte $\lim_{\tau \rightarrow 0} H_{im}(\mu_s)_1^3 = \lim_{\mu \rightarrow \infty} \phi_{im}; \mu = B_{im} =$

$= \text{const} < \infty$ mit $B_{im} = B_{im}^* > 0$ konvergieren müssen (was auch für die H_{im} der Darstellung von $a(vx)$ gilt). Werden bei diesen Koeffizienten die Indizierungen und das Symbol umgeschrieben, so daß für

diese Umschreibung $B_{1m} = A_{4m}$ sowie $B_{2m} = A_{5m}$ und $B_{3m} = A_{6m}$ verwendet wird, dann können die Ausdrücke für $a(vx)$ und $b(vx)$ allein als Funktionen des V_6 -Gitters explizit angegeben werden. Man erhält

$$\begin{aligned} ka(vx) &= A_{41}(1 + a_n a_q), & a_n &= PA_{42}[1 - \kappa A_{43}(1 + \\ &+ A_{44}(-\alpha)^{2-k} A_{45}^{k-1})(1 - \kappa Q A_{46}(2 - k)) - A_{51}(k - 1)(1 - \kappa)], \\ a_q &= 1 - q A_{52}(1 - 2\kappa A_{53}^k) \left(1 + \frac{q\kappa}{6}(3 - \varepsilon q_x)(k - 1)(1 - \kappa)\right) \end{aligned} \quad (110a)$$

für die Resonanzbasis, während sich für das Resonanzraster

$$\begin{aligned} k^P(1 + P + Q + \kappa\eta^{2-q})(1 + R(S_1 + S_2))b(vx) &= \\ &= A_{54}A_{55}^{k-1} \left[1 + PA_{56}(1 - \kappa A_{61}A_{62}^{1-k})(1 + qA_{63}(1 + \right. \\ &+ \left. \kappa A_{64}))\right] \left(1 - k^{-1}(A_{65}(q + k - 1))^{2-k} \binom{P}{2} \left(1 - \binom{P}{3}\right)\right), \\ S_1 &= \binom{P}{2}(2 - k)(1 - q), & S_2 &= P \left(1 - \binom{P}{2}\right) \left(1 - \right. \\ &- \left. \binom{P}{3}\right)(k - 1)(1 - \kappa) \end{aligned} \quad (110b)$$

ergibt. Die Koeffizienten A_{41} bis A_{65} können wie die Koeffizienten von w ebenfalls der hochenergiephysikalischen Empirie angepaßt werden, was aufgrund der CERN-Daten vom Jahr 1974 für das Resonanzspektrum die folgenden Koeffizienten ergab:

$$\begin{aligned}
(2\beta - \alpha)A_{41} &= \beta(\xi(2 + (\xi\alpha)^2) - 2\beta)Y_{24}, \\
2A_{42} &= \pi\xi^2\eta(\beta - 3\alpha)Y_{25}, & 2A_{43} &= \xi Y_{26}, \\
A_{44} &= 2\left(\frac{\eta}{\xi}\right)^2 Y_{27}, & 6\xi A_{45} &= (3\beta - \alpha)Y_{28}, \\
A_{46} &= \left(\frac{\pi e}{\xi\eta} - e\eta^2\alpha/2\right)Y_{29}, & A_{51} &= (2\alpha + 1)^2 Y_{30}, \\
\eta^2 A_{52} &= 6\alpha Y_{31}, & A_{53} &= \left(\frac{\xi}{\eta}\right)^3 Y_{32}, & A_{54}\sqrt{2} &= \alpha(\beta - \\
& - \alpha)\sqrt{3} Y_{33}, & A_{55} &= \xi^3 Y_{34}, & A_{56} &= \left(\frac{\xi}{\eta}\right)^4 Y_{35}, \\
12\beta A_{61} &= \pi\xi(2\beta - \alpha)Y_{36}, & 12A_{62} &= \pi^2(\beta - 2\alpha)Y_{37}, \\
9A_{63} &= \sqrt{\eta}Y_{38}, & 3\eta A_{64} &= \pi Y_{39}, & 3\xi A_{65} &= \pi Y_{40}
\end{aligned}
\tag{110c}.$$

Zur besseren Übersicht können die Koeffizienten aus (109b) mit denen aus (110c) zu einer gemeinsamen Koeffizientenmatrix $\hat{A} = (A_{ik})_6$ vom quadratischen Typ 6 zusammengefaßt werden; denn allen 36 Elementen ist $A_{ik} = A_{ik}^*$ bei $A_{ik} \neq A_{ki}$ sowie die Darstellung allein durch positive ganze Zahlen und die Grenzwerte π, e, ξ gemeinsam. Die Größen $\vartheta = 5\eta + 2\sqrt{\eta} + 1$ oder $\eta^4(4 + \pi^4) = \pi^4$ sind ebenso durch π bestimmt wie α und β nach (105) oder (105a). Zusammenfassend gilt also für die Koeffizientenmatrix

$$\hat{A} = (A_{ik})_6 = \hat{A}^* \neq \hat{A}^\times \tag{110d}.$$

Mit den Beziehungen (108) bis (110d) können für jeden V_6 -Punkt $(v)_x$ die Größen W, a und b numerisch bestimmt werden, so daß für jeden Protosimplexgenerator der $(v)_x$ und $N \geq 0$ ein Zahlenwert vorliegt. Setzt man $W(1+f) = W_1$, und berücksichtigt man das Strukturprinzip (107), dann ist in $\alpha_1 N_{(1)}^3 + \alpha_2 N_{(2)}^2 + \alpha_3 N_{(3)} +$

$$+ \exp\left(-\frac{2k-1}{3Q_4}N_{(4)}\right) = W_1 \text{ auf jeden Fall } \alpha_1 N_{(1)}^3 \leq W_1, \text{ d. h., zur}$$

Bestimmung von $N_{(1)}$ bis $N_{(3)}$ kann ein Exhaustionsverfahren angewendet werden. Man läßt die positiven ganzen Zahlen bis zu dem

Maximalwert $N_{(1)}$ ansteigen, für den noch $\alpha_1 N_{(1)}^3 \leq W_1$, aber $\alpha_1 (N_{(1)} + 1)^3 > W_1$ wird. Anschließend bildet man $W_2 = W_1 - \alpha_1 N_{(1)}^3$ und wiederholt das Verfahren mit $j=2$, also $\alpha_2 N_{(2)}^2 \leq W_2$ um mit dem gewonnenen Wert $W_3 = W_2 - \alpha_2 N_{(2)}^2$ zu bilden, so daß mit $\alpha_3 N_{(3)} \leq W_3$ durch die Exhaustion auch $N_{(3)}$ gegeben ist. Dann wird $W_4 = W_3 - \alpha_3 N_{(3)}$ gebildet. Hinsichtlich W_4 gibt es mehrere Möglichkeiten. Entweder ergibt sich $0 \leq W_4 \leq 1$, oder

$1 < W_4 < (\alpha_3 N_{(3)})_{\max}$, was bei $k=2$ wegen $\alpha_3 > 1$ auftreten kann.

Im folgenden sei der Operator TRC dadurch definiert, daß durch ihn die Dezimalstellen nicht aufgerundet, sondern abgeschnitten werden. Es sei denn, es ist $0,99 \dots 99$ bis zur Dezimalstelle x , die aber unter der Meßbarkeitsschranke liegt. In diesem Fall wirkt der Operator in der Form $TRC\ 0,99 \dots 99 = 1$ im Gegensatz zum Beispiel $TRC(e) = 2$. Zur Bestimmung von $N_{(4)}$ muß W_4 in der Form $(2k-1)W_5 = -3Q_4 \ln W_4$ logarithmiert werden. Im Fall der Divergenz $W_5 \rightarrow \infty$ (für $W_4 = 0$) oder im Fall $W_5 > \alpha_3 N_{(3)}$ gilt die Maximalbesetzung für $j=4$ ausgedrückt durch $N_{(4)} = TRC(\alpha_3 N_{(3)})$. Hier braucht $\beta_4 = 1$ aus (107a) nur dann im Sinne $N_{(4)} = TRC(\alpha_3 N_{(3)}) - 1$ berücksichtigt zu werden, wenn $TRC(\alpha_3 N_{(3)}) > \alpha_3 N_{(3)}$ wird. Ist dagegen $W_5 \leq \alpha_3 N_{(3)}$, dann gilt $N_{(4)} = TRC(W_5)$. Schließlich wird für $k=2$ noch $W_5 < 0$ möglich. Ist in diesem Fall $j=3$ mit $N'_{(3)}$ besetzt, dann kann es wegen des gleichen linearen Charakters von G_4 und $\delta_3 G_3 = \alpha_3 N'_{(3)}$ zu einem **Protosimplextransfer** von $j=3$ nach $j=4$ kommen, d. h., es wird so oft $W_5 + \alpha_3 N'_{(3)} = W_6$ mit $\alpha_3 (N'_{(3)} - 1)$ durchgeführt bis $W_6 = W_5 + \alpha_3 \sum_{\mu} (N'_{(3)} + 1 - \mu) \geq 0$ und

$N_{(3)} = N'_{(3)} - \mu$ erreicht wird. Auch jetzt muß $W_6 \leq \alpha_3 N_{(3)}$ gemäß (107) sein (im allgemeinen genügt $\mu = 1$ um $W_6 \geq 0$ zu erreichen). Ist also $W_4 > 1$, dann wird $N_{(4)} = TRC(W_6)$, vorausgesetzt der Transfer beläßt $N_{(3)} \geq 0$. Ist dies nicht der Fall, sondern bedingt $N_{(4)} \geq 0$ den nach dem Strukturprinzip ausgeschlossenen Zustand $N_{(3)} < 0$, dann liegt ein verbotener Term vor, der als c - oder d -Struktur nicht existiert. Diese Nichtexistenz verbotener Terme geht darauf zurück, daß ein analoger Transfer von $j=2$ nach $j=3$ oder

von $j = 1$ nach $j = 2$ unmöglich ist, weil G_3 und G_2 nach (98d) und (98e) neben den quadratischen ($j = 3$) oder kubischen ($j = 2$) Gliedern auch Summanden niedrigeren Grades enthalten, was zwischen G_4 und $\delta_3 G_3$ nicht der Fall ist, so daß ein Protosimplextransfer nur von $j = 3$ nach $j = 4$ möglich ist. Aus den nach diesem Exhaustionsverfahren gewonnenen $N_{(j)}$ folgen dann die zu den V_6 -Punkten $N = 0$ oder den V_7 -Verschiebungen $N > 0$ komplementären P_4 -Rasterpunkte $n_j = N_{(j)} - Q_j$, mit denen dann die G_j in (98d) und (98e) ermittelt werden können.

Bestimmt man auf diese Weise numerisch zunächst für $N = 0$ die $M_x - \mu_S F_S$ der 26 Gitterpunkte $(v)_x$ des V_6 -Rasters, dann stellt sich heraus, daß der Beitrag $F_S \mu_S \ll M_x$ bleibt. Die F_S können zunächst empirisch aus den vorliegenden Meßdaten M_{emp} ermittelt werden, die als empirische Massen den Komponenten $(v)_x$ zugeordnet sind. Nach (98d) und (98e) ist offenbar $\mu_S F_S = M_{emp} - \mu_+ (\sum_j \alpha_j G_j + q \alpha_- / \alpha_+)$

mit $\mu_S = \mu_+ (1 - \alpha_- / \alpha_+)$, wobei die M_{emp} und die aus ihnen gewonnenen empirischen F_S jedoch nur für die Komponenten der Multipletts $v = 1$ bis $v = 10$ (bei Ausschluß der Komponente e_0 in $v = 2$) vorliegen. Das Problem besteht also darin, einen Verlauf $F_S(k, P, Q, \kappa, q)$ aufzufinden, der die 17 Meßpunkte für F_S trifft und zugleich plausible Werte für e_0 sowie $v = 11$ und $v = 12$ liefert. Dies

wird mit den Konstanten $\beta \pi A_v = (1 - \alpha_- / \alpha_+) \left((\pi/3)^2 + (\eta/\eta_{11})^2 \frac{\alpha}{3\xi} \right)$ und $B_v = (1 - \alpha_- / \alpha_+)^2 \alpha \xi^{-2}$ sowie mit vier Hilfs-

funktionen möglich. Es sollen die Funktionsverläufe vorgeschlagen werden, die sich in den Formen $F_1 = P(P + Q)(-1)^{P+Q}(2 -$

$-k + \eta^3(k - 1))$ bzw. $F_2 = 1 + 4 \frac{\xi}{k} \left(\frac{P}{2} \right) (\xi/6)^q$,

ferner $F_q \sqrt{\eta_{qk}} = (3 - \alpha + \frac{\pi}{2}(k - 1)3^{2-q/2})(2 \sqrt{\eta_{11}\eta_{qk}} + q\eta^2(k - 1))$

und $F_\kappa = 1 + \frac{2k\kappa}{3\eta^2} \xi(1 + \pi \xi^2(P - Q)(\pi - 5q/4))$ als besonders

günstig erwiesen haben, wenn $4(1 - \alpha_-/\alpha_+)F_S = A_\nu F_1 F_q F_\kappa / F_2 + B_\nu(P + Q)$ gesetzt wird. Zur Vereinheitlichung mit dem Ladungsterm $q\alpha_-/\alpha_+$ werde eine einheitliche Funktion ϕ definiert, die für das einheitliche Massenspektrum relevant wird. Setzt man

$$\phi = A_\nu F_1 F_q F_\kappa / F_2 + B_\nu(P + Q) + 4q\alpha_-/\alpha_+ \quad (111)$$

mit den Funktionen

$$\begin{aligned} F_1 &= P(P + Q)(-1)^{P+Q}(2 - k + \eta^3(k - 1)), \\ F_2 &= 1 + 4 \frac{\xi}{k} \binom{P}{2} (\xi/6)^q Y_{41}, \\ F_q \sqrt{\eta_{qk}} &= (3 - \alpha + \frac{\pi}{2}(k - 1)3^{2-q/2})(2 \sqrt{\eta_{11}\eta_{qk}} + q\eta^2(k - 1) Y_{42}), \\ F_\kappa &= 1 + \frac{2k\kappa}{3\eta^2} \xi(1 + \pi\xi^2(P - Q)(\pi - 5q/4)) Y_{43} \end{aligned} \quad (111a)$$

und den beiden Konstanten,

$$\begin{aligned} \beta\pi A_\nu &= (1 - \alpha_-/\alpha_+) \left((\pi/3)^2 + (\eta/\eta_{11})^2 \frac{\alpha}{3\xi} \right), \\ \xi^2 B_\nu &= \alpha(1 - \alpha_-/\alpha_+)^2 Y_{44} \end{aligned} \quad (111b),$$

dann wird es möglich, eine einheitliche Spektralfunktion aller Massen $M(N)$ zu erstellen, weil die n_j in (98d) und (98e) nach (108) unabhängig von f stets aus dem Protosimplexgenerator durch die Exhaustionsmethode entstehen.

Setzt man nach (97) für $\mu_+ = 4\mu\alpha_+$ und multipliziert man in (98d) den Faktor $\sum_j \alpha_j G_j + (1 - \alpha_-/\alpha_+)F_S + q\alpha_-/\alpha_+$ mit dem Faktor 4,

dann wird zunächst $4(1 - \alpha_-/\alpha_+)F_S + 4q\alpha_-/\alpha_+ = \phi$, und ermöglicht mit den neuen Faktoren $N_1 = \alpha_1$ sowie $3N_2 = 2\alpha_2$ und $N_3 = 2\alpha_3$ die Spaltung $4 \sum_j \alpha_j G_j = K(Q_j)_1^4 + H(n_j Q_j)_1^4 + F(n_j)_1^4$

die Zerlegung in einen zeitlich konstanten Anteil der Gerüststruktur $K = \text{const}$, einen nur von den n_j abhängigen Anteil F und einen

gemischten Anteil H , also in drei Zusammenhängen $K = N_1 Q_1^2(1 + Q_1)^2 + N_2 Q_2(2 Q_2^2 + 3 Q_2 + 1) + N_3 Q_3(1 + Q_3) + 4 Q_4$,
 $F = N_1 n_1^2(1 + n_1)^2 + N_2 n_2(2 n_2^2 + 3 n_2 + 1) + N_3 n_3(1 + n_3) + 4 n_4$
 und $H = 2 n_1 Q_1(1 + 3(n_1 + Q_1 + n_1 Q_1) + 2(n_1^2 + Q_1^2)) N_1 +$
 $+ 6 n_2 Q_2(1 + n_2 + Q_2) N_2 + 2 n_3 Q_3 N_3$. Unter Verwendung von (111) ergibt sich dann für diese einheitliche Spektralfunktion aller Massenterme

$$M(N) = \mu \alpha_+ (K + F + H + \phi) \quad (112)$$

mit den Funktionen

$$\begin{aligned} K &= N_1 Q_1^2(1 + Q_1)^2 + N_2 Q_2(2 Q_2^2 + 3 Q_2 + 1) + \\ &+ N_3 Q_3(1 + Q_3) + 4 Q_4, \quad F = N_1 n_1^2(1 + n_1)^2 + \\ &+ N_2 n_2(2 n_2^2 + 3 n_2 + 1) + N_3 n_3(1 + n_3) + 4 n_4, \\ H &= 2 n_1 Q_1(1 + 3(n_1 + Q_1 + n_1 Q_1) + 2(n_1^2 + Q_1^2)) N_1 + \\ &+ 6 n_2 Q_2(1 + n_2 + Q_2) N_2 + 2 n_3 Q_3 N_3 \end{aligned} \quad (112a)$$

und den Faktoren

$$N_1 = \alpha_1, \quad 3 N_2 = 2 \alpha_2, \quad N_3 = 2 \alpha_3 \quad (112b)$$

worin die α_1 bis α_3 durch (98c) gegeben sind.

Mit (112) und dem entsprechenden Umfeld (108) bis (111b) können alle ponderablen Massen $M(N)$ der Elementarstrukturen $N \geq 0$ numerisch ermittelt werden. Aus diesem Grunde erhebt sich nunmehr die Frage nach der Natur der Grenzen $L_N(vx)$ der Resonanzspektren aller $(v)_{x^*}$, deren Existenz nach (108a) das jeweilige Intervall der Resonanzordnungen im Endlichen begrenzt. Es muß demnach $M(N)$ durch die obere Schranke $M_{\max}$ abgeschlossen werden, deren Masse nur noch in tiefere Niveaus zerfallen, aber durch weitere Energieaufnahme nicht mehr vergrößert werden kann. In (107a) ist eine Maximalbesetzung in $j > 1$ immer auf $j = 1$ mit der minimalen Bandbreite $\beta_j = 1$

bezogen, so daß es bei einer Ermittlung der $M_{\max}$ darauf ankommen muß, für $j = 1$ den letzten Maximalanstieg $\alpha_1(L_1 + Q_1)^3$ der Zentralzone als Bezugsbesetzung für die $j > 1$ zu bestimmen, worauf die übrigen Maximalbesetzungen der $j > 1$ nach (107a) bezogen werden können. Zunächst wäre festzustellen, daß im Fall $L_1 = (n_1)_{\max}$ die Maximalanstiege sich gemäß $(\alpha_1(L_1 + Q_1)^3)_{k=1} \approx (\alpha_1(L_1 + Q_1)^3)_{k=2}$ für die beiden k -Werte in der Größenordnung nicht nennenswert unterscheiden können, weil in beiden Fällen $L_1 \gg Q_1$ ausfallen muß und der Grad der Maximalbesetzung weniger eine Frage der k als eine solche der allgemeinen R_3 -Struktur der $(+7)_x$ ist. Mit $S > 0$ ist zu erwarten, daß $\mu_+ \alpha_1(L_1 + Q_1)^3 = SM_x$ das Vielfache S der invarianten M_x des Punktes $(v)_x$ im V_6 -Raster bei $N = 0$ ist. Der Faktor S müßte dabei von der Fundamentalsymmetrie in k und P (in (102) ausgedrückt) allein und zwar so abhängen, daß M_x jeder der möglichen Multiplettkomponenten zugewiesen und jeder Wert $(P + 1)M_x$ auf einen der $G = k + 1$ quasikorpuskulären Subkonstituenten entfällt. Dies würde für $k = 1$ und $k = 2$ die vorläufigen Faktoren $s(1) = 2(P + 1)M_x$ und $s(2) = 3(P + 1)M_x$ bedeuten, weil $G(1) = 2$ und $G(2) = 3$ ist. Werden nach (112) diese M_x für $N = 0$, also $M_x = M(0)$ numerisch für die $(v)_x$ ermittelt, dann zeigt sich, daß $M_x(k = 1) < M_x(k = 2)$ ist. Es muß also $s(1) < s(2)$ entgegen $S(1) > S(2)$ sein, wenn die geometrische Forderung $(SM_x)_{k=1} \approx (SM_x)_{k=2}$ erfüllt sein soll. Es ist mithin $s(1)$ noch mit einem Faktor zu multiplizieren, der vom Verhältnis entsprechender M_k (als Mittelwert sich entsprechender Multipletts) abhängt. Diese Verhältniszahlen $M_2:M_1$ können jedoch wegen $k = 1$ und $G = 2$ nur bis zum Triplet $P = 2$ gebildet werden. Wenn die jeweiligen Symbole der $N = 0$ hinter M in Klammern gesetzt werden, dann folgt zunächst für das Singulettverhältnis $M(A):M(\eta) \approx 2 \triangleq (2(P + 1))_{P=0}$. Im Fall des Doublets ist $M_2:M_1$ für $\kappa = 0$ nicht relevant, sofern $Y_{23} = 1$ und nicht $Y_{23} = 0$ der Wirklichkeit entspricht. Dies deshalb, weil $M(e^-)$ und $M(p)$ Gerüststrukturen kennzeichnen, von denen e^- die Minimalkondensation des d -Spektrums ist. Für $\kappa = 1$ wäre also bei $k = 2$ der Mittelwert

$2M_2 = M(\Xi^0) + M(\Xi^-)$ zu bilden, während für $k = 1$ zunächst
 $2M'_1 = M(K^+) + M(K^0)$ und anschließend der Mittelwert
 $2M_1 = M(\mu^-) + M'_1$, also $4M_1 = 2M(\mu^-) + M(K^+) + M(K^0)$ zu
 bilden ist. Dies liefert wiederum $M_2:M_1 \approx 4 \triangleq (2(P+1))_{P=1}$. Wird
 das Ω^- -Singulett mit η verglichen, dann erscheinen die gleichen Ver-
 hältnisse, wenn der Faktor $3/2$ zugelassen wird. Man erhält in diesem
 Fall $M(\Omega^-):M(\eta) \approx 3 \triangleq \frac{3}{2}(2(P+1))_{P=0}$, was auch für $P=2$, also
 $3M_2 = M(\Sigma^+) + M(\Sigma^0) + M(\Sigma^-)$ mit $3M_1 = 2M(\pi^\pm) + M(\pi^0)$
 oder $M_2:M_1 \approx 8,64 \triangleq \frac{3}{2}(2(P+1))_{P=2}$ gilt. Wird dieser Faktor $3/2$
 nicht berücksichtigt, dann kann zwar $S(2, P) = 3(P+1)$ gesetzt wer-
 den, doch legen die Massenverhältnisse der Multipllettmitelwerte
 $S(1, P) = (s(1))^2 = 4(P+1)^2$ nahe. Aus diesen beiden Beziehungen
 wird wegen $G(1) = 2$ und $G(2) = 3$ auch $S(1, P) = 2G(P+1)^2$ und
 $S(2, P) = G(P+1)$, so daß einheitlich $kS(kP) = 2G(P+1)^{2/k}$
 wegen (98a) geschrieben werden kann. Mithin gilt für den maximalen
 Bezugsanstieg der Zentralzone

$$k\mu_+ \alpha_1(L_1 + Q_1)^3 = 2(k+1)(P+1)^{2/k} M_x Y_{45} \quad (113),$$

worauf nach (107a) die übrigen $j > 1$ mit $\beta_j = 0$ (wegen der Unmög-
 lichkeit des weiteren Anstiegs der Zone $j-1$) bezogen werden kön-
 nen. Dies liefert für die übrigen $j > 1$ die Maximalbesetzungen

$$\begin{aligned}
 \alpha_2(L_2 + Q_2)(2(L_2 + Q_2)^2 + 3(L_2 + Q_2) + 1) &= 6\alpha_1(L_1 + Q_1)^3, \\
 \alpha_3(L_3 + Q_3)(1 + L_3 + Q_3) &= 2\alpha_2(L_2 + Q_2)^2, \\
 L_4 + Q_4 &= TRC(\alpha_3(L_3 + Q_3))
 \end{aligned} \quad (113a),$$

woraus nach (108) auch auf L_N gemäß

$$\begin{aligned}
 \alpha_1(L_1 + Q_1)^3 + \alpha_2(L_2 + Q_2)^2 + \alpha_3(L_3 + Q_3) + \\
 + \exp\left(-\frac{2k-1}{3Q_4}(L_4 + Q_4)\right) = W(vx)(1 + f(L_N))
 \end{aligned} \quad (113b)$$

mit (109) bis (110d) geschlossen werden kann. Wegen der Ganzzahligkeit von $L_N < \infty$ ist stets $M_L(L_N) \leq M_{\max}(L_1, \dots, L_4)$, wenn M_L nach dem Exhaustionsverfahren direkt aus L_N , aber $M_{\max}$ aus den L_j der Beziehung (113a) und (113) ermittelt wird. Dies bedeutet, daß es in M_L noch Bandbreiten $\beta_j > 0$ der $j > 1$ gibt, so daß nach der Resonanzbildung von M_L noch eine Anregung durch die Energie $(M_{\max} - M_L)c^2$ erfolgen kann, welche das absolute Maximalniveau $M_{\max}$ ermöglicht. Mithin könnten die Beziehungen ergänzt werden durch

$$M_{\max}(L_j)_1^4 \geq M_L(L_N), \quad E(\beta_{j>1} > 0) = (M_{\max} - M_L)c^2 \quad (113c).$$

Bei diesen Resonanzen $0 \leq N \leq L_N$ wird $M(N) > M_x$ durch eine Energiezufuhr über die Resonanzanregung erreicht, so daß $M(N) - M_x > 0$ auf einen Anstieg der n_j zurückgeht. Es besteht jedoch auch die Möglichkeit, daß verhältnismäßig kleinere Beträge der zugeführten Energie sich in einer Änderung des Spins und (oder) in einer Änderung des Ladungsfeldes q_x manifestieren. Ob dies geschieht, muß von den Symmetrieverhältnissen bei der Bildung von $M(N)$ abhängen. Bezeichnet $Q(N)$ die Quantenzahl des Spins (verdoppelt) der $M(N)$ zukommt und ist $Q(0) = Q$ die Zahl aus (99) im Schema (101a) oder (102), dann gilt mit Sicherheit $Q(N) = Q + Z(N)$ mit der unbekannten Funktion Z . Für $N=0$ ist $Z(0)=0$, doch werden für $N>0$ neben Q auch $Z \neq 0$ mit $Q(N) \neq Q$ in den einzelnen Resonanzspektren beobachtet. Dieser Sachverhalt wird durchaus transparent, wenn man berücksichtigt, daß auch Q zu $Q(N)$ energetisch anregbar ist, obgleich die Zuordnung $Z(N)$ vorerst unbekannt bleibt. Eine andere Form energetischer Anregung könnte darin bestehen, daß eine höhere Resonanz einen Teil der verfügbaren Energie in einer Änderung des elektrischen Ladungsfeldes erscheinen läßt, so daß dann $q_x(N) \neq q_x(0) = q_x$ wird. So ist z. B. das Baryonensingulett A mit $q=0$ elektrisch neutral, doch kann dennoch A_C^+ mit $q_x = +1$ beobachtet werden, wenn A_C^+ als A -Resonanz und nicht als $(v)_x$ verstanden wird. Diese noch offenen Fragen werden also durch

$$\begin{aligned} Q(N) &= Q + Z(N), & Q(0) &= Q, & Z(0) &= 0, \\ q_x(N) &\neq q_x(0) = q_x \end{aligned} \quad (114)$$

konkretisiert. Hier sind die Funktionsverläufe $Z(N)$ und $q_x(N)$ unbekannt.

In (112) hängt $M(N)$ neben der ganzzahligen Veränderlichen $N \geq 0$ noch von den Operationsgrößen $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, W, a, b$ und ϕ ab, die ihrerseits nach den entsprechenden Beziehungen allein auf die Elemente von $\hat{f}$ des betreffenden V_6 -Punktes $(v)_x$, also nach (102) auf k, P, Q, κ, C, q_x und ε zurückgehen. In diesem Quantenzahlensatz wiederum werden nach den Beziehungen (99) bis (100a) die Ziffern C und q_x , aber auch Q und κ auf k, P und ε reduziert, wobei die möglichen P -Werte wiederum allein von k durch $G = k + 1$ begrenzt werden. Dies bedeutet, daß letztlich auch alle überhaupt möglichen $M(N)$ aus (112) in sämtlichen Eigenschaften neben den positiven ganzen Zahlen der Resonanzordnungen allein auf die Konfigurationszahl k und die Entscheidung $\varepsilon = \pm 1$ zurückgehen. Für $N > 0$ sind die Konfigurationszonenbesetzungen (verwendet werde jetzt die alternative Schreibweise) $n_1 = n, n_2 = m, n_3 = p$ und $n_4 = \sigma$ keine Invarianten im Sinne von (102), wohl aber im Fall $N = 0$. Im Gegensatz zu den Ziffern aus $\hat{f}$ sind also die von $N > 0$ bestimmten n_j ganzzahlige Besetzungsparameter, die gemeinsam mit N und $\hat{f}$ alle Eigenschaften der allgemeinen c - oder d -Hermetrie $M(N)$ umschreiben. Aus diesem Grunde erscheint es sinnvoll, das Schema (102) durch diese Parameter zu ergänzen, derart, daß $\hat{S} = kP \left(\begin{smallmatrix} n, m \\ p, \sigma \end{smallmatrix} \middle| \begin{smallmatrix} Q \kappa \\ Q_x \end{smallmatrix} \right)_{\varepsilon}^N$ in Analogie zu $\hat{f}$ als ganzzahlige Pseudomatrix alle Eigenschaften der betrachteten stratonischen Struktur komplexer Hermetrie umfaßt, so daß $\hat{S}$ als **Stratonmatrix** bezeichnet werden soll. Ist $X(v_x)$ der Name der betreffenden N -Resonanz von $(v)_x$, dann kann diese Bezeichnung noch hinter dem Schema angebracht werden. Insgesamt wird eine solche Stratonmatrix durch

$$\hat{S} \equiv kP \left(\begin{matrix} n, m \\ p, \sigma \end{matrix} \middle| \begin{matrix} Q \kappa \\ C q_x \end{matrix} \right]_{\varepsilon}^N X(\nu x), \quad (n, m, p, \sigma) = n_1, \dots, n_4 \quad (115)$$

definiert. So ergeben sich beispielsweise mit dem Protosimplexgenerator und der Interpretation **(101b)** die Stratonmatrizen für das Elektron

$11 \left(\begin{matrix} 00 \\ 00 \end{matrix} \middle| \begin{matrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{matrix} \right]_{+} e^{-}$ oder für die hypothetische Komponente

$11 \left(\begin{matrix} 00 \\ 00 \end{matrix} \middle| \begin{matrix} 10 \\ 00 \end{matrix} \right]_{+} e_0$ oder für das Pseudosingulett $11 \left(\begin{matrix} 11,6 \\ 11,6 \end{matrix} \middle| \begin{matrix} 1 & 1 \\ 0 & -1 \end{matrix} \right]_{+} \mu^{-}$,

während sich für das Nukleonendoublett $21 \left(\begin{matrix} 00 \\ 00 \end{matrix} \middle| \begin{matrix} 10 \\ 01 \end{matrix} \right]_{+} p$ und

$21 \left(\begin{matrix} 0, 0 \\ -2,17 \end{matrix} \middle| \begin{matrix} 10 \\ 00 \end{matrix} \right]_{+} n$ ergibt, wenn zur Kürzung für $N=0$ die Reso-

nanzordnung fortgelassen und von $\varepsilon = +1$ nur das Vorzeichen als Indizierung verwendet wird. Setzt man für den empirisch gut bekannten Zustand e^{-} die Daten $\hat{S}(e^{-})$ in **(112)** ein, dann zeigt sich, daß **(112)** den empirischen Wert m_e ebenso exakt wiedergibt wie **(29)** das Feld $e_{\pm}$. Von den verwendeten elementaren Naturkonstanten $\hbar, \gamma, \varepsilon_0$ und μ_0 ist nur $\hbar$ bis auf sieben Dezimalstellen bekannt, was aber auch für c, m_e und e_{-} gilt. Man kann daher in **(29)** und **(112)** für e^{-} die empirischen Werte e_{-} und m_e mit $\hbar$ und c einsetzen und sozusagen «rückwärts» rechnend die Naturkonstanten γ, ε_0 und μ_0 numerisch ebenfalls mit der gleichen Genauigkeit bestimmen, wobei

$c \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} = 1$ und $R_{-} \sqrt{\varepsilon_0} = \sqrt{\mu_0}$ mit zu verwenden sind (s. Anhang).

Die Funktion $f(N)$ in **(108)** steigt nach **(110)** mit N monoton an, nicht dagegen $M(N)$. So steigt M zunächst von $N=0$ bis N_m tatsächlich monoton an, derart, daß stets in diesem Intervall $M(N+1) - M(N) > 0$ ist. Wird aber N_m überschritten, dann wird diesem Anstieg entgegen $M(N_m+1) - M(N_m) < 0$ um von N_m+1 wieder anzusteigen und bei $N_s > N_m$ wieder $M(N_s) \approx M(N_m)$ zu erreichen, wobei sich für $N > N_s$ ein weiterer M -Anstieg anschließt, bis es wieder zu einem derartigen Abbruch kommt. Die Beziehung **(112)** beschreibt also im Gegensatz zu $f(N)$ eine Stufenkurve, in welcher sich mit jedem Stufenabbruch das Strukturprinzip **(107)** wiederholt.

Nach (107a) würde nach Erschöpfung der Bandbreite $\beta_j = 0$ die Besetzung $G_j \rightarrow 0$ mit $N_{(j-1)} \rightarrow 1 + N_{(j-1)}$ einhergehen, was eine Protosimplexverdichtung in $j - 1$ bedeutet. Bei dieser Verdichtung wird ein Teil der Resonanzenergie als $(M(N_m + 1) - M(N_m))c^2 < 0$ wieder in den R_3 abgegeben, was im Fall einer Photonenemission wegen $h\nu = ch/\lambda$ für die Wellenlänge dieser emittierten b -Quanten

$$\lambda c(M(N_m) - M(N_m + 1)) = h \quad (116)$$

im Sinne einer Übergangsfrequenz c/λ liefert.

Die Bedingung der Ausbildung einer Resonanz $M_x \rightarrow M(N)$ ist mit Sicherheit völlig unabhängig davon, ob $M(N)$ auf einem monoton ansteigenden Ast liegt oder ob es zum Abbruch dieses Anstieges verbunden mit einer Emission nach (116) kommt. Wesentlich scheint hingegen der incidierende Betrag $h\omega_R = E_R$ der Resonanzenergie in Wechselbeziehung zur Struktur $\hat{I}$ aus (102) des Terms $(\nu)_x$ der Masse M_x zu sein. Dieses invariante Grundmuster beschreibt den stationären Zustand des dynamischen Gleichgewichtes interner Korrelationen von Kondensorflüssen der $(\pm p)$, die insgesamt ein integrales Flußaggregat zyklischer Natur aufbauen. Da für den Kondensorfluß im integralen Fall oder in $(-p)$ stets die Flußgeschwindigkeit $\overline{w}$ (als Imaginärteil der Weltgeschwindigkeit $\overline{Y}$) gilt und während des stationären Gleichgewichtszustandes zyklische integrale Kondensorflüsse den Anfangszustand periodisch immer wieder herstellen, muß es eine definierte zeitliche Periodendauer $\theta_x > 0$ geben. Damit existiert aber auch eine Frequenz $\omega_x = 1/\theta_x$ in $(\nu)_x$ des integralen zyklischen Kondensorflusses. Da andererseits M_x in der Form $M_x c^2$ ebenfalls im Energiemaß ausdrückbar ist, kann für die Resonanzbedingung $\omega_R = \omega_x$ angenommen werden, wobei im stationären Fall immer $w \approx c$ erreichbar ist. Wird hierdurch $M(N)$ erreicht, dann wäre zugleich $E_R > (M(N) - M_x)c^2$ zu erfüllen. Ist schließlich T die Dauer des Resonanzprozesses, während derer $M(N)$ entsteht, dann ist die Resonanzbedingung noch durch $T > \theta_x$ zu ergänzen. Wenn also die Bedingungen

$$\begin{aligned} h\omega_R &> (M(N) - M_x)c^2, & \omega_R = \omega_x = 1/\theta_x, \\ T &> \theta_x > 0 \end{aligned} \quad (117)$$

erfüllt sind, dann kann es zur Ausbildung der Resonanz kommen, und zwar nach dem Strukturprinzip (107). Incidiert dagegen E_R in Form eines tief inelastischen Stoßes, bei dem die Konfigurationszonen $j=4$ bis $j=2$ durchdrungen werden und ist $E_R \gg (M_L - M_x)c^2$, dann wird (107) umgangen, wenn zugleich für die Übertragungszeit $T < \theta_x$ gilt. In einem solchen Fall wird M_x durch sehr viele zusätzliche ($\pm p$) in einer (107) nicht genügenden Form chaotisch regelrecht «aufgeheizt». Dieser Energiebetrag kann unter den gegebenen Bedingungen nicht strukturiert werden und wird daher unter Wahrung des Prinzips der Impulserhaltung in Form von mehreren (mindestens zwei) Hochenergiestrahlen korpuskularer Natur emittiert, wobei diese Korpuskularstrahlen wegen des Impulsprinzips bezogen auf das Korrelationszentrum hochsymmetrisch im R_3 angeordnet erscheinen. Aus welchen Korpuskelpaaren ($\varepsilon = +1$ und $\varepsilon = -1$) und aus welchem Anteil aus γ -Quanten (b -Hermetrie) diese Emissionen aufgebaut sind, hängt sowohl von der Struktur des auf diese Weise angeregten Terms $(\nu)_x$ als auch von E_R und den Randbedingungen des tief inelastischen Stoßes $T < \theta_x$ ab. Nach der Emission geht $(\nu)_x$ aus dem Prozeß wieder hervor. Tatsächlich wurden im empirischen Rahmen der Hochenergiephysik derartige Korpuskularstrahlen als sogenannte Jets beobachtet.

Wird $\hat{S}(e_0)$ der noch hypothetischen Komponente $q=0$ des Doublets $\nu=2$ aus (101a) betrachtet und werden diese Elemente in (112) eingesetzt, dann zeigt sich daß $M(e_0) = m_L$ mit der Masse des ν_L aus (32) identisch wird, während m_B des ν_B der gleichen Beziehung wahrscheinlich nur eine formale Bedeutung hinsichtlich (97) zukommt. Damit werden aber die Hilfsbegriffe des Lepto- und Baryneutrinos überflüssig. Allerdings kann dennoch die Frage aufgeworfen werden, in wieweit von Neutrinozuständen gesprochen werden kann, wenn in (115) die Bedingung des leeren R_3 mit $n_j = -Q_j$ eingeführt

wird. Wegen $(\nu)_x$ ist trotz $\left(\begin{smallmatrix} -Q_1, -Q_2 \\ -Q_3, -Q_4 \end{smallmatrix} \middle| \equiv (0| \right.$ in (112) allgemein $\mu\alpha_+\phi \neq 0$ mit Ausnahme des η -Zustandes nach (101b). Setzt man $M_\nu = M(\nu_x) = \mu\alpha_+\phi$, dann erweist sich stets $M_\nu \ll m_L = M(e_0)$ aus (32), so daß für alle diese Zustände des leeren R_3 stets $q_x = 0$ zu setzen ist. Es liegt nahe, diese in (115) durch $(0|$ gekennzeichneten protosimplexfreien Zustände des R_3 mit dem empirischen Neutrino-begriff zu identifizieren. Wird eine solche Identifikation durchgeführt, dann gibt es nach (115) für $k=1$ die vier Neutrinozustände $11(0|\begin{smallmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{smallmatrix})_e \nu_e$, ferner $11(0|\begin{smallmatrix} 1 & 1 \\ 0 & 0 \end{smallmatrix})_e \nu_\mu$ sowie $11(0|\begin{smallmatrix} 1 & 0 \\ \pm 1 & 0 \end{smallmatrix})_e \nu_K$ und $12(0|\begin{smallmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{smallmatrix})_e \nu_\pi$. Ganz entsprechend können die $\hat{S}(\nu_x)$ für $k=2$ aufgebaut werden. Nach (115) ergibt sich hierfür $20(0|\begin{smallmatrix} 1 & 0 \\ \mp 1 & 0 \end{smallmatrix})_e \nu_A$ und $20(0|\begin{smallmatrix} 3 & 0 \\ \mp 3 & 0 \end{smallmatrix})_e \nu_Q$, aber $21(0|\begin{smallmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{smallmatrix})_e \nu_n$, ferner $21(0|\begin{smallmatrix} 1 & 1 \\ \mp 2 & 0 \end{smallmatrix})_e \nu_E$, bzw. $22(0|\begin{smallmatrix} 1 & 0 \\ \mp 1 & 0 \end{smallmatrix})_e \nu_\Sigma$ sowie $23(0|\begin{smallmatrix} 1 & 0 \\ \mp 2 & 0 \end{smallmatrix})_e \nu_o$ und $23(0|\begin{smallmatrix} 3 & 0 \\ 0 & 0 \end{smallmatrix})_e \nu_A$, so daß für die Neutrinostrukturen ganz allgemein

$$\left(\begin{smallmatrix} -Q_1, -Q_2 \\ -Q_3, -Q_4 \end{smallmatrix} \middle| \equiv (0|, \quad \hat{S}(\nu_x) = kP(0|\begin{smallmatrix} Q & \kappa \\ C & 0 \end{smallmatrix})_e \nu_x \quad (118)$$

geschrieben werden kann. Da $(0|$ für $n_j = -Q_j$ des leeren R_3 steht, wird in (112) in diesem Fall $K + H + F = 0$, während $\phi \neq 0$ bleibt. Dies bedeutet, daß es trotz der Leerraumbedingung dennoch Neutrinomassen

$$m(\nu_x) = \mu\alpha_+\phi_{q=0} \neq 0 \quad (118a)$$

gibt.

Von diesen möglichen 11 verschiedenen Neutrinozuständen $m \neq 0$ können nur solche über $m > 0$ verfügen, für welche $P + Q$ geradzahlig ist, d. h., die Neutrinozustände ν_K und ν_Σ können wegen $m < 0$ nicht in der üblichen physikalischen Form als Zustände positiver

Feldenergie interpretiert werden (hier scheint eher eine Analogie zu Gravitonenfeldern zu bestehen). Schließlich wäre noch zu berücksichtigen, daß mit Sicherheit k als $B = k - 1$ ein Bestandteil der Fundamentalsymmetrie ist. Sollte für k ein absolutes Erhaltungsprinzip gelten, dann wären die ν_x für $k = 2$ Strukturprinzipien, die nie als freie ν_x -Strahlung erscheinen können. Dies wäre jedoch möglich, wenn diese Invarianz von k nicht absolut wäre, also wenn empirisch beispielsweise der gegenwärtig diskutierte Protonenzerfall wirklich nachgewiesen werden könnte. Da ein solcher Nachweis noch aussteht, sollen die ν_x mit $k = 2$ ebensowenig weiter diskutiert werden, wie Zustände mit $m < 0$. Als freie Neutrinostrahlung kommen also nur ν_e, ν_μ und ν_π in Betracht, doch gibt es in (118a) wegen (111) in ϕ für $q = 0$ noch einen von k unabhängigen Summanden $B_\nu(P + Q)$, der sowohl bei $k = 1$ als auch bei $k = 2$ als das empirisch beobachtete β -Neutrino mit $\phi_\beta = B_\nu(P + Q)$ erscheinen kann. Wegen des additiven Charakters von ϕ_β kann ν_β in freier ν_β -Strahlung zeitlich periodisch in eine Komponente des **Raumspinneutrinos** ν_R mit $\phi_R = Q B_\nu$ und des **Isoneutrinos** ν_P mit $\phi_P = P B_\nu$ dekomponieren und ν_β wieder rekombinieren, so daß im R_3 die reversible Beziehung $\nu_\beta \rightleftharpoons \nu_P + \nu_R$ gilt. Die auf jeden Fall im R_3 frei auftretenden Neutrinozustände werden also hinsichtlich ihrer positiven Feldmasse beschrieben durch

$$\begin{aligned} \phi_e &= 4A_\nu(3 - \alpha)\sqrt{\eta_{11}} + 2B_\nu, & \phi_\mu &= 4A_\nu\left(1 + \frac{2\xi}{3\eta^2}\right)(3 - \\ &- \alpha)\sqrt{\eta_{11}} + 2B_\nu, & \phi_\pi &= 4A_\nu(3 - \alpha)(1 + 4\xi)^{-1}\sqrt{\eta_{11}} + 2B_\nu, \\ \phi_R &= \phi_P = B_\nu, & \phi_\beta &= 2B_\nu \end{aligned} \quad (118b).$$

Die periodische Oszillation des β -Neutrinos bezieht sich auf die Feldmasse und geht auf

$$\nu_\beta \rightleftharpoons \nu_P + \nu_R \quad (118c)$$

zurück. In einem ν_β -Strahl oszillieren die Neutrinos scheinbar zwischen einfachen Neutrinomassen $m(\nu_R) = m(\nu_P)$ und dem doppelten Wert.

Wegen (118a) und (112) verhalten sich zwar Neutrinozustände wie ponderable Mq , doch fehlt andererseits wegen (0 | das Charakteristikum der Ponderabilität, nämlich die Protosimplexbesetzungen komplexer Hermetrie. Als Terme imaginärer Hermetrie könnten allenfalls Neutrinozustände mit $\phi < 0$ aufgefaßt werden, doch fehlten neben den Kriterien der Ponderabilität in (118b) auch die Kriterien der Imponderabilität, so daß die als ν_x -Strahlung möglichen Neutrinozustände weder als ponderabel noch als imponderabel aufgefaßt werden dürfen. Vielmehr scheinen diese Neutrinos als Konsequenz geltender Symmetrieprinzipien nicht metrische Zustände des leeren, aber metronisierten R_3 zu sein, welche als ν_x -Strahlung gewisse Invarianzeigenschaften über den R_3 transferieren und sozusagen als «Feldkatalyte» Reaktionen von ponderablen Mq verursachen, die sich ohne diesen Einfluß nicht vollziehen würden. Der im Tabellenanhang angeführte theoretische ν_β -Wert (bzw. ν_R oder ν_P) scheint recht gut mit den Heidelberger ν_β -Messungen⁽⁵⁾ verträglich zu sein, die beim doppelten β_- -Prozeß $Te^{130} \rightarrow Xe^{130}$ und $Te^{128} \rightarrow Xe^{128}$ durchgeführt wurden.

(5) Physical Review Letters 50 (1983) S. 474

5. Kompetenzbereich und Ausblick

Eine numerische Untersuchung (siehe Tabellenanhang) zeigt, daß die Lösung der Beziehung (19) und ihrer auf das kosmogonische Grenzereignis der Sphärentrinität monometronischer Sphären zurückgehende Fassung (58) und (58a) die Belange mikrokosmischer Strukturen in exakter Weise wiedergeben. So beschreibt (29) und (105) das elementare Ladungsfeld $e_{\pm}$ und die Feinstrukturkonstante α des Lichtes exakt. Auch werden die Verhältnisse im empirischen Bereich der Elementarkorpuskeln hinsichtlich der bemessenen Massen und ihrer Invarianzeigenschaften durch (112) und das zugehörige Umfeld (98a) bis (118c) sehr gut wiedergegeben. Zwar wurde die Bezugnahme auf die CERN-Meßdaten von 1974 zur Anpassung von $\hat{A}$ in (110d) und Reduktion auf π, e und ξ erwähnt, doch liefert (112) derart gute numerische Werte, daß die entsprechenden Meßdaten⁽⁶⁾ der Jahre 1976 bis 1982 lediglich zur Bestätigung im allgemeinen und insbesondere zur Bestätigung von Prognosen hinsichtlich noch nicht empirisch entdeckter Resonanzen verwendet wurden.

Wegen dieses verhältnismäßig positiven Bildes erscheint es sinnvoll, die Frage aufzuwerfen, ob die Beziehung (19) und (58) auch den gegenwärtig bekannten Bereich der theoretischen Physik implizieren.

In diesem Sinne werde zunächst die kompositive Fassung (19) des Weltselektors, also $L; \overline{\square} = {}^4\overline{0}$ oder $K; \overline{\square} = \overline{\lambda} \times \overline{\square}$ wegen $L = K - \overline{\lambda} \times ()$ untersucht. Nach Bildung der Matrizen Spur und Übergang der Selektoren zu metronischen Funktionen, also $spK; \overline{\square}; n = \overline{\lambda} \overline{\square}; n$ kann mit $\tau \rightarrow 0$ im dritten Gültigkeitsbereich approximiert werden, was wegen $spK; \overline{\square}; n \rightarrow spC\overline{\square}$ und $\overline{\lambda} \overline{\square}; n \rightarrow \overrightarrow{\lambda} \overline{\square}$ den Zusammenhang $spC\overline{\square} = \overrightarrow{\lambda} \overline{\square}$ der Beziehung (8a) liefert. Hieraus kann wiederum der R_4 -Schnitt in der nichthermiteschen

(6) CERN: Review of Particle Properties (Particle Data Group).

Komponentenform mit $\left\{ \begin{smallmatrix} i \\ k \ m \end{smallmatrix} \right\} (R_6) \rightarrow \varphi_{km}^i (R_4) \neq (\varphi_{mk}^i)^*$, also

$C_p \varphi_{km}^p = \lambda_p \varphi_{km}^p$ mit $1 \leq p \leq 4$ des R_4 aufgefunden werden. Wird hierin lediglich im dritten Gültigkeitsbereich die atomistische Natur der Gravitationsfeldquelle berücksichtigt, aber ein zeitlich konstantes nicht gestörtes Gravitationsfeld dieser Quelle im physischen R_3 vorausgesetzt, welches durch eine Skalarfunktion beschrieben wird, dann ergibt sich das nichtlineare Gravitationsgesetz (11) als Approximation, mit der immerhin einige astrophysikalische Phänomene wie die Existenz der Spiralnebelnester beim Fehlen von Systemen höherer Ordnung oder nach (45) die Anomalien der kosmologischen dispersionsfreien Rotverschiebung verstanden werden können. Die untere Realitätsschranke (14) dieses Gravitationsfeldes φ erweist sich dabei in ihrer Näherung dem Schwarzschildradius proportional (ist aber etwas kleiner als dieser). Schließlich wird (11) unter der weiteren Approximationsbedingung $\varphi \ll c^2$ zum klassischen Newtonschen Gravitationsgesetz $\varphi \rightarrow \varphi_n = \gamma M/r$ mit $M = \text{const}$ hinsichtlich r . Verläßt man mit $C_p \varphi_{km}^p = \lambda_p \varphi_{km}^p$ den dritten Gültigkeitsbereich, so daß nach dem Korrespondenzprinzip der Übergang in den vierten Gültigkeitsbereich des Feldkontinuums erfolgt, dann bedeutet dies zunächst in $\varphi_{km}^i \Gamma_{km}^i$ die Aufhebung der für die mikromaren φ_{km}^i gültigen Konvergenz dieser Zustandsfunktionen und $\lambda_p \varphi_{km}^p \rightarrow \kappa W_{km}$ mit $\kappa = \text{const}$ (Naturkonstante), wobei die $W_{km} = T_{km} - g_{km} T/2$ räumliche Energiedichten sind. Ganz entsprechend gilt als Übergang zum Feldkontinuum für die Wirkung des hermiteschen Operators $C_p \varphi_{km}^p \rightarrow \rightarrow R_{km} \neq R_{mk}^*$, was verglichen $R_{km} = \kappa(T_{km} - g_{km} T/2)$ oder nach Bildung der Matrizen Spur das nichthermitesche raumzeitliche Äquivalenzprinzip $R_{km} - g_{km} R/2 \sim T_{km} \neq T_{mk}^*$ der Beziehung (1) liefert, worin T_{km} der allgemeine phänomenologische Energiedichtetensor ist, der auch das Gravitationsfeld der betreffenden Materieverteilung enthält. Wird in T_{km} dieser Gravitationsfeldanteil approximativ vernachlässigt, dann entspricht dies der Näherung $T_{km} \rightarrow V_{km} = V_{mk}^*$, was die Hermitesierung $g_{km} \rightarrow g'_{km} = (g'_{mk})^*$ und damit $R_{km} \rightarrow R'_{km}$ sowie $R \rightarrow R'$ also $R'_{km} - g'_{km} R'/2 = \kappa V_{km}$ zur Folge hat. Da hier die Äqui-

valenz zur Proportionalität geworden ist und g'_{km} das einzige Wechselwirkungsfeld darstellt, muß wegen der Geodätengleichung g'_{km} als tensorielles Gravitationspotential aufgefaßt werden, welches von der phänomenologischen Feldquelle V_{km} erregt wird. In dieser approximativen Hermitezität wurde demnach die Trennung des Gravitationsfeldes (struktureller Teil) von der Feldquelle (phänomenologischer Teil) vollzogen. Diese hermiteschen Beziehungen

$R'_{km} - g'_{km}R'/2 \sim V_{km}$ stellen indes die Grundgleichungen der allgemeinen Relativitätstheorie dar, deren Erfahrungsbereich demnach durchaus von (19) abgedeckt wird. Einerseits gilt für diese Grundgleichungen die exakte Schwarzschildlösung, die für den Fall hinreichend geringer Massendichten oder bei hinreichend großen R_3 -Distanzen (bezogen auf den Schwarzschildradius) wiederum das klassische Newtonsche Gravitationsgesetz approximiert. Andererseits beinhaltet aber die sich im Fundamentaltensor $g'_{km}(x_1, \dots, x_4) \neq \delta_{km}$ ausdrückende Gruppe zugelassener Isomorphismen unter der Voraussetzung der Pseudoeuklidizität $g'_{km} \sim \delta_{km}$ eines R_4 der Signatur $(+++ -)$ die Lorentzgruppe der mit $v = \text{const}$ im R_3 relativ bewegter Inertialsysteme, die durch eine reguläre quadratische Orthogonalmatrix $\hat{A}\hat{A}_T = \hat{E}$ gekennzeichnet wird. Unterstellt man approximativ $v \ll c$ und spaltet man im R_4 vom physischen R_3 die phänomenologische Zeit, dann zerfällt die Lorentzgruppe in der bekannten Weise in die Transformationen der Galileigruppe der klassischen Mechanik, die ihrerseits unter Verwendung des Molekularbegriffes alle antropomorphen Erscheinungsformen der Mechanik wie die Mechanik des starren, des elastischen oder des plastischen Körpers ebenso umschließt, wie die Thermodynamik als Vielpunktmechanik statistisch ungeordnet bewegter Massenpunkte, Aero- und Hydrodynamik als statistische Bewegung von Massenpunkten mit zeitlich konstanter Vorzugsrichtung oder Akustik als eine solche Bewegung mit zeitlich periodisch wechselnder Vorzugsrichtung, bzw. Gasdynamik als eine Strömungsdynamik, deren Strömungsgeschwindigkeit über der Schallgeschwindigkeit liegt.

Somit ergeben sich aus (19) alle Gebiete und Erfahrungsbereiche der Gravitationsphysik, Himmelsmechanik und klassischer Mechanik approximativ, doch werden von dieser Approximationskette die Phänomene der Elektrodynamik nicht tangiert, obgleich (19) in der Lösungsmannigfaltigkeit die elektrodynamischen Prozesse als Hermetrieform b der Zeitkondensation aufweist.

Zur Beschreibung dieser elektromagnetischen Prozesse der b -Hermetrie muß daher das symmetronische Fundamentalproblem in der Fassung (58) mit (58a) verwendet werden. Wegen des zeitartigen Charakters der Imaginärkondensationen der diese b -Strukturen ausdrückenden Pseudohermetrie $S(3); \hat{\gamma} = \hat{\gamma}_{(b)}$ gibt es nur 6 mögliche Basis- oder Kontrasignaturen, nämlich (1), (11), (2), (22), (12) und (21), die als Basissignatur mit α und als Kontrasignatur mit β bezeichnet werden soll. Auch werde zur Kürzung gelegentlich die Signatur gemäß $C_{(\alpha)}^{(\beta)} = \underline{C}$ durch eine Unterstreichung substituiert. Damit wird (58) für den Fall der b -Hermetrie zu $L_{(\alpha)}^{(\beta)}; \left[\frac{\beta}{\alpha} \right]_+ = {}^4\overline{0}$. Ferner werde, wenn $n \geq 0$ ganzzahlige Metronenziffern sind, für $\left[\frac{\beta}{\alpha} \right]_+; n = \hat{\underline{w}}$ und $(1 + sp(2\overline{Q}_{(\alpha)}^{(\beta)} \times ())) ; \left[\frac{\beta}{\alpha} \right]_+; n = \underline{y}$ gesetzt. Damit wird (58) mit (58a) zu ${}^4\overline{0} = L_{(\alpha)}^{(\beta)}; \hat{\underline{w}} = A_{(\alpha)}^{(\beta)}; \hat{\underline{w}} - \underline{\lambda} \times \hat{\underline{y}} = K_{(\alpha)}^{(\beta)}; \hat{\underline{y}} - \underline{\lambda} \times \hat{\underline{y}} + D_{(\alpha)}^{(\beta)}; \hat{\underline{w}}$.

Wegen $\varepsilon = 6$ Kondensorsignaturen α oder β wird das Photon also durch 36 symmetronische Raumkondensorbeziehungen

$\underline{K}; \hat{\underline{y}} = \underline{\lambda} \times \hat{\underline{y}} - \underline{D}; \hat{\underline{w}}$ beschrieben, für welche die Komponentendarstellung $\underline{\lambda}_p \underline{y}_{km}^i - \underline{D}_p; \underline{w}_{km}^i = \underline{K}_p; \underline{y}_{km}^i = \underline{\partial}_m \underline{y}_{kp}^i - \underline{\partial}_p \underline{y}_{km}^i + \underline{y}_{sm}^i \underline{y}_{kp}^s - \underline{y}_{sp}^i \underline{y}_{km}^s$ gilt. Führt man für die Summen der Form C_{km}^k zur Kürzung die Vektorkomponenten $C_m = C_{km}^k$ ein, dann liefert die wegen der kovarianten Hermitezität den Raumkondensor linearisierende Matrixenspurbildung $i = k$ das relativ einfache System $\underline{\partial}_m \underline{y}_p - \underline{\partial}_p \underline{y}_m = \underline{\lambda}_p \underline{y}_m - \underline{D}_p; \underline{w}_m$, in welchem $\underline{y}_m = \underline{w}_m$ im Fall der Schirmfelder $\alpha = \beta$ wird.

Da die Triade der b -Hermetrie $(\pm(123))$ im R_3 in Form von zwei strukturell verschiedenen sich induzierenden Komponenten erscheint,

können die $\overline{y}_{(\alpha)}^{(\beta)}$ und $\overline{w}_{(\alpha)}^{(\beta)}$ zu zwei partiellen Pseudokompositionen zusammengefaßt werden. Kennzeichnet a die laufenden Summanden der einen und b diejenigen der anderen partiellen Komposition, dann würde für die metronischen R_6 -Vektorfelder $\overline{C} = \sum_a \overline{y}_{(\alpha)}^{(\beta)}$ und

$\overline{D} = \sum_b \overline{y}_{(\alpha)}^{(\beta)}$ folgen, so daß nur noch zwei Gleichungssysteme

$$\delta_m C_p - \delta_p C_m = \sum_a \underline{\lambda}_p y_m - \sum_a \underline{D}_p; \underline{w}_m \quad \text{und}$$

$$\delta_m D_p - \delta_p D_m = \sum_b \underline{\lambda}_p y_m - \sum_b \underline{D}_p; \underline{w}_m \quad \text{analysiert werden müssen.}$$

Zur weiteren Beschreibung werde ein stationärer Stabilitätszustand vorausgesetzt, derart, daß nur die Komponenten im R_4 relevant bleiben, d. h., es gilt für alle Summanden $\underline{y}_5 = \underline{y}_6 = 0$ und $\underline{w}_5 = \underline{w}_6 = 0$, aber auch $\underline{\lambda}_5 = \underline{\lambda}_6 = 0$ und $C_5 = C_6 = D_5 = D_6 = 0$, während im Fall des dynamisch stabilen Gleichgewichtes auch keine neutralen oder elektrisch geladenen Ströme fließen können, so daß alle Änderungen der $\overline{C}$ und $\overline{D}$ in x_5 und x_6 verschwinden müssen. Unter diesen Voraussetzungen kann nun der Übergang $\tau \rightarrow 0$ in den dritten Gültigkeitsbereich durchgeführt werden. Zunächst bedeutet der Übergang in diesen Bereich, daß die subphysikalischen Strukturen interner Korrelationen nicht mehr erscheinen. Approximativ können daher alle Kopplungstensoren ${}^2\overline{Q}_{(\alpha)}^{(\beta)} \rightarrow {}^2\overline{0}$ vernachlässigt werden, was aber nach (58a) und der kovarianten Hermitezität unmittelbar

$$\underline{D}_p; \underline{w}_m = 0 \quad \text{für alle } p, \text{ also auch } \sum_a \underline{D}_p; \underline{w}_m = \sum_b \underline{D}_p; \underline{w}_m = 0$$

zur Folge hat. Schließlich gilt auch wegen des Überganges $\tau \rightarrow 0$

$$\text{die Limesrelation } \lim_{\tau \rightarrow 0} \delta_k F_i = \frac{\partial}{\partial x_k} f_i = f_{i,k} \quad \text{für eine Funktion}$$

$F_i \rightarrow f_i$ bei $\tau \rightarrow 0$. Wird jetzt noch für die $1 \leq p \leq 4$ Komponenten im R_4 angenommen, daß alle $\underline{\lambda}_p$ mit $i\lambda_p$ identisch werden, so daß $\underline{\lambda}_p = i\lambda_p$ gesetzt werden kann, dann folgt auch $\lim_{\tau \rightarrow 0} \sum_a \underline{\lambda}_p y_m =$

$$= i\lambda_p \lim_{\tau \rightarrow 0} C_m = i\lambda_p g_m \quad \text{und} \quad \lim_{\tau \rightarrow 0} \sum_b \underline{\lambda}_p y_m = i\lambda_p \lim_{\tau \rightarrow 0} D_m = i\lambda_p h_m$$

im dritten Gültigkeitsbereich $g_{p,m} - g_{m,p} = i\lambda_p g_m$ und $h_{p,m} - h_{m,p} = i\lambda_p h_m$. Summation längs $1 \leq p \leq 4$ liefert dann mit der Kürzung

$\sum_p \lambda_p = \lambda$ die beiden linearen Systeme $\sum_p g_{p,m} = i\lambda g_m + \sum_p g_{m,p}$ und $\sum_p h_{p,m} = i\lambda h_m + \sum_p h_{m,p}$ aus jeweils vier linearen partiellen Differentialgleichungen. Wegen der völligen Linearität können die beiden

Vierervektoren $\vec{g} = \sum_{s=1}^4 \vec{g}_s$ und $\vec{h} = \sum_{s=1}^4 \vec{h}_s$ hinsichtlich der par-

tiellen Ableitungen ihrer Komponenten so auf zwei andere Vierervektoren $\vec{a}$ und $\vec{b}$ bezogen werden, daß die beiden Gleichungssysteme für g_m und h_m in die beiden Systeme der Ableitungen von a_m und b_m übergehen, derart, daß für die a_m und b_m zunächst das System $\pm a_{1,4} = a_{4,1} + b_{4,2} + a_{3,3} + i\lambda a_1$, ferner $\pm ia_{2,4} = a_{3,1} - b_{3,2} - a_{4,2} + i\lambda a_2$ sowie $\pm ia_{3,4} = a_{2,1} + b_{2,2} + a_{1,3} - i\lambda a_3$ und $\pm ia_{4,4} = a_{1,1} - b_{1,2} - a_{2,3} - i\lambda a_4$ gilt, während für das zweite System $\pm ib_{1,4} = b_{4,1} - a_{4,2} + b_{3,3} - \lambda b_1$ bzw. $\pm ib_{2,4} = b_{3,1} + a_{3,2} - b_{4,3} - \lambda b_2$ sowie $\pm ib_{3,4} = b_{2,1} - a_{2,2} + b_{1,3} + \lambda b_3$ und $\pm ib_{4,4} = b_{1,1} + a_{1,2} - b_{2,3} + \lambda b_4$ gesetzt werden kann. Diese beiden aus jeweils vier Differentialgleichungen bestehenden Systeme können aber mit einem komplexen R_4 -Vektorfeld $\vec{\varphi}$ mit $Re\vec{\varphi} = \vec{a}$ und $Im\vec{\varphi} = \vec{b}$, also $\vec{\varphi} = \vec{a} + i\vec{b}$ zu einem komplexen System aus vier Differentialgleichungen, nämlich $\pm i\varphi_{1,4} + \varphi_{4,1} - i\varphi_{4,2} + \varphi_{3,3} + i\lambda\varphi_1 = 0$, $\pm i\varphi_{2,4} + \varphi_{3,1} + i\varphi_{3,2} + \varphi_{4,3} + i\lambda\varphi_2 = 0$, $\pm i\varphi_{3,4} + \varphi_{2,1} - i\varphi_{2,2} + \varphi_{1,3} - i\lambda\varphi_3 = 0$, $\pm i\varphi_{4,4} + \varphi_{1,1} + i\varphi_{1,2} - \varphi_{2,3} - i\lambda\varphi_4 = 0$ zusammengefügt werden. Dieses lineare System kann durch $\vec{\varphi} = \sum_s \vec{\varphi}_s$ über dem komplexen algebraischen Zahlenkörper nicht ausgedrückt werden, doch wird dies unter Verwendung eines algebraischen Zahlenkörpers hyperkomplexer Zahlen möglich, sofern seine Elemente quadratische Matrizen vom Typ 4 sind, weil $\vec{\varphi}$ ein Vektorfeld des R_4 ist. Auch sollen diese Matrizen nur aus den Elementen $0, \pm 1$ und $\pm i$ bestehen. Werden diese vier Matrizen mit $\hat{\alpha}_k$ bezeichnet (der laufende Index gilt in $1 \leq k \leq 4$), dann sollte für den Antikommutator dieser Matrizen außerdem $(\hat{\alpha}_i \times \hat{\alpha}_k)_+ = 2\delta_{ik}\hat{E}$ gelten, damit die Vektorgleichung iterierbar wird. Diesen Forderungen genügen die als Dirac-Matrizen bezeichneten quadratischen R_4 -Schemata, also die

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

als Element eines hyperkomplexen algebraischen Körpers, so daß hier eine Algebra in 16 Dimensionen wirksam wird. Mit $\vec{\varphi} = \sum \vec{\varphi}_k$ werden die vier Bestimmungsgleichungen in der Operatorgleichung

$$\left(\sum_{i=1}^3 \hat{\alpha}_i \frac{\partial}{\partial x_i} \pm i \hat{E} \frac{\partial}{\partial x_4} + i \hat{\alpha}_4 \lambda \right) \vec{\varphi} = \vec{0}$$

zusammengefaßt. Die Eigenwerte λ im dritten Gültigkeitsbereich haben die Dimensionierung $[m^{-1}]$, und sollen $\lambda \sim m$ der ponderablen Masse eines elektrischen Ladungsträgers proportional sein, wenn das Photonenfeld der ursprünglichen b -Hermetrie im dritten Gültigkeitsbereich mit dem elektrischen Feld dieses Ladungsträgers in Wechselwirkung tritt. Andererseits handelt es sich dabei stets um eine quantenhafte Struktur, so daß λ als Verhältnis des Impulses mc zum Wirkungsquant $\hbar$, also $\hbar\lambda = mc$ aufgefaßt werden kann. Damit wird der Matrixoperator zu

$$\hat{D} = \frac{\hbar}{i} \left(\sum_{k=1}^3 \hat{\alpha}_k \frac{\partial}{\partial x_k} \pm i \hat{E} \frac{\partial}{\partial x_4} \right) + \hat{\alpha}_4 mc$$

aber mit dem Diracoperator identisch, d. h., bei $\hat{D}\vec{\varphi} = \vec{0}$ handelt es sich um die linearisierte zeitabhängige relativistische Wellengleichung im dritten Gültigkeitsbereich mikromarer Prozesse, die den gesamten Erfahrungsbereich der gegenwärtigen Quantenelektrodynamik umfaßt. Wird mit $\hat{D}$ das Elektron beschrieben, dann erscheinen im System zwei überschüssige Gleichungen, welche die Existenz von e_+ neben e_- nahelegen, doch wird dies auch durch die Existenz des symmetronischen Überganges $b \rightleftharpoons d + \bar{d}$ transparent. Zwar liefert $\hat{D}$ sowohl die drei wellenmecha-

nischen Impulsoperatoren $\hbar \frac{\partial}{\partial x_i}$ mit $1 \leq i \leq 3$ des R_3 als auch den Energieoperator $\hbar \frac{\partial}{\partial t}$, doch sollte nach der Auffassung des Autors

die sich aus $\hat{D}$ ergebende Interpretation der Paarbildung e^-, e^+ durch

die sogenannte Löchertheorie überdacht werden. Dies deshalb, weil alle $\bar{d}$ und $\bar{c}$ die gleichen positiven ponderablen Massen haben, wie die spiegelsymmetrischen d - und c -Terme. So wird beispielsweise e^+ durch die gleiche vierfach konturierte Protosimplexstruktur bestimmt wie e^- , während nur die Zeithelizität für e^+ in der Raumzeit R_4^+ negativ erscheint, was im Vergleich der Stratonmatrizen

$11 \left(\begin{array}{c|c} 00 & 10 \\ 00 & 0-1 \end{array} \right)_+ e^-$ und $11 \left(\begin{array}{c|c} 00 & 10 \\ 00 & 0+1 \end{array} \right)_- e^+$ besonders deutlich wird, weil mit $k = 1$ beide Korpuskeln durch die gleiche Gerüststruktur $\left(\begin{array}{c|c} 00 & \\ 00 & \end{array} \right)$ charakterisiert werden, während sich die invarianten Grund-

muster wegen der Enantiostereoisomerie $\varepsilon = +1$ und $\varepsilon = -1$ intern korrelierender Flußaggregate in e^- und e^+ spiegelsymmetrisch verhalten. Wenn also $\hat{D}$ induktiv aufgebaut wird, dann erscheint die Interpretation von e^+ , e^- durch die Löchertheorie durchaus zwingend, nicht aber, wenn sich $\hat{D}\vec{\varphi} = \vec{0}$ als lineäre Approximation im dritten Gültigkeitsbereich erweist, die aus einem übergeordneten nicht-linearen Zusammenhang gewonnen wurde.

Mit $\hat{D}\vec{\varphi} = \vec{0}$ kann die Approximation nach dem Korrespondenzprinzip in den makromaren vierten Gültigkeitsbereich weitergeführt werden, wenn $\lambda \rightarrow 0$, also $m \rightarrow 0$ die Bedingung des leeren R_3 kennzeichnet und für diesen Fall $\hat{D}\vec{\varphi}$ mit den $\hat{\alpha}_k$ in die Komponentenform aufgelöst wird. Spaltet man unter der Voraussetzung $\lambda \rightarrow 0$ das Feld $\vec{\varphi} = \vec{a} + i\vec{b}$ in die beiden linearen Systeme der acht Komponenten a_m und b_m , dann kann $a_1 \sim C_3$, $a_2 \sim C_1$, $a_3 = 0$, $a_4 \sim -D_2$, $b_1 = 0$, $b_2 \sim C_2$, $b_3 \sim D_3$ und $b_4 \sim D_1$ gesetzt werden. Handelt es sich dabei um die Komponenten der beiden räumlichen polaren Vektorfelder $\vec{C}$ und $\vec{D}$ und wird mit $x_4 = ict$ der R_4 in den R_3 und die phänomenologische Zeit t gespalten, ergibt sich die Komponentenform der Vektorproportionalitäten $\text{rot}\vec{C} \sim \vec{D}$, $\text{rot}\vec{D} \sim \pm \vec{C}$ mit $\text{div}\vec{C} = 0$ und $\text{div}\vec{D} = 0$ im vierten Gültigkeitsbereich. Der negative Zweig dieses Systems ist mit dem makromaren elektromagnetischen Induktionsgesetz eines elektromagnetischen Feldes im Vakuum identisch und liefert nach Zeitdifferenzierung und Substitution in der bekannten Form

für eine elektromagnetische Feldgröße ψ mit $\operatorname{div} \vec{C} = \operatorname{div} \vec{D} = 0$ die transversale Wellengleichung $\operatorname{div} \operatorname{grad} \psi \sim \ddot{\psi}$, die das elektromagnetische Relativitätsprinzip begründet. Somit wird in einer weiteren Approximation der gesamte Erfahrungsbereich der Elektro- und Magnetostatik von dieser Approximation ebenso impliziert, wie der Erfahrungsbereich der Elektrodynamik, Optik und Strahlenoptik.

Somit scheint (19) zusammen mit der kosmogonischen Konsequenz (58) den gesamten Bereich des gesicherten gegenwärtigen physikalischen Wissens in Form von Approximationen zu implizieren, während die exakte Lösung (112) mit (102) die relativ große Zahl der im Rahmen der Hochenergiephysik aufgefundenen ponderablen Elementarstrukturen der Materie (als Korpuskeln mit Ruhemasse) verständlich macht und die tatsächlich meßtechnisch erfaßten Eigenschaften dieser ponderablen Materiefeldquanten numerisch recht gut wiedergibt. Es sei hier auf den Tabellenanhang verwiesen. Allerdings legt die vorgestellte Strukturtheorie möglicherweise eine Revision des gegenwärtig diskutierten kosmologischen Modells eines expandierenden Universums mit der Urexplosion als Anfangsereignis ebenso nah wie eine Revision des ebenfalls gegenwärtig diskutierten Quarkmodells. So geht das Weltmodell der Urexplosion letztlich allein auf die antizipierte Interpretation der kosmologischen Rotverschiebung extragalaktischer Spiralnebelspektren durch einen Dopplereffekt und die 3K-Hintergrundstrahlung zurück. Diese Interpretation setzt jedoch voraus, daß es keine Anomalien dieser Rotverschiebung gibt, die aber dennoch mit modernen spektroskopischen Mitteln nachgewiesen werden können, und mit (45) quantitativ richtig wiedergegeben werden, während die 3K-Strahlung auch anders (nach V.) interpretierbar ist. Im mikrophysikalischen Bereich ergibt sich eine gewisse Analogie zum Quarkmodell; denn es erscheinen in jeder Elementarkorpuskel stets $G = k + 1$ strukturelle Einheiten, die aber, dem Quarkmodell entgegen, nur als quaskorpuskuläre Subkonstituenten erscheinen. Da die Vierfachkonturierung aller Elementarstrukturen durch die Konfigurationszonen $j \leq 4$ allgemein gilt, können diese Subkonstituenten nur quaskorpuskuläre Strukturelemente sein, die allein nicht frei erscheinen können. Selbst

wenn es gelingen würde eine Elementarkorpuskel in diese Subkonstituenten aufzulösen, dann würden die Protosimplexbesetzungen der betreffenden Subkonstituenten zwangsläufig neue Konfigurationszonen einer vierfachen Konturierung des Raumes ausbilden (wahrscheinlichster Zustand), die sich wiederum als eine Komponente innerhalb der durch (112) beschriebenen Gesamtheit logisch möglicher Formen komplexer Hermetrie oder als b -Feld erweist. Die G Subkonstituenten sind demnach nur als interne Strukturkomponenten durch ihre wechselseitigen Bedingtheiten definiert, nicht aber einzeln. Wahrscheinlich erübrigt sich hierdurch die Forderung des «Confinement» und der durch diese Forderung bedingte Begriff Gluon.

Zwar scheinen Streuversuche von β -Neutrinos an Protonen das Quarkmodell zu stützen, weil derartige Streuungen auf $G = 3$ interne Strukturelemente hinweisen, doch ist dieser Schluß in keiner Weise zwingend; denn wegen der notwendigerweise verschiedenen Dichten in den Konfigurationszonen $j \leq 3$ des Korpuskelvolumens ($j = 4$ scheint hier i. B. auf solche Streuungen nicht relevant zu sein) wird eine solche Internstrukturierung aus drei strukturell verschiedenen Bereichen ohnehin plausibel, zumal im Fall p wegen $k = 2$ auf jeden Fall $G = 3$ barionische Subkonstituenten existieren müssen. Die erwähnten Streuversuche können also als eine mindestens ebenso gute Stütze für die Strukturtheorie angesehen werden. Versucht man hingegen die Massenbeiträge der einzelnen Subkonstituenten zu ermitteln, dann zeigt sich, daß im Bilde des Quarkmodells in jedem Proton Quarks mit anderen Masseneigenschaften existieren müßten, was sich in sehr großen Bandbreiten äußert. Dieser Sachverhalt dürfte im Bild des Quarkmodells unverständlich bleiben. Im Bild der Strukturtheorie der internen Korrelationsdynamik von Kondensorflüssen, die zu einem integralen Flußsystem korreliert sind, wird ein solcher Befund leicht verständlich. Da das interne Korrelationsgefüge alle Subkonstituenten erfaßt, hängt die interne Massenverteilung in jedem Zeitpunkt vom dynamischen Zustand der jeweiligen Flußphase ab, so daß diese Massen der einzelnen Subkonstituenten im Bild der dynamischen Strukturtheorie zeitlich variabel erscheinen müssen. Übrigens könnte der empirische

Begriff des Parton eine natürliche Interpretation durch die Zentralzone $j = 1$ finden. Schließlich besteht noch eine Analogie zum Quarkmodell durch die mögliche Drittelung des elementaren Ladungsfeldes (29) nach (104) im Zusammenhang mit den spekulativen Subkonstituenten (103), die ihrerseits mit den konzipierten Quarks im Quarkmodell identisch wären. Bei den empirisch beobachteten Jets im Fall tief inelastischer Stöße werden zwar die Subkonstituenten nicht freigesetzt, doch weisen die Jets unmittelbar auf die Existenz dieser $G = k + 1$ Subkonstituenten hin. Hier sei noch bemerkt, daß neuere Experimente der Hochenergiephysik auf die Existenz der sog. Präonen als strukturelle Bauelemente der G Subkonstituenten hinweisen. Sollten sich diese Präonen als wirklich existent erweisen, dann drängt sich regelrecht ihre Interpretation als Protosimplexe auf, die ohnehin als wahre Letzeinheiten materieller Elementarstrukturen anzusprechen sind.

Eine konkrete Aussage hinsichtlich solcher Revisionen gegenwärtiger etwas spekulativer Modelle kann jedoch erst dann erfolgen, wenn die oben diskutierte Strukturtheorie in sich geschlossen werden kann. Dies ist gegenwärtig noch nicht der Fall; denn (112) bezieht sich nur auf den Fall eines stationären Zustandes, der durch ein internes dynamisches Gleichgewicht korrelierender Flußaggregate bedingt wird, was seinen Ausdruck in der Konstanz des Realteiles der Ausgangsbeziehung fand. Wegen dieser Einschränkung war es vorerst noch nicht möglich, eine zu (112) adäquate einheitliche Beziehung für die Bandbreiten aufzufinden. Auch bleiben vorerst noch die in (114) aufgezeigten Abhängigkeiten von der Resonanzordnung offen. Erst wenn diese Funktionen und die Bandbreiten bekannt sind, kann der Versuch zur Entwicklung einer einheitlichen Beschreibung der magnetischen Spinnmomente für $Q(N) \neq 0$ und der Wechselwirkungen (Wirkungsquerschnitte) im Sinne einer Korrespondenztheorie unternommen werden.

Betrachtet man die mit (112) bestimmbaren numerischen Massenwerte, dann zeigt sich allerdings, daß zwar einerseits die empirisch gemessenen Partikelmassen vollständig wiedergegeben werden, aber andererseits erscheint eine wesentlich größere Zahl theoretischer Terme, die empirisch noch nicht festgestellt werden konnten. Diese

keineswegs negative Diskrepanz geht mit großer Wahrscheinlichkeit darauf zurück, daß die einzelnen Massenterme der Beziehung (112) sehr verschiedene Bildungswahrscheinlichkeiten haben, die vom gesamten Umfeld der Versuchsbedingungen abhängen, während die meßtechnischen Methoden nur die Registrierung solcher Terme möglich machen, deren Bildungswahrscheinlichkeiten über einem Niveau liegen, welches wiederum von den verwendeten Nachweisinstrumenten abhängt. Sollten Terme aus (112) mit größerer Bildungswahrscheinlichkeit im stets vorhandenen Rauschhintergrund verborgen bleiben, dann könnte nach diesen Elementarkorpuskeln gezielt gesucht werden, wenn die oben erwähnte einheitliche Beschreibung der Bandbreiten die Beziehung (112) ergänzt. Außerdem wäre eine Kenntnis der Bildungswahrscheinlichkeiten in Abhängigkeit von den Versuchsbedingungen zur Auffindung weiterer, von (112) prognostizierter Partikel überaus zweckmäßig.

Unterstellt man unabhängig von diesen experimentaltechnischen Überlegungen die Richtigkeit der diskutierten Strukturtheorie, dann kommt man zu dem Schluß, daß jede Elementarstruktur der Materie in der Form einer komplexen Hermetrie durch einen Satz ganzer Zahlen im Schema (115) der Stratonmatrix eindeutig beschrieben wird. So erscheinen den V_6 -Gitterpunkten $(v)_x$ invarianter Grundmuster entsprechend Resonanzspektren $0 \leq N \leq L_N < \infty$ von jeweils endlichem Umfang, deren Terme aber sämtlich auf $N = 0$ des betreffenden Grundzustandes zurückgehen. Die invarianten Eigenschaften dieser V_6 -Punkte wiederum werden durch die Quantenzahlsätze aus (102) wiedergegeben, wobei nach (99) bis (101) die Quantenzahlen Q , κ , C und q_x bei $N = 0$ auf k und P reduziert werden, doch bestimmt k in der Form $G = k + 1$ die obere und der Wert 0 die untere Schranke der möglichen Ziffern P für einen k -Wert. Die einzigen vorzugebenden Größen sind also nach dieser Strukturtheorie die Ziffern k und die Entscheidung ε . Da es für ε nur die Alternative $\varepsilon = \pm 1$ gibt und nach (98a) allein $k = 1$ und $k = 2$, oder wegen $B = k - 1$ nach (101b) nur $B = 0$ oder $B = 1$ möglich ist, könnte man überspitzt ausgedrückt sagen, daß die übergeordnete Weltstruktur so beschaffen ist,

daß die große Mannigfaltigkeit materieller Elementarstrukturen komplexer Hermetrie und damit die ganze Fülle materieller Erscheinungsformen in der Welt neben den auf die Willkür des Maß-Systems zurückgehenden Naturkonstanten (Einführung) und den Grenzwerten π , e sowie ξ allein auf Null ($B = 0$) und die Einheit mit den beiden möglichen Vorzeichen zurückgeht. Dieser Sachverhalt ist in seiner Einfachheit monumental und könnte in seiner Hintergründigkeit zu philosophischen Betrachtungen anregen.

BEGRIFFSREGISTER

- Aktivationsselektor 83
Antikonjunktör 220
Apeiron 67
Äonische Dimension 21
Äonische mundale Seinspotenz 24
- Baryneutrino 13
Basisanstieg 325
- Chronon 27
- Distributorzahl 285
Doublettziffer 283
- Entelechale Dimension 21
Eschatologische Sphärentrinität 62
Externzone 262
- Feldaktivator 82
Flukton 186
Fluktonspin 201
Fluktonkonjugation 197
Flußaggregat 158
Flußklasse 158
Fremdfeldkorrelation 112
Fremdfeldkorrelator 115
Fremdfeldselektor 108
Fundamentalsphäre 58
Futuralpotenz 24
- Grundflußverlauf 186
- Hermetriecharakteristik 187
- Internzone 261
Isohelizität 285
Isomorphiespin 213
Isoneutrino 154
- Kompressoristosasie 352
Kondensorbrücke 122
Kondensorfluß 156
Kondensorkonstante 25
Kondensorquelle 123
Kondensorsenke 123
Konfigurationszahl 263
Konfigurationszone 263
Konjugationsisomerie 203
Konjunktivgesetz 196
Konjunktör 202
- Konjunktör (prototrop) 196
Konjunktörisomerie 198
Konjunktörspin 202
Konjunktörvalenz 198
Kontaktkonjunktiv 197
Kopplungsgruppe 122
Kopplungsstruktur 123
Korrelation 91
Korrelationsexponent 112
Korrelationskonjunktiv 197
Korrelationsselektor 119
Korrespondenz 91
Korrespondenzkonjunktiv (orientiert) 233
Korrespondenzsystem 233
Kosmogonische Sphärentrinität 58
- Leptoneutrino 13
Lichtalterung 40
- Mesosphäre 58
Mesozone 261
Mundalentelechie 67
- Orthokonjunktör 202
Orthokonjunktiv 202
- Parakonjunktiv 202
Parakonjunktör 202
Protfeld 82
Protoselektor 83
Protosimplex 190
Protosimplexgenerator 324
Protosimplexladung 341
Protosimplextransfer 341
Protosimplexwertigkeit 197
Protosphäre 58
Prototrope 190
Prototropenkombinat 191
- Raumhelizität 285
Raumkompressor 153
Raumkondensor 153
Raumschluß 23
Raumspin 211
Raumspinkorrespondenz 230
Raumspinneutrino 353
Resonanzbasis 337
Resonanzordnung 329
Resonanzraster 337

Schirmfeld (singulär) 187
Schirmfeld (korrelativ) 187
Schirmfeldkorrespondenz 232
Seinspotenz 24
Signaturisomerie 186
Simultankonjunktiv 233
Spinkonjunktiv 231
Spinorterm 216
Straton 188
Stratonkonjunktiv 197
Stratonmatrix 348
Stratonspin 188
Strukturdistributor 285

Struktureinheiten 80
Strukturkorrespondenz 230
Strukturpotenz 325
Superpositionskonjunktiv 233
Synmetronik 75

Tensorterm 215
Termselektor 243

Weltflukton 189

Zeithelizität 225
Zentralzone 261

TABELLENANHANG

Private Information: In dankenswerter Weise hat Herr Dr. H. D. SCHULZ (Deutsches Elektronen-Synchrotron Hamburg) am 26. 7. 1982 die einheitlichen Strukturen aus VIII., 4. sowie (29), (97) bis (102) und (105) numerisch überprüft und erhielt die gleichen Daten, die der Autor mit dem SE-90D ermittelte und im folgenden tabuliert hat.

Vermerk

Die folgende numerische Ermittlung theoretischer Daten wird im internationalen Maßsystem durchgeführt. Es zeigte sich dabei, daß die empirischen elementaren Naturkonstanten $\hbar$, ε_0 , μ_0 und γ teilweise nicht mit hinreichender Genauigkeit bekannt sind. Es wurden daher mit (29) und (112) für e^- diese Konstanten, wie in VIII., 4. nach (115) angegeben, theoretisch korrigiert, so daß diese korrigierten Konstanten auch bei numerischen Untersuchungen im vorangegangenen Text gebraucht werden konnten. Für diese Korrektur ergibt sich:

$$h = 6,626173 \cdot 10^{-34} [VAs^2], \quad \gamma = 6,672131 \cdot 10^{-11} [m^3 kg^{-1} s^{-2}], \\ \varepsilon_0 = 8,854323 \cdot 10^{-12} [AsV^{-1} m^{-1}], \quad \mu_0 = 1,256618 \cdot 10^{-6} [VsA^{-1} m^{-1}].$$

Theoretische Daten

Elektrische Elementarladung: $e_{\pm} = \pm 1,602188 \cdot 10^{-19} [As]$

Feinstrukturkonstante des Lichtes: $\alpha = 1/137,03596147$

Quantenzahlen invarianter Grundmuster.

Teilchenname: $(BPQ\kappa)\varepsilon C(\varepsilon q_x)$

$\eta: (0000)0(0)$ $e_0: (0110)0(0)$ $e^-: (0110)0(-1)$ $\mu^-: (0111)0(-1)$
 $K^0: (0101)1(0)$ $K^+: (0101)1(+1)$ $\pi^0: (0200)0(0)$ $\pi^\pm: (0200)0(\pm 1)$
 $\Lambda: (1010)-1(0)$ $\Omega^-: (1030)-3(-1)$ $p: (1110)0(+1)$ $n: (1110)0(0)$
 $\Xi^0: (1111)-2(0)$ $\Xi^-: (1111)-2(-1)$ $\Sigma^+: (1210)-1(+1)$
 $\Sigma^0: (1210)-1(0)$ $\Sigma^-: (1210)-1(-1)$ $o^+: (1310)-2(+1)$
 $o^0: (1310)-2(0)$ $o^-: (1310)-2(-1)$ $o^{--}: (1310)-2(-2)$
 $\Lambda^{++}: (1330)0(+2)$ $\Lambda^+: (1330)0(+1)$ $\Lambda^0: (1330)0(0)$
 $\Lambda^-: (1330)0(-1)$

*Invariante Massen der Grundmuster mit Angabe der
Konfigurationszonen-Parameter.*

Teilchenname: (n_1, n_2, n_3, n_4) $M_x(N=0)$ in MeV

$\eta(18,22,17,16)$ 548,8072 $e_0(0,0,0,0)$ 0,5068833
 $e^-(0,0,0,0)$ 0,5110034 $\mu^-(11,6,11,6)$ 105,6595
 $K^0(18,5,5,2)$ 497,6736 $K^+(17,26,30,18)$ 493,6675
 $\pi^0(12,3,6,4)$ 134,9627 $\pi^\pm(12,9,2,3)$ 139,5670
 $\Lambda(1,3,0,-11)$ 1115,601 $\Omega^-(4,4,-2,15)$ 1672,375
 $p(0,0,0,0)$ 938,2797 $n(0,0,-2,17)$ 939,5731
 $\Xi^0(2,6,-1,6)$ 1314,784 $\Xi^-(2,7,-17,1)$ 1321,315
 $\Sigma^+(2,-7,-12,9)$ 1189,357 $\Sigma^0(2,-7,-14,-2)$ 1192,447
 $\Sigma^-(2,-6,-5,-5)$ 1197,315 $o^+(4,-15,-23,-1)$ 1540,245
 $o^0(4,-14,-16,-10)$ 1549,661 $o^-(4,-20,-20,3)$ 1531,420
 $o^{--}(4,-6,0,-10)$ 1534,580 $\Lambda^{++}(2,1,5,1)$ 1230,878
 $\Lambda^+(2,-1,-22,-4)$ 1230,183
 $\Lambda^0(2,-2,0,-9)$ 1231,233 $\Lambda^-(2,-1,-1,-9)$ 1235,966

Resonanzgrenzen.

Teilchenname: $M_{\max}(L_N)$

$\eta: 35354,49(2488)$ e_0, e^- : Nicht anregbare Zustände
 $\mu^-: 25217,25(9056)$ $K^0: 201411,6(15039)$ $K^+: 192657,0(13718)$
 $\pi^0: 102261,2(12106)$ $\pi^\pm: 107063,5(8434)$ $\Lambda: 64007,70(1095)$

$\Omega^-: 107015,0(2357)$ $p: 123420,8(2636)$ $n: 123916,1(2896)$
 $\Xi^0: 193135,4(13474)$ $\Xi^-: 192248,1(14879)$ $\Sigma^+: 286615,8(3198)$
 $\Sigma^0: 287486,5(3528)$ $\Sigma^-: 297682,6(3280)$ $\phi^+: 592729,1(4011)$
 $\phi^0: 614125,6(4523)$ $\phi^-: 592729,1(4036)$ $\phi^{--}: 607341,4(3723)$
 $\Delta^{++}: 454169,4(4996)$ $\Delta^+: 441567,5(5371)$ $\Delta^0: 442931,2(5946)$
 $\Delta^-: 456386,6(5496)$

Resonanzspektren (Es werden einige mit der Empirie vergleichbare Terme numerisch wiedergegeben)

Anmerkung: Bei den Mesonenresonanzen $B = 0$ sind für $P \neq 1$ ab $M \geq 3770 [MeV]$ in den Datenblättern empirischer Werte keine P -Angaben gemacht. Aus diesem Grunde werden diese Massen M sowohl mit den Spektren $P = 0$ als auch $P = 2$ verglichen. Grundsätzlich werden nur die wahrscheinlichsten empirischen Werte mit Fehler-toleranz $M \pm \Delta M$ mit den entsprechenden theoretischen Werten verglichen. Daher waren nur wenige empirische Baryonenresonanzen verfügbar.

Mesonenresonanzen $M_x(N)$ in MeV

η -Zustände:

782,3705(2)	956,8302(6)	956,8302(6)*	981,0233(9)*
1019,537(12)	1196,644(21)	1267,802(35)	1282,662(36)
1297,725(37)	1426,984(56)	1447,565(57)	1518,788(62)
1534,019(71)	1670,578(70)	1671,906(84)	1689,793(85)
1858,039(108)	2024,828(130)	2979,308(235)	3097,033(244)
3413,057(279)	3510,516(285)	3549,922(287)*	3563,035(266)*
3686,592(307)	3774,142(317)	4039,635(333)	4153,663(355)*
4163,071(356)*	4414,214(373)	9452,464(813)*	9468,845(814)*
10024,11(838)	10254,49(845)	10267,12(880)	

Anmerkung: Der Zustand $F^\pm$ erscheint nach der vorliegenden Theorie nicht als ein Grundzustand, sondern wegen $B = P = 0$ als eine η -Resonanz, die jedoch nicht gegenwärtig numerisch ermittelt werden kann, weil hier die nach (114) noch unbekannte Funktion $q_x(N)$ verwendet werden müßte. Auch liefern die mit (*) indizierten Terme den Meßwert als Mittelwert.

μ^- -Zustände: τ : 1783,430(2)

Anmerkung: Auch τ erscheint nicht als Grundmuster, sondern könnte als μ -Resonanz mit $N = 2$ aufgefaßt werden.

K^0 -Zustände:

891,3944(2) 1347,255(22)* 1354,072(23)* 1406,359(28)
 1417,076(29)* 1431,685(30)* 1769,525(90) 1779,314(76)
 2060,511(140) D^0 : 1863,641(103) 2006,329(116)
 B^0 : 5275,751(591)

Anmerkung: Bei den K -Resonanzen erscheinen ebenfalls mit (*) indizierte Terme. Auch scheinen voraussichtlich als Folge der Internstrukturierung aus Konfigurationszonen oder auch quasikorpuskulären Subkonstituenten mit D^0 und B^0 Untergruppen des Resonanzspektrums zu beginnen, die möglicherweise auf interne Quantenzahlen im Rahmen von (114) zurückgehen.

K^+ -Zustände:

892,916(2) 1350,302(18) 1403,255(22) 1419,573(23)*
 1430,986(24)* 1767,353(64) 1782,046(80) 2065,257(105)
 D^+ : 1869,265(90) 2008,041(116)* 2012,455(117)*
 B^+ : 5266,139(582)

Für die K^+ -Resonanzen gilt der gleiche Vermerk wie für K^0

π^0 -Zustände:

776,4932(2) 1230,172(7) 1305,184(8) 1585,481(32)
 1684,157(42) 1694,819(43) 3770,438(516) 4036,228(548)
 4157,434(598)* 4161,781(599)* 4415,980(634)

 $\pi^\pm$ -Zustände:

775,2314(2) 1239,816(7) 1318,468(8) 1587,855(27)
 1685,825(33) 1691,956(34) 4030,651(371) 4158,838(405)
 9919,214(1112) 10023,80(1088) 10256,06(1147)
 10275,25(1149) 10371,00(1155)
 10375,75(1156)

Baryonenresonanzen Λ -Zustände:

1404,871(3) 1523,089(4)

Auch Λ_C^+ kann wegen **(114)** noch nicht theoretisch numerisch ermittelt werden.

 Ξ^0 -Zustände:

1531,807(2) 1826,918(15) 2024,966(42)

 Ξ^- -Zustände:

1535,251(2) 1827,252(14) 2024,255(43)

 Σ -Zustände:

Σ^+ : 1381,950(2) Σ^0 : 1381,446(2) Σ^- : 1387,391(2)

Kürzlich wurden die $W^\pm$ -Bosonen, der neutrale Z -Term und der sogenannte ξ -Term entdeckt, wobei Angaben hinsichtlich P nicht gemacht worden sind, doch könnte $B = 0$ unterstellt werden. Für $W^\pm$ und Z ist nur $P = 1$ oder $P = 2$ möglich, weil $M(W^\pm, Z) > M_{\max}(\eta)$ liegen. Auch handelt es sich dabei um Bosonen. Bei ξ kann ebenfalls $B = 0$ unterstellt werden, doch gibt es wegen der empirischen Masse von ca. $8320[MeV]$ und der Möglichkeit $q = 1$ die folgenden Modalitäten:

$a: P = 0$ $b: P = 1, q = 1$ (Spinorterm) $c: P = 1, q = 0$ (Tensorterm)
 $d: P = 1, q = 1$ (Tensorterm) $e: P = 2, q = 0$ $f: P = 2, q = 1$.

Für die Bosonen gibt es nur die Möglichkeiten $\alpha(Z): P = 1, q = 0$
 $\beta(Z): P = 2, q = 0$ und entsprechend $\alpha(W): P = 1, q = 1$ und
 $\beta(W): P = 2, q = 1$.

Mögliche ξ -Werte für die Fälle: $a: 8323,494(726)$
 $b: 8321,375(2224)$ $c: 8320,636(1025)$ $d: 8322,912(961)$
 $e: 8320,069(1380)$ $f: 8321,849(932)$

Mögliche Massenwerte der $W^\pm$ und Z für die Fälle:
 $\alpha(W): 80810,27(6815)$ $\beta(W): 80815,37(6823)$
 $\alpha(Z): 92901,85(8091)$ $\beta(Z): 92901,28(11366)$

Neutrinomassen der als freie Neutrinostrahlung im R_3 möglichen Neutrinozustände

Neutrinoname: m bis ν_β in $[eV]$ sonst in $[KeV]$.
 $\nu_R: 2,003$ $\nu_P: 2,03$ $\nu_\beta: 4,006$ $\nu(e_0): 5,375675$
 $\nu_\mu: 11,28781$ $\nu_\pi: 1,441793$

SACHREGISTER

- a*-Hermetrie 128, 129
- a*-Terme 21
- Abschirmeffekt, des geomagn. Feldes 316
- akausale Koinzidenzen 25
- Akausalität 23
- Aktivationsselektor 83
- Aktualisierung, akausale 24
- , äonische 23
- Allgemeine Relativitätstheorie 357
- Änderungselektor 254, 255
- Andromedanebel 53
- Anregungsenergie 330
- Anregungsfunktion 328
- Anregungsspektrum 328
- Anregungsstufen 244, 330
- Anregungszustände 328
- Anschluß, Kopplungsstruktur 199
- Antigalaxie 226
- Antigraviton 221
- Antihermetrie 80, 89
- Antikondensator 220
- Antikonjunktork 220
- Antikonjunktorspin 220
- Antiladung, elektrische 223, 298
- Antimaterie 220, 223, 226
- Antipararäume 60, 219
- Antiphoton 221
- Antiprotosimplex 220, 225
- Antiprotosimplexelemente 323
- Antiraumkondensationen 221
- Antiraumzeit 219
- Antiraumzeitkondensationen 221
- Antistratonspin 219
- Antistruktur 14, 219, 287, 290, 298
- Antiterme 224
- Antiwelt 60
- Äon 68
- äonische Hermetrie 125, 126
- Apeiron 67
- Äquivalenzprinzip 90, 183
- Architektureinheit 17
- , semantische 21, 24, 80
- Austauschoperator 97
- Bandbreite 327, 364, 365
- b*-Hermetrie 132, 133, 152
- β -Neutrino 13, 353
- Baryoneutrino 13, 351
- Baryonen 289
- Baryonenresonanzen 375
- Baryonenspektrum 291
- Baryonenziffer 289
- Basisanstieg 325
- Basisdynamik 255, 280
- Basisquantenzahl 265
- Basissignatur 84, 87, 122, 124, 150, 244
- Beschleunigung, abstoßende 44
- , latente 53
- Beschleunigungsniveau 300
- Besetzung von I/h 136
- , von II/h 136
- Besetzungsanstieg 261
- Besetzungsparameter 348
- Besetzungsziffern, zeitabhängige 320
- Bewegung, kosmische 24
- , —, Aktualisierung 17
- , —, Beginn 60
- , —, Finalstadium 60
- Bezugsanstieg, maximaler 346
- Bezugsraster 36
- Bezugssystem 86, 151
- Bildungswahrscheinlichkeit 366
- Bizyklizität 204
- Blauverschiebung 38
- Bodenprofiländerungen 317
- Breiten 255
- Breitengrad 311
- Breitenkreis 310
- Brückensystem 146
- c*-Hermetrie 132, 133, 159
- Chiffre 139, 140
- Chronon 27
- Curie-Punkt 313
- d*-Hermetrie 139, 152
- Deklination 313
- Determinante, reguläre 117
- , Singularität 129
- Determinantenminore 18, 256
- Diagonalschema 256
- Dimension, äonische 21, 68
- , entelechale 21
- Dimensionen, reelle Zahl 235
- Diracmatrizen 360
- Diracoperator 361
- Diskriminantenfeld 260
- Distanz, kleinstmögliche 26

- Distributorzahl 285
- Doppler-Effekt 37, 51, 363
- Doublett 283, 333
- Doublettstruktur 331
- Doublettverdoppelung 283
- Doublettziffer 283, 285
- Drehimpulstensor 206
- Eichfaktor 12, 270
- Eichinvarianz 234, 298, 304
- Eigendrehimpuls 207
- Eigenwertspektrum, symmetrisches 109
- Einheitsfläche 9, 12
- Einheitskondensation 244, 245
- Einheitsprotosimplex 245
- Einheitsstruktur 244, 252, 253, 301, 336
- Eiszeit 316
- Elektrodynamik 363
- Elektronenwelle 276, 297
- Elementarladung, elektrische 371
- Elementarkorpuskel 73, 184, 243, 363, 366
- Elementarkrümmung 263
- Elementarstrukturen 252, 257, 258, 320, 333, 363, 365
- Elementarzeit 27
- Elemente, brückenfreie 146
- Endzeit 59
- Endzeituniversum 59, 60, 66
- Energiedichte 254
- Energiedichteselektor 98, 153, 253
- Energiedichtetensor 67, 206
- Energiematerieäquivalent 253
- Enneametrie 81
- Enneamorphismus 127
- Entelechie 20
- Entropie 21, 240
- Erdkern 312
- Erdmantel 312
- Erhaltung, Drehimpuls 207, 236
 - , Energie 154, 236
 - , Ladung, elektrische 236
 - , Impuls 236
- Erhaltungsprinzip 66, 67, 240, 279
 - , empirisches 158
 - , kompositives 158
 - , Raumkompressor 155
- Exhaustionsverfahren 340, 342
- Existenzzeit 256
- Existenzzonen, konfigurative 256
- Expansion, kosmogonische 59
- Expansionszustand, dynamischer 65
 - , maximaler 69
- Externzone 262, 271, 294, 322, 329
- Extrema von $\hat{\eta}$ 115
- Extremalprinzip, Energie 153
- Fall, freier 152
- Feinstrukturkonstante 38, 251, 297, 302, 371
- Feld, attraktives, Reichweite 8
- Feld, geomagnetisches 312
- Feld von e 33
- Feldaktivator 82, 87, 88, 92, 150
- Feldaktivierung 238
- Feldkatalyte 354
- Feldkern 128
- Feldkontinuum 356
- Feldlinien 35
- Feldlinien, Dichte 35
 - , Zahl 35
- Feldlinienbegriff 35
- Feldmasse, gravitative 11
 - , positive von Neutrinos 352
- Feldrotor 92
- Feldstörungen, gravitative 308, 309
- Fibonacci Reihe 249
- Flächenisometrie 7, 37
- Fluchtbewegung 38
- Flukton 186, 260
 - , Enantiostereoisomere 193
- Fluktonen, bityklische 204
- Fluktonkonjugation 197
- Fluktonspin 201, 260
- Flußaggregat 158, 238, 304, 365
- Flußaggregat, Spin 201
- Flußaggregate, enantiostereoisomere 165, 187, 287
 - , Grundtypen 167, 185
 - , isomere 158
 - , zyklische 159, 165, 285, 350, 160
- Flußgeschwindigkeit 161, 173
 - , im Graviton 173
 - , im Photon 173
- Flußklasse 158, 165
- Flußkorrelationen, interne 298
- Flußperiode 162
- Flußphase 201, 364
- Flußsystem 364
- Fremdfeldkorrelation 112
- Fremdfeldkorrelator 115,
- Fremdfeldselektor 108, 179
- Fundamentalkondensor 79, 84,
 - , Hermitezität 94, 107
- Fundamentalkondensoren, Zahl 104
- Fundamentalmetron 63

- Fundamentalproblem, synmetronisches
 - 97, 110, 358
 - , – , Lösung 117
- Fundamentalselektor 74, 79, 89, 150
- Fundamentalsphäre 58
- Fundamentalsymmetrie 345
- Fundamentaltensor, nichthermitescher 236
- Funktionalselektor 150, 180
- Funktionen, metronische 249
- Funktionenraum, metronischer 102
- Futuralpotenz 24
- Gasplasma 314
- Generatoreffekt, hydromagnetischer 312
 - , tertiärer Art 314
- Geodäsiebedingung 95
- Geodäsieselektor 168
- Geodätengleichung 90, 151, 152
- Geodynamik der Plattentektonik 214
- Gerüststruktur 263, 294, 301, 322, 330
 - , zeitlich konstanter Anteil 343
- Gerüstzustände 295
- Geschwindigkeit, größtmögliche 27
- Gesteinsremnzen, paläomagnetische 313
- Gitterkern 8, 150
- Gitterselektor 74, 79, 86, 121
 - , imaginärer 172, 177, 181
 - , projektiver 9
- Glazialperiode 317
- Gleichgewicht, dynamisches 255
- Gleichung, algebraische 57
- Gravitation 183
- Gravitationsdynamik 311, 315
- Gravitationsfeld 222
- Gravitationsfeldanteil 356
- Gravitationsfeldstörung 73
- Gravitationsgrenze 10
- Gravitationspotential 357
- Grenze, optische 48, 49, 52
- Größen, konjugierte 256
- Grundfluktonen 260
- Grundflüsse, Zahl 260
- Grundflußaggregat 260
- Grundflußverlauf 186, 245, 271
- Grundkontur 264
- Grundmuster 247, 264, 279, 287, 288
 - 291, 298, 303, 320, 321, 326, 329, 334, 336, 350
- Grundzustand 326, 327
- Grundzustände, zeitl. konstante 259
- Gültigkeitsbereich, dritter 113, 149, 179, 355
 - , vierter 356, 366
 - , zweiter 110 – 12, 117, 179, 186, 189
- Hauptquantenzahl 149
- Helizitätskomponenten 286
- Hermetrie 7, 279, 348
 - , charakteristik 187
 - , formen 7, 72, 80, 86, 187, 244, 246, 266, 293
 - , gefälle 137
 - , problem 264
- He-Überschuß 34
- Hintergrundstrahlung 54, 363
- Hochenergiephysik 363
- H-Spektralserien, Emission 297
- Hubble-Radius 52
 - , Verschiebung 37
- Hyperselektor 82, 84, 86, 121
- Hyperstrukturen, metronische 10
- Imponderabilität 354
- Impulsoperatoren, wellenmechanische 361
- Impulsprinzip 351
- Induktionsgesetz, elektromagnetisches 362
- Inertialsystem 304
- Internegefüge 244
- Interpotential 270, 298
- Internstruktur 293
 - , des d -Terms 250, 299
- Internstrukturierung stratonischer Elemente 256, 264, 276, 277, 297
- Invariante 279, 287
- Invarianten, fundamentale 293
- Invariantenschema 293
- Invarianzeigenschaften der c - und d -Terme 299
- Isohelizität 286
- Isomorphiespin 213
- Isomorphismus 280, 284
- Isoneutrino 353
- Isospin 289
 - , multiplett 290, 323
- Jets 351
- Kausalität, makromare 24
- Kernmateriedichte, konstante 161
- Koeffizientenmatrix 340
- Koinzidenzen, akausale 25
- Kollektive, makromare 24
 - , statistische 24
- Komplementärgitter 326

- Kompositionsgesetz, strukturelles 95
 Kompositionsgesetze 84
 Kompressionsniveau, tiefstes 154
 Kompressorisostasie 158, 243, 255, 269
 Kompressormaximum 156
 Kompressorniveau, konstantes 161
 Kondensation, imaginäre 7, 358
 – , komplexe 7, 73, 237, 320
 – , minimale komplexe 7
 Kondensationsextrema 182
 Kondensationsformen, konfigurative 147
 – , metrische 147
 – , strukturelle 147
 – , Übergänge 148
 Kondensationsgrad 263
 Kondensationsmaximum 155, 156, 157
 Kondensationsminimum 155
 Kondensationsstufen 8, 238, 245, 260
 Kondensationszustand, synmetronischer
 244, 254, 263
 Kondensoraggregate 115
 Kondensorbrücke 122, 136, 142, 285
 – , Vernetzungssystem 146
 Kondensoren, Konvergenz 101
 – , korrelationsfreie 185
 Kondensorfluß 150, 156, 332, 350
 Kondensorflüsse 256, 268, 274, 285, 330
 – , Anpassungsbedingung 233
 Kondensorintensitäten 262
 Kondensorklassen 181, 182
 Kondensorkonjugation, Phase 211
 Kondensorkonstante 17, 25, 27
 Kondensorquartett 188, 247
 Kondensorquelle 123, 285
 Kondensorsenke 123, 285
 Kondensorsignatur 95, 97, 245, 256, 358
 Kondensorstruktur 330
 Kondensorterme 244, 255
 Kondensorziffer 263
 Konfigurationen, stratonischer Internelemente 276
 Konfigurationsmuster, elementare 245,
 247, 248, 279
 Konfigurationszahl 149, 214, 263, 264,
 266, 271, 289, 292, 348
 Konfigurationszonen 261, 263, 264, 270,
 279, 293, 297, 302, 320, 323, 329,
 351, 363
 Konfigurationszonenbesetzungen 263,
 278, 372
 Konfigurationszonenstruktur 327
 Kongruenz von Hyper- u. Gitterselektoren 121
 Konjugationsisomere 203, 205, 206
 Konjunktiv 196
 Konjunktive 244
 Konjunktive, Valenz der gespaltenen 204
 Konjunktivgesetz 191, 196, 238, 244, 285
 Konjunktur 202
 Konjunktoren, prototrope 196, 285
 Konjunkturfeld 252
 Konjunkturflußbahn, Radius der zyklischen 208
 Konjunktorgefüge 252, 253, 279
 Konjunktorisomerie 198
 Konjunktorspaltung 204
 Konjunktorspin 202, 203, 212, 247
 Konjunkturstruktur 246, 264
 Konjunkturvalenz 198
 Konstante der Gravitation 25, 371
 – , der Induktion 25, 371
 – , der Influenz 25, 371
 – , kosmologische 36, 38
 Konstanz der Spinstruktur 236
 Kontaktkonjunktiv 197, 247, 248
 Kontraktion, kosmogonische 59
 Kontrasignatur 84, 116, 122, 124, 244,
 358
 Konturierung der Protosimplexstrukturen 257
 – , von Konfigurationszonen 326, 364
 Konturmuster der *c*- und *d*-Terme 259
 Koordinaten, antihermetrische 86, 105
 – , hermetrische 80, 105
 – , imaginäre 17
 Koordinatentransformationen, Invariante
 gegen 152, 293
 Koordinationselektor 103, 114, 125
 Kopplung, strukturelle 251
 Kopplungsextrema 120, 131, 182
 Kopplungsgruppe 122, 134, 139, 257
 – , Indizierung 133, 140
 Kopplungsklasse 167
 Kopplungskonstante 250, 297
 Kopplungsmaximum 155, 157, 200
 Kopplungsminimum 155, 157
 Kopplungsstruktur 123, 246, 247, 261
 – , Anfangszustand 159
 – , Anschluß 199
 – , Endzustand 159
 – , Entartung 165 – 167
 – , Umstrukturierung 122
 Kopplungstensor 359
 Kopplungszentrum 272
 Korpuskeln 289
 Korpuskelpaare 351

- Korpuskularstrahlen 351
- Korrelation 82, 103, 285
- Korrelationen 91, 170
- Korrelationsdynamik 364
- Korrelationsexponent 112, 113, 119, 182, 186
- Korrelationskonjunktiv 197, 200
- Korrelationsmaximum 262
- Korrelationsminimum 170
- Korrelationspotential 267, 270
- Korrelationsselektor 119
- Korrelationsstruktur 332
- Korrelationstensor 94, 97
 - , explizite Darstellung 118
- Korrelationsvermittler 74, 79, 87
- Korrelationszentrum 249, 250, 262, 267, 330, 333, 353
- Korrelator 8, 74, 83
- Korrespondenzen 91, 257
- Korrespondenzfeld 170
- Korrespondenzfeldquellen, Zahl 232
- Korrespondenzgefüge 298
- Korrespondenzkonjunktiv 233
- Korrespondenzmaximum 200: 262
- Korrespondenzpotenzen 262
- Korrespondenzprinzip 306, 362
- Korrespondenzspektrum 154
- Korrespondenzsystem 233
- Korrespondenztheorie 365
- Kosmogonie 55
- Kraftflußdichte, magnetometrische 309
- Kreationsselektor 249
- Kronecker-Element 97
- Krümmung, elementare 262
- Krümmungsmaß 245, 262
- Krümmungsradius 245, 262
- Ladungsfeld 247, 253, 258, 266, 271, 274
 - , elementares 243
- Ladungsfeldkomponenten 268, 277
- Ladungsfeldkorrespondenz 302
- Ladungsfeldverteilung 286
- Ladungsfeldzyklus 268
- Ladungsquantenzahl 279, 284
- Ladungsstrom 18
- Ladungsvorzeichen 279
- Leptonen 290
- Leptoneutrino 13, 351
- Letzteinheiten, geometrische 31
 - , materielle 8, 237
- Lichtalterung, gravitative 40
- Linienemission 277, 297
- Löchertheorie 362
- Lorentzgruppe 357
- Lorentzmatrix 37
- Magnetfeld 311
- Magnetfeld, galaktisches 315
- Magnetometer 310
- Masse 183
 - , des Elektrons 13
- Massen der Grundmuster 372
- Massenanstieg 42, 277
- Massenpunkte, Bewegung 357
- Massenspektrum 243
- Massenterme 243, 244
 - , Spektralfunktion 344
- Massenzahl 10
- Materiefeldquanten 7, 238, 363
- Materiekosmogonie 228
- Materieselektor 253
- Matrizenspektrum 102
- Maximalbesetzung 346
- Mechanik 357
- Mesometron 63
- Mesonen 289
- Mesonenbereich 292
- Mesonenresonanzen 373
- Mesosphäre 58
- Mesozone 261, 271, 294
- Metron 7, 55
- Metronenverkleinerung 62
- Metronenziffer 7, 250
- Metronifferential 106
- Metronintegral 106
- Mindestexistenzzeit 243
- Minimal Kondensation 246, 345
- Minimalmasse 12, 243, 252
- Monomorphismus 127
- Mosaikmuster, metaphorisches 231
- Multipllett 214, 279, 281, 320
- Multipllettinvarianten 283, 287, 292, 302
- Multipllettkomponenten 284, 287, 288, 320
- Multipllettmittelwerte 346
- Multipletts, spinisomorphe 224, 279, 280, 284
- Mundalentelechie, integrale 67
- Mutationsrate 316
- Naturkonstante, empirische 12, 25, 27, 371
 - , – , Zeitabhängigkeit 32
- Neutrinoarten 252
- Neutrinomasse 352
- Neutrinostrahlung, freie 353

- Neutrinozustände 304, 352, 354
 Neutrokorpuskel 132
 Niveau, energetisches 255
 Niveausteroid 314
 Nukleonendoublett 291
 Numerische Daten, theoretische 371
 — , Untersuchung 355

 Optik 363
 Orbitgeschwindigkeit, zirkuläre 315
 Organisationszustände 19, 20
 Orthogonalität der Kondensormaxima zu
 $\tilde{Y}$ 170, 171
 Orthogonalmatrix 357
 Orthogonaltrajektorienfeld 307
 Orthokonjunktiv 202
 Orthokonjunktors 202
 Orthosignatur des Konjunktors 203

 Paarbildung von e^+ und e^- 361
 Paradoxon, kosmisches 39, 44
 Parakonjunktiv 202
 Parakonjunktors 202
 Parallelraum 72
 Parameterquadrupel, strukturelle 279
 Pararaum 60, 219
 Parassignatur des Konjunktors 203
 Partialkomposition 79
 Partialkonjunktoren, zyklische 248
 Partialmassen 252, 253
 Partialspektren, Superposition 244
 Partialspektrum 7, 246, 259, 260
 Partialstrukturen, metronische 74, 79
 Parton 262
 Periodendauer 350
 Peristase 24
 Permutationen 122, 182, 192
 Photonen 132, 184
 Photonen, Tensorgrad 217
 Photonenfeld 73
 Plancksche Masse 9
 Polarisationssebene, Drehung um π 221
 Polmeridian 310
 Polymetrie 7, 74
 Ponderabilität 183, 185, 243, 244, 249,
 354
 Ponderabilitätskriterium 184
 Potentialfläche, räumliche 9
 Potentialstörungen, gravitative 309
 Potenzselektor 175
 Präonen 365
 Prinzip, destruktives 157
 — , konstruktives 157

 Problem, kosmologisches 30
 Projektionsfaktor 9
 Prototfeld 82, 92
 Protometron 63
 Protoselektor 83
 Protosimplex 190, 194, 238, 244, 246,
 247, 263, 267, 293, 265
 Protosimplexäquivalent 328
 Protosimplexbesetzung 259, 271, 293,
 294, 297, 327, 332
 Protosimplexgefüge 277
 Protosimplexgenerator 324 — 326, 329,
 332, 333
 Protosimplexgerüst 271
 Protosimplexkombinationen 252, 253
 Protosimplexkonjunktoren 267
 Protosimplexkorrelationen 297, 323
 Protosimplexladung 194, 195, 245, 254,
 259, 279, 320, 321
 Protosimplexmasse 265
 Protosimplexstruktur 252, 270, 362
 Protosimplextransfer 341, 342
 Protosimplexverteilung 264
 Protosimplexwertigkeit 197
 Protosimplexziffern 261
 Protosimplexzustände 259
 Protosphäre 58
 Protostruktur, unquantisierte 82
 Prototrop 190, 238, 260
 — , fluktonenhafter 190
 Prototropenaggregate 238
 Prototropenkombinat 191
 Protouniversum 58
 Pseudoaffinität 149
 Pseudoantihermetrie 121
 Pseudo-Bimetrie 81, 127
 Pseudoeuklidizität 86
 Pseudofelder, singuläre 188
 Pseudo-Hexametrie 81, 127, 358
 Pseudokompositionen 359
 Pseudokontinuum 243, 321
 Pseudokorrelation 116
 Pseudomatrix 348
 Pseudosingulett 288, 330, 332
 Punktspektrum, diskretes 82, 243

 Quanten, imponderable 147
 Quantendualismus 161, 256, 297
 Quantenelektrodynamik 361
 Quantenprinzip 240, 254
 Quantenzahl des Raumpins 213
 Quantenzahlen 223, 279
 — , fundamentale 293

- , invarianter Grundmuster 372
- Quantenzahlsatz 278, 282, 283, 320
- Quarkmodell 363
- Quarktheorie 295
- Quasar 228
- Quellenkontur der Korrespondenzfelder 262
- R_3 -Anisotropie 36
- R_3 -Radius des Fluktons 262
- R_3 -Strukturfeld 248
- R_3 -Strukturierung, Änderung 297
- R_3 -Zelle 35
- R_4 -Strom, komplexer 18
- R_6 -Feldtensor 17
- Ränderung, doppelte 18
- Raumhelizität 285, 286
- Raumkompressor 153
- Raumkondensation, Verlauf im R_3 178, 179
- Raumkondensationen 27, 75, 81, 123, 125, 179, 181, 184, 199
- Raumkondensor 97, 153, 358
- Raumkondensorbeziehung 358
- Raumprojektionen 7
- Raumschluß 23, 83
- Raumsegmente, optische 50
- Raumspin 290
- , des Stratons (Pseudostratons) 211
- Raumspinisomorphismus, Multiplettkomponente 258, 280
- Raumspinkomponente des Stratonspins 280
- Raumspinneutrino 353
- Raumspinkorrespondenzen 230
- Raumspinstruktur 284
- Raumstruktur, gravitative 8
- Raumzeitkondensationen 75, 81, 125, 139, 181, 184, 199
- Rauschhintergrund 367
- Realitätsgrenze, obere 30
- Referenzstrukturen 30
- Relativitätstheorie, allgemeine 357
- Resonanzanregung 347
- Resonanzbasis 337, 338
- Resonanzbedingung 350
- Resonanzen 329, 337
- Resonanzenergie 350
- Resonanzmasse 329, 336
- Resonanzniveau 337
- Resonanzordnung 329, 348, 349
- Resonanzprozeß 329
- Resonanzraster 337, 338, 339
- Resonanzspektren 366, 369
- Resonanzspektrum, Grenzen 344, 369
- Rotverschiebung 41, 44, 47 – 49, 51, 363
- Säkularpolynom 18, 256
- Säkularvariationen, geomagnetische 313
- Schirmfeld 188 – 190, 265, 268
 - , korrelatives 187
 - , singuläres 187
- Schirmfelder, prototrope 260
 - , pseudokorrelative 188
 - , Zahl 232
- Schirmfeldkorrespondenz 232
- Schirmfeldprototrope 190
- Schirmfeldsystem 238
- Schirmfeldtriade 304
- Schranke, obere, der Zonenbesetzung 328.
 - , – , von n 10
 - , – , von P 214, 215
 - , untere, des Massenspektrums 10, 11, 12, 30
- Schwarzschildlösung 357
- Seinspotenz, latente 72
 - , mundale äonische 24
- Sekundärinduktion 312
- Sekundärstrom 311
- Selbstenergiepotential 328
- Selbstkondensationen 17, 72, 75, 80, 123, 125, 128, 129, 180, 184, 199
- Selektionsdruck, Organismen 316
- Selektionsprozeß 243
- Seltsamkeit 289
- Seltsamkeitsquantenzahl 289
- Semantik 60
- Separationsfunktion 327
- Siebette 75, 81, 124, 126
- Sieboperator 80, 81
- Signaturisomerie 186
- Signaturtransposition 157
- Simultankonjunktiv 233
- Singulett 214
- Skaldoublett 282, 288
- Skalarterme 330
- Skalartriplett 331
- Solarkonstante 315
- Spektralabschnitte 279
- Spektralfunktion 243
 - , der Massenterme 344
- Spektrallinierverschiebung 40
- Spektralserienemission 276
- Sphären, monometrische 58
- Sphärentrinität, eschatologische 62

- , kosmogonische 58, 61
- Spiegelsymmetrie der Tektonik 61
- Spin 290
 - , des Flußaggregates 200
- Spinanisotropie 238
- Spindichte, räumliche 207
- Spinfeldselektor 86, 88, 92, 101
- Spinfunktion 320
- Spinisomerie des Kondensorspins 166
- Spinisomorphismus 281, 286, 289
- Spinkonjunktiv 231
- Spinordoublets 282
- Spinorpotenz 332
- Spinorterm 216, 280, 330
- Spinquantenzahl 347
- Spinquantenzahlselektor 210
- Spinselektor 92
- Spinumkehrung eines Einzelmetrons 29
- Spinvektor, meßbarer 210
- Spiralnebelssysteme 237
- Stabilitätsintervall, zeitliches 160, 230
- Stabilitätszeit 122
- Stereoisomere des Fluktons 192
- Stereoisomerie 166
- Stoß, inelastisch 351
- Strahlungsgürtel 316
- Straton 188, 271, 297
- Stratonkonjunktiv 197
- Stratonmasse 258
- Stratonmatrix 348, 362, 366
- Stratonspin 203, 209, 230, 246, 252, 285, 286
- Streckenspektrum, kontinuierliches 172
- Streuung des Sternenlichtes 315
- Strom, neutraler 18
- Struktur, atomare 237
 - , enantiostereoisomere 285
 - , prototrope des Universums 258
 - , synmetronische 246
- Strukturdistributor 286, 288, 289
- Struktureinheit, gemeinsame 196
- Struktureinheiten 79, 80, 251
- Strukturen, höher organisierte 160
- Strukturfaktor 332
- Strukturfluß 285
- Strukturisomerie 166, 167
- Strukturkompressor 97
- Strukturkondensationen 17
- Strukturkorrespondenzen 230
- Strukturprojektionen, räumliche 9
- Strukturpotenz 325, 330
- Stufenabbruch 349
- Stufenkurve 349
- $SU(2)$ 239
- $SU(3)$ 239
- $SU(s)$ 224
- Subkonstituenten 364
 - , quasikorpuskuläre 363
- Superpositionskonjunktiv 233
- Symmetrien 279, 280
 - , fundamentale im R_6 236
- Symmetrieprinzip 354
- Synchronismus 25
- Synmetronik 75, 243
 - , der Hermetrieformen 118
- Tagesrotation 312
- Tensorium, euklidisches 10
- Tensorpotential 152
- Tensorselektor 256
- Tensorterme 215, 216, 280
- Term, latenter 17
- Termcharakter 280
- Termselektor, ponderabler Zustände 253, 258, 278
- Tetramorphismus, raumartiger 127
 - , zeitartiger 127
- Trägheitsanteil der Protosimplexe 257
- Trägheitsbegriff im R_4^+ 224
- Trägheitseinheiten, stratonische 245
- Trägheitsgruppen 257
- Trägheitskraft 171
- Trägheitsmasse 244, 246
- Trägheitsprinzip 244
- Trägheitswiderstand 183, 254, 171
- Trägheitswirkung 244
- Trägheitszustand einer Kopplungsgruppe 254
- Transfer 341
- Transfereigenschaft 285
- Transformationsmatrix 129
- Transmutation 83, 259
- Trans-Protosimplex 191
- Transversalmasse 301
- Triade 13
 - , leptonische 252
- Übergangsfrequenz 350
- Umstrukturierung des Kompositionsfeldes 121
- Universum, Durchmesser 26, 30
 - , dynamisches 31
 - , optisches, Radius 52
 - , statisches 31
- Unschärferelation 23
- Unterraum des R_6 82

- Urexplosion 53, 72, 363
- Urgestalten der Weltarchitektur 189
- Urphänomen 239
- U-Zustandsraum 239
- Vakuole der Rotverschiebung 50, 53
- Varianzstufenänderung 94
- Varianzstufengesetz 128
- verbotener Term 341
- Verbundselektor 128
- Verdichtungsfronten, galaktische 315
- Verdichtungszustand, metronischer 152
- Vorprägung des metrischen Feldes 92

- $W^\pm$ -Bosonen 376
- Wechselwirkung, externe 83
 - , interne 83
 - , Stärke 234
 - , universelle 99
- Wechselwirkungskraft, elektrostatische 33
 - , gravitative 33
- Wechselwirkungspotenz 270
- Welle, zirkuläre 13
- Wellenlänge, Photonen 39
- Weltalter, gegenwärtiges 63, 69, 71
- Weltanfang 56
- Weltflukton 189
- Weltgeschwindigkeit 66, 168, 244
- Weltlinientangente 65

- Weltselektor 79, 253, 355
 - , synmetronischer 99, 256
- Weltselektorgleichung, synmetronische 99
- Weltstruktur, hierarchische 236
 - , integrale 7
 - , polymetrische 8
- Weltstrukturen 264
- Welttektonik 61
- Weltensorium 7, 262
- Weltzeitalter 68
- Wendebereich von $\hat{p}$ 115, 121
- Wirkungsdichte 254
- Wirkungsquantkonstante 25,
- Wirkungssignatur 84

- Z-Boson 376
- Zeithelizität 225, 284, 285, 293, 332, 362
- Zeitkondensation 39, 73, 75, 81, 123, 125, 180, 184, 199
- Zeitsphäre 265
- Zellenstruktur 34
- Zellenvolumen, metronisches 34
- Zentralbereich 262, 270
- Zentralzone 261, 294, 329
- Zerfallsprozeß 160
- Zonenbesetzung 279
- Zustandsselektor 112



Dipl.-Phys. Burkhard Heim wurde 1925 in Potsdam geboren. In der Chemisch-Technischen Reichsanstalt in Berlin kam es 1944 bei Laborarbeiten zu einer Explosion, bei der er beide Hände verlor, nahezu vollständig erblindete und eine schwere Gehörschädigung erlitt. Ab 1945 Chemiestudium, ab 1949 Studium der theoretischen Physik in Göttingen, das 1954 mit dem Hauptdiplom abgeschlossen wurde. Seit 1949 eigenständige Arbeiten hinsichtlich einer allgemeinen Feldtheorie, in der alle physikalischen Felder und deren Quellen einheitlich als dynamische Eigenschaften rein geometrischer Strukturen beschrieben werden. Diese Theorie wurde während der letzten Dekaden unter schwierigsten äußeren Bedingungen entwickelt und seit 1975 in mehreren Schritten teilweise veröffentlicht. Das Interesse an der Heimschen Theorie nimmt immer mehr zu und wird durch das Vorliegen der Gesamtausgabe (1996) unter dem Titel „Burkhard Heim: Einheitliche Beschreibung der Welt“ besonders herausgefordert: B. Heim: Elementarstrukturen der Materie, Bd. 1 (3. verb. Aufl. 1996); B. Heim: Elementarstrukturen der Materie, Bd. 2 (2. unveränd. Aufl. 1996); W. Dröscher / B. Heim: Strukturen der physikalischen Welt und ihrer nichtmateriellen Seite (1. Aufl. 1996); B. Heim / W. Dröscher: Einführung in Burkhard Heim: Einheitliche Beschreibung der Welt mit Begriffs- und Formelregister (2. verb. u. erw. Aufl. 1996).