

Zur Herleitung der Heimschen Massenformel

I. von Ludwiger und K. Grüner
Forschungskreis Heimsche Theorie
IGW Innsbruck, 2003

Inhalt

1. Die Gravitation im Mikrobereich	2-7
2. Die Lösungen der 6-dimensionalen Feldgleichungen für den Mikrobereich	
2.1 Die drei Struktureinheiten der Welt	7-10
2.2 Die Lösungen der Feldgleichungen für die vier Hermetrieformen	10-13
2.3 Theoretische Bestimmung der Elementarladung und der Feinstrukturkonstanten	13-18
3. Die polymetrische Geometrie	
3.1 Die polymetrischen Feldgleichungen	18-22
3.2 Korrelationen der Partialstrukturen und deren Extrema	23-26
3.3 Kopplungsgruppen und Kondensorflüsse	26-30
4. Die mikroskopische Strukturodynamik als Ursache der Trägheit	
4.1 Kondensorflüsse	31-35
4.2 Die Trägheit aller Hermetrieformen	35-37
5. Die prototypischen Grundflussverläufe und prototrope Konjunktoren	37-42
6. Die geometrischen Ursachen von Spin, Isospin, Helizität und Antistrukturen	42-47
7. Ermittlung der Summe der Partialmassen in einer Elementarstruktur	48-56
8. Feinstrukturkonstante und das elektromagnetische Feld	56-66
9. Grundzustände der Elementarteilchen und Quarks	66-73
10. Anregungsgrenzen von Resonanzen und Massen der Neutrino-Zustände	73-79
11. Experimentelle Bestätigung der Heimschen Strukturtheorie	80-81

1. Die Gravitation im Mikrobereich

1. Seit Einsteins Entdeckung, dass sich das Gravitationsfeld (im Rahmen der Allgemeinen Relativitätstheorie, ART) durch die Geometrie der Raumzeit erklären läßt, bemühen sich die Physiker, auch die übrigen Felder und auch die Teilchen durch geometrische Strukturen zu interpretieren. Am erfolgreichsten scheinen Theorien zu sein, in denen geometrische Letzteinheiten (Strings) als Ursachen physikalischer Wirkungen untersucht werden (siehe Kapitel C).

Die Struktur der ART ergab sich aus der tiefen Einsicht in die Logik der physikalischen Gesetze. Dagegen fehlt in der Superstringtheorie ein generelles Verständnis von deren Logik. Die Strings, welche physikalische Eigenschaften elementarer Teilchen bestimmen sollen, werden in Bereichen angesiedelt, wo keine Physik mehr definiert ist. Denn das Quadrat der Planckschen Länge ist eine Naturkonstante (*Treder 1974*). Nach der Unschärferelation kann es keine physikalischen Objekte mit kleineren Ausdehnungen geben. Damit ist das Konzept unphysikalischer Punkte nur unwesentlich verschoben auf das unphysikalischer Strings, sofern diese mit der Planck-Länge vergleichbar sind.

Die Versuche Einsteins und seiner Schüler, materielle Feldquanten durch eine Theorie ihrer geometrischen Strukturen verstehen zu können, schien durch die Inflation der in Beschleunigern registrierten elementaren Teilchen aussichtslos zu werden. Umgekehrt gibt es heute zu viele alternative theoretische Ansätze, die viele neue Teilchen voraussagen, zu deren Nachweis enorm hohe Energien erzeugt werden müssen.

Die Frage ist daher berechtigt, ob die Vereinheitlichungs-Bestrebungen und Untersuchungen der Wechselwirkungen nicht grundsätzlich das Auffinden von Teilchenmassen ausschließen, weil diese Theorien einen zweiten logischen Schritt vor den ersten setzen? Der erste logische Schritt sollte das Auffinden der inneren Strukturen bzw. der inneren Dynamik von Materiefeldquanten und von deren Massen sein. Erst dann sollte sich entscheiden lassen, nach welchen Wechselwirkungen und Austausch-Bosonen gesucht werden muß.

Wie sich physikalische Felder geometrisieren lassen, hat Einstein für das Gravitationsfeld in der ART gezeigt. In seinen Feldgleichungen wird die Divergenz des Riemannschen Krümmungstensors der Divergenz des phänomenologischen Energie-Impuls-Dichtetensors gleich gesetzt. Das gestattet globale kosmologische Untersuchungen, wenn beispielsweise die Materie der Galaxien als gleichförmig über den Raum verteilt angesehen wird. Doch die Art, wie die Raumzeit-Geometrie mit der Materie-Verteilung verknüpft ist, störte selbst Einstein immer. Er war sich sehr bewußt, dass eine geometrische Darstellung des phänomenologischen Energie-Anteils für die Gravitationsfeld Gleichung, speziell für elementare Gravitationsquellen, also Teilchen, nachgeliefert werden müsse.

Das Auftreten der Singularität am Zeitbeginn des Universums geht einzig darauf zurück, dass Einsteins Feldgleichungen noch unfertig sind, d.h. dass in dieser Theorie die Raumzeit nur dann existiert, wenn auch Energie-Materie vorhanden ist. In einer vollständig geometrisierten Theorie sollten sich erst im Laufe der Raumzeit-Evolution elementare geometrische Strukturen entwickeln, welche die Eigenschaften von Energie oder Materie hätten, und ein Urknall bräuchte nicht stattgefunden zu haben.

2. Durch Einsteins einheitliche Feldtheorie der Gravitation und des Elektromagnetismus angeregt, versuchte Burkhard Heim zu Beginn der 50er Jahre des letzten Jahrhunderts, Einsteins Ansatz in der Weise abzuwandeln, dass er den metrischen (und ebenfalls wie von Einstein nichthermitesch gewählten) Tensor der Riemannschen Geometrie durch eine Polymetrie ersetzte und anstelle der Differentialgeometrie eine Differenzengeometrie verwendete. Im Mikrobereich müssen die Feldgleichungen zu Eigenwertgleichungen für diskrete Zustände der Raumzeit-Geometrie werden.ⁱ

Logischer Ausgangspunkt einer einheitlichen Beschreibung der Materie sollte das allen Teilchen gemeinsame Merkmal, die Trägheit und das Äquivalenzprinzip von Trägheit und Gravitation sowie das Äquivalenzprinzip von Masse und Energie sein. Um die Gravitation im mikroskopischen Bereich zu behandeln, muß zwischen der Masse der Feldquelle und der Energie-Masse des Feldes unterschieden werden. Für die ortsabhängige Masse $m(r)$ erhielt Heim einen Ausdruck, wie ihn auch *Arnowitz, Deser* und *Misner* (1962) angaben. Eine relativistische Beschreibung bewegter und ruhender Massen führte Heim zu einem Feldstärketensor des Gravitationsfeldes, der Ähnlichkeiten mit dem elektromagnetischen Feldstärketensor der Maxwell-Theorie hat. Die gravitative Feldquelle und das von ihr erregte Gravitationsfeld bilden eine Einheit.ⁱⁱ

Der einheitliche Energiedichtetensor ist jedoch nichthermitischer Art. In der ART müßte somit der metrische Fundamentaltensor der Riemannschen Geometrie ebenfalls nichthermitesch angesetzt werden. Wird wie in der ART der Strukturanteil dem phänomenologischen Anteil proportional gesetzt, dann sind die nichthermiteschen Feldgleichungen als Äquivalenzprinzip aufzufassen, da der nichthermitische Energiedichtetensor bereits Feld und Quelle einheitlich beschreibt.

Soll die ART in den Mikrobereich erweitert und im Bereich materieller Quellen untersucht werden, dann müssen die Feldgleichungen in eine quantisierte Fassung gebracht werden, was zu Eigenwertgleichungen führen muß, die den zeitunabhängigen Schrödingergleichungen ähneln. Dieser Mikrobereich wird von äußeren Feldern nicht mehr beeinflusst. Die stationären Lösungen der Schrödingergleichung lauten dann:

$$H \psi_n = E_n \psi_n. \quad (1.1)$$

Darin sind E_n die Eigenwerte der Energie, zu der jeweils eine bestimmte Eigenfunktion ψ_n gehört.ⁱⁱⁱ

ⁱ Dieses Programm teilte B. Heim *Einstein* mit, der damals nicht mehr selber antworten konnte und den Brief durch seinen Mitarbeiter an der einheitlichen Feldtheorie *Vaclav Hlavaty* beantworten ließ.

ⁱⁱ Aus dem einheitlichen Feldstärketensor können beispielsweise Beziehungen zwischen Gravitation und Magnetismus abgeleitet werden, die sich experimentell überprüfen lassen. In den 60er Jahren wollte Heim ein solches Experiment gemeinsam mit *P. Jordan*, Hamburg, und in den 70er Jahren mit der Firma MBB, Ottobrunn, durchführen. Doch die Kosten für diese Experimente wurden auf 2 Mio DM geschätzt, die bisher nicht aufgebracht werden konnten. Heim leitete auch eine Beziehung zwischen dem elektromagnetischen Strahlungsvektor und Beschleunigungswirkungen her, die sich in einem „kontrabarischen Effekt“ bemerkbar machen sollten. Diesen Effekt versuchte Heim in den 50er Jahren in seinem Institut selber nachzuweisen, was ihm wegen der beschränkten Finanzmittel zur Finanzierung von Mitarbeitern nicht gelang. Die Entdeckung dieses Effekts würde neue Feldantriebe für die Raumfahrt ermöglichen. B. Heim hat die Herleitung der kontrabarischen Gleichung nicht publiziert. Nach Sichtung seines Nachlasses sollen diese Überlegungen vom FK Heimsche Theorie überprüft und ggf. veröffentlicht werden.

ⁱⁱⁱ Diese Gleichungen sind nichtlinear. Das Quadrat der Wellenamplitude oder der Wellenfunktion $|\psi_n|^2$ gibt die Wahrscheinlichkeit dafür an, das Teilchen mit der Energie E_n an einem bestimmten Ort im Raum anzutreffen. Die Kopenhagener Deutung der Wahrscheinlichkeitsinterpretation, mit welcher der Welle-Teilchen-Dualismus umschrieben wird, ist von einigen Physikern abgelehnt worden (z.B. *Einstein, deBroglie, Bohm*), weil der Charakter einer Observablen durch den

Es ist häufig vermutet worden, dass die offensichtlich fundamentale lineare Struktur der Quantentheorie nur eine Approximation von etwas anderem ist, und dass sich der approximative Charakter deutlich im Kontext der Quantengravitation zeigen würde (*Isham* 1998).

Eine Eigenwertgleichung, die sich nicht auf die Welle ψ , sondern auf das Teilchen bezieht, muß dessen materiellen Charakter - analog zur ART - durch eine gekrümmte Geometrie ausdrücken. Anstelle des linearen Operators in der Schrödingergleichung wird daher ein nichtlinearer Operator, wie er in der Riemannschen Geometrie auftritt, benötigt.

Heim (1979/89) geht von folgender Überlegung aus: In der Riemannschen Geometrie kann der Krümmungstensor R^i_{kmp} durch einen Operator C_p definiert werden, der auf die Christoffelsymbole Γ^i_{km} wirkt

$$R^i_{kmp} = C_p \Gamma^i_{km}. \quad (1.2)$$

Der Krümmungstensor wird somit durch die Einwirkung eines nichtlinearen Operators auf ein Feld Γ^i_{km} beschrieben. Beim Übergang vom Makrobereich in den Mikrobereich gehen die Christoffelsymbole in „Teilchenfelder“ φ^i_{km} über, die - im Gegensatz zu den Pseudotensoren Γ^i_{km} - als Tensoren 3. Stufe aufgefaßt werden können, da die φ^i_{km} in dem beobachteten abgeschlossenen Mikrobereich, in welchem sie keinem äußeren Feld ausgesetzt sind, außer affinen, keinen krummlinigen Koordinatentransformationen unterworfen sind. Wegen der Korrespondenz zwischen Makro- und Mikrobereich hat der Operator C_p in beiden Bereichen dieselbe Gestalt:

$$(C_p \Gamma^i_{km} \rightarrow C_p \varphi^i_{km}).$$

Im Makrobereich ist der verjüngte Krümmungstensor ($i = p$) Energiedichten proportional. Darum hat man im Mikrobereich Eigenwertgleichungen zu erwarten, deren Eigenwerte λ_p (mit der Dimension Energie bzw. Masse bzw. inverse Länge) ebenfalls Energiedichten proportional sind. Daher bekommt (1.1) die Gestalt einer Gleichung mit Tensoren auf beiden Seiten:

$$C_{(p)} \varphi^{(p)}_{km} = \lambda_{(p)} \varphi^{(p)}_{km}, \quad \text{mit } p,k,m = 1,\dots,4. \quad (1.3)$$

(Die Klammern bedeuten, dass für diesen Index die Summenkonvention aufgehoben ist).

In diesem System tensorieller Operatorgleichungen (1.3) durchlaufen drei Indizierungen unabhängig voneinander die vier Zahlen der Raumzeit-Dimensionen. Es gibt daher 64 diskrete Eigenwertspektren metrischer Strukturstufen.

Da dieses System von Eigenwertgleichungen nichtlinear ist, können $|\varphi_{km}|^2$ nicht als Wahrscheinlichkeiten interpretiert werden, da die Lösungen als Strukturfunktionen des metrischen Zustandes der Raumzeit nicht additiv superponieren. Die Energiedichte der

Experimentator und nicht durch die Natur selbst definiert wird. Die Schrödingergleichung beruht auf Erfahrung. Der Indeterminismus könnte aber durch „verborgene Variable“ nur vorgetäuscht sein, wurde vermutet. Der Dualismus der Teilcheneigenschaft, könnte auch dadurch erklärbar sein, dass die Objekte Strukturen in höherdimensionalen Räumen wären, die sich erst durch unterschiedliche Wechselwirkungen mit Meßapparaturen in den Raum projizierten und dort - je nach Gerät - ihren Wellen- oder Teilchencharakter präsentierten. Diese Interpretation, die den Determinismus retten könnte, wurde von *John v. Neumann* 1932 nicht ernsthaft in Erwägung gezogen.

Gravitationsquelle hat demnach eine definierte Lage im Raum, die sich kontinuierlich ändert und kausal definiert ist.

Infolge der Operator-Hermitezität und Konvergenz existiert ein Hilbertscher Funktionenraum. Der Funktionaloperator ist ein Zustandsoperator des metrischen Raumzeit-Zustandes, dessen Einwirkung auf eine konvergente Zustandsfunktion erfolgt, die einen metrischen Zustand der modifizierten Riemannschen Geometrie darstellt. Neben diesem Sachverhalt gelten auch alle Identitäten und Theoreme der Riemannschen Geometrie (insbesondere diejenigen hermitescher Symmetrie).^{iv}

Im Makrobereich geht (1.3) in die Einsteinschen Feldgleichungen über:

$$C_p \varphi_{km}^p \rightarrow R_{km} \quad \text{und} \quad \lambda_p \varphi_{km}^p \rightarrow \kappa (T_{km} - \frac{1}{2} g_{km} T) \quad (1.4)$$

λ_p hängt nur von k und m ab, d.h. $\lambda_p = \lambda_p(k, m)$. Im Mikrobereich gilt:

$$C_p \varphi_{km}^i = \varphi_{kp, m}^i - \varphi_{km, p}^i + \varphi_{sm}^i \varphi_{kp}^s - \varphi_{sp}^i \varphi_{km}^s \quad (1.5)$$

(In (1.5) wie im Folgenden wird für die partielle Ableitung z.B. nach m wahlweise geschrieben: $(\cdot)_{,m} = \partial_m = \partial / \partial x_m$). Für $m = p$ wird $C_{(m)} \varphi_{k(m)}^i = 0$ und damit

$$\lambda_m(k, m) = \lambda_m(m, k) = 0. \quad (1.6)$$

Da die Indizes m, k von 1 bis 4 laufen, sind dies $2 \cdot 4 \cdot 4 - 4 = 28$ Gleichungen. Von den 64 Energiedichtespektren $T_{km} \hat{=} \varepsilon_{km}^{(p)}$ bleiben daher nur 36 als geometrisierte Energiestufen eines einheitlichen elementaren Materiefeldquants. Wegen der geforderten Invarianz der Energiestufen, müssen die 36 Gleichungen Elemente eines 6-reihigen Tensors sein. Dieser Tensor kann in einer 6-dimensionalen Mannigfaltigkeit definiert werden. Heim konstruierte daher einen R_6 als Trägerraum des Hilbert-Raumes mit der Signatur $I(++++ - -)$ derart, dass die ausgearteten Abbildungen dieser R_6 -Strukturen in die Unterräume R_4 bzw. R_3 Elementarstrukturen darstellen.

Der Energiedichtetensor T_{ik} im 6-dimensionalen Hyperraum R_6 lautet beispielsweise:

$$T_{ik} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} & T_{13} & T_{14} & 0 & 0 \\ T_{21} & T_{22} & T_{23} & T_{24} & 0 & 0 \\ T_{31} & T_{32} & T_{33} & T_{34} & 0 & 0 \\ T_{41} & T_{42} & T_{43} & T_{44} & T_{45} & T_{46} \\ 0 & 0 & 0 & T_{54} & T_{55} & T_{56} \\ 0 & 0 & 0 & T_{64} & T_{65} & T_{66} \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

Anders als in Kaluza-Klein-Theorien werden die Koordinaten x_5 und x_6 nicht kompaktifiziert, sondern erhalten physikalische Bedeutungen. Zwei zusätzliche Zeiten können es nicht sein, wie Penrose in seiner 6-dimensionalen (dreidimensionalen komplexen) Theorie

^{iv} Die nichtlinearen Eigenwertgleichungen (1.3) entsprechen denen in der kausalen und kontinuierlichen Beschreibung der deBroglie-Bohm-Version der Quantentheorie, in der eine Partikel aus nichtlinearen und linearen Wellenanteilen bestehend aufgefaßt wird (Gueret und Vigier 1982). Darin ist die Wellenfunktion φ ein solitonartiges Gebilde nichtlinearer Art, das als Führungswelle verkoppelt mit dem Teilchen und seiner Umgebung in Form von Wellen wechselwirkt. Teilchen und Umgebung bilden eine Einheit, bestehen aber aus verschiedenartig gekrümmten Raumzeit-Strukturen. Nach der Quantenfeldkybernetik weist eine Partikel eine nichtlineare vollständig geometrisierte Struktur auf (Grössing 2000).

zunächst vermutet hatte. Auch können sie nicht auf die Bewegungen von Punkt-Teilchen wirken. Denn in Räumen mit mehr als 3 Dimensionen führen Planetenbahn-Berechnungen zu Spiralbahnen, die nicht beobachtet werden (*Cole* 1980). Daher werden diese Koordinaten von Heim mit organisatorischen und informatorischen Wirkungen identifiziert, die nur auf Strukturen, nicht aber auf Punkte und deren Bahnen einwirken.^v Sie werden von Heim als echte Weltdimensionen angesehen.

Wegen (1.3) und (1.4) ist $C_p \varphi_{km}^i + C_m \varphi_{kp}^i = \lambda_p \varphi_{km}^i + \lambda_m \varphi_{kp}^i = 0$, was für $k = p$ zu $\lambda_{(p)(p,m)} \varphi_{(p)m}^i + \lambda_m(p,p) \varphi_{(p)(p)}^i = 0$ führt. Da $\lambda_{(p)(p,m)} \hat{=} 0$ (aus 1.6) wird auch $\lambda_m(p,p) = 0$. Daher verschwinden weitere $4 \cdot 4 - 4 = 12$ Eigenwerte.

Im Tensorschema $T_{km} \hat{=} \varepsilon_{km}^{(p)}$ des R_6 bleiben die Komponenten T_{k5} , T_{k6} und T_{5m} , T_{6m} mit $k, m = 1, 2, 3$, Null. Strukturen, die nur von den Transkoordinaten x_5, x_6 abhängen, haben daher keinen Einfluß im R_3 .

Elementare Strukturen der Materie werden somit nach Heim durch 6-dimensionale Eigenwertgleichungen formuliert:

$$\boxed{C_p \varphi_{km}^i = \lambda_p(k,m) \varphi_{km}^i}, \quad (1.8)$$

mit $i, k, m = 1, \dots, 6$. Darin ist der Eigenwert $\lambda_p(k,m)$ einer Energie und φ_{km}^i einer Feldfunktion proportional. Die Quantelung der Wirkung hat zur Folge, dass die Eigenwerte $\lambda_p(k,m)$ diskreten Charakter haben.

3. Im Mikrobereich muß der gewöhnliche Differentialkalkül der Geometrie nicht mehr unbedingt gelten. Denn minimale Raumzeit-Volumina der Gebietsintegration können nicht mehr unterschritten werden, was geometrische Diskontinuitäten im Sinne von geometrischen Elementargrößen nahelegt.

Aus Heims Berechnung zweier Extremalprinzipien über das Gravitationsfeldquant einer kleinsten Masse ergab sich das Produkt zweier Längen als eine Naturkonstante. Diese kleinste Fläche ist das Quadrat der Planckschen Länge, das auch von *Treder* (1974) bestimmt wurde, und von Heim als Metron τ bezeichnet wird. Heim war der erste, der aus der Entdeckung dieser Naturkonstante den Schluß zog, dass dieses Flächenelement das Rechnen mit Flächendifferenzen erforderlich macht und einen Metronen-Kalkül begründet. (Im Gegensatz zur ART, kann es beim Rechnen mit Metronen nicht zu Unendlichkeitsstellen und Singularitäten kommen.) Obwohl bereits Untersuchungen zur Differenzenrechnung vorlagen (*Nörlund* 1924, *Gelfond* 1958, *Meschkowski* 1959), entwickelte Heim seinen *Metronenkalkül* unabhängig von diesen Arbeiten. Das Metron ist definiert durch:

$$\tau = \frac{3}{8} \frac{\gamma h}{c^3} \approx 6,15 \cdot 10^{-70} m^2,$$

worin γ = Gravitationskonstante, h = Plancksches Wirkungsquantum und c = Lichtgeschwindigkeit bedeuten. In Heims Theorie gehen keine weiteren Naturkonstanten als diese drei ein.

^v Da es sich bei den Koordinaten x_5 und x_6 um qualitative Wertevorräte handelt, für welche die Alternativaussagen der Aristotelischen Logik nicht mehr gelten, wurde von B. Heim eine Aspekt-Logik entwickelt, um Qualitäten und Quantitäten der Physik formal einheitlich beschreiben zu können. Darauf kann an dieser Stelle nicht weiter eingegangen werden.

Die im kontinuierlichen R_6 beschriebene infinitesimale tensorielle Eigenwertbeziehung metrischer Strukturstufen wird von Heim in einen diskreten R_6 übertragen, wobei Tensoren zu Selektoren und Raumkrümmungen zu Kondensationen (von Metronen) werden. Unter Raumzeitkrümmungen hat man sich dabei Verdichtungen bzw. Kondensationen kleinster Flächen des diskontinuierlichen Welt-Kontinuums bei der Projektion auf kartesische Bezugsflächen vorzustellen. Die Entsprechungen zu den Christoffelsymbolen wirken als Kondensoren. Daher wird im Folgenden statt von Krümmungen von Kondensationen gesprochen.

Das Metron erscheint kosmologisch als eine sehr langsam abfallende Skalarfunktion des Weltalters. Mit zunehmender Expansion des Kosmos teilten sich die Metronen immer weiter auf. Es

kann ein Zeitpunkt ermittelt werden, wann in der zurückliegenden Zeit ein Metron so groß gewesen war, dass seine Fläche den gesamten Kosmos umschloß. Anstelle eines Urknalls tritt in der Heim'schen Kosmologie die erste Teilung des Metrons die sich dann bei der Expansion des Raumes fortsetzte. Sehr lange Zeit war die Raumzeit nur durch diese Strukturdynamik geprägt. Erst als die Schwankungen der Verdichtungen und von Metronen und deren Austausch in den Unterräumen des R_6 zahlreicher wurden, bildeten sich das, was wir als Energie und Materie messen können.

Da im Rahmen dieses Aufsatzes nicht auf Heims Gravitationstheorie und Kosmologie eingegangen werden kann, braucht die Metrontheorie nicht vorgestellt zu werden, denn auf den dreidimensionalen Raum bezogen lassen sich vier Gültigkeitsbereiche der Komponenten des Fundamentalkondensors unterscheiden:

- a. ein „metronischer Bereich“, in dem die Anzahl der Metronen relativ klein ist,
- b. ein Bereich hoher Metronenanzahl,
- c. ein „infinitesimaler Bereich“, in dem die Metronenzahl derartig groß ist, dass die Strukturquantelung vernachlässigt werden kann, aber Quantenstufen existieren, und
- d. ein „makroskopischer Bereich“, in dem der Fundamentalkondensor exponentiell einem konstanten Festwert zustrebt.

Die mikrophysikalischen Prozesse sind empirisch erst im dritten Gültigkeitsbereich (c) gegeben. Daher kann in der Folge auf die Metronenrechnung verzichtet und die normale Tensoralgebra angewendet werden. Bei der Behandlung der Evolution der Quantenkosmologie ist die Verwendung des Metronenkalküls allerdings unerlässlich.

2. Die Lösungen der 6-dimensionalen Feldgleichungen für den Mikrobereich

2.1 Die drei Struktureinheiten der Welt

1. Vor der Lösung der Eigenwertgleichungen (1.8) ist zu untersuchen, ob alle oder ggf. welche der 6 Koordinaten bei einer Krümmung beteiligt sein müssen. Das Spektrum λ_p könnte sich beispielsweise nur auf einen k -dimensionalen Unterraum V_k (mit $1 \leq k \leq 6$) beziehen, in dem jeder Fundamentaltensor vom euklidischen Einheitstensor abweicht. Eine Interpretation der möglichen k -dimensionalen deformierbaren Unterräume stellt eine „Hermeneutik der Weltgeometrie“ dar. Diese richtet sich nach physikalischen Gegebenheiten. Liegt eine Abweichung der euklidischen Geometrie in einem V_k vor, so wird dies von Heim als **Hermetrie** in den k Weltdimensionen bezeichnet. Sind k Koordinaten *hermetrisch*, dann bleiben die $(6-k)$ euklidischen Koordinaten *antihermetrisch*.

Physikalisch erscheint der R_3 mit seinen drei reellen, vertauschbaren Koordinaten als eine semantische Architektureinheit des R_6 :

$$(x_1, x_2, x_3) \equiv s_{(3)}.$$

Die Zeitkoordinate unterscheidet sich von den räumlichen und bildet die Einheit

$$(x_4) \equiv s_{(2)}.$$

Die zusätzlichen Transkoordinaten stellen wiederum etwas anderes dar als die raumzeitlichen und bilden die semantische Einheit

$$(x_5, x_6) \equiv s_{(1)}.$$

Die Koordinaten x_4, x_5, x_6 erweisen sich als imaginär. Die Lösungen der Eigenwertgleichungen (1.8) müssen also in unterschiedlicher Weise von den Koordinatengruppen $s_{(1)}, s_{(2)}, s_{(3)}$ abhängen.

Als physikalische Lösungsmannigfaltigkeiten erweisen sich die Strukturdeformationen in folgenden Koordinaten-Kombinationen bzw. **Hermetrieformen**:

$\begin{aligned} a &\equiv s_{(1)} \\ b &\equiv s_{(1), s_{(2)}} \\ c &\equiv s_{(1), s_{(3)}} \\ d &\equiv s_{(1), s_{(2)}, s_{(3)}} \end{aligned}$	(2.1)
--	-------

In allen physikalisch möglichen Erscheinungen tritt die Koordinatengruppe $(x_5, x_6) \equiv s_{(1)}$ auf. Die Koordinatengruppen des R_3 und der Zeit x_4 können jeweils für sich und gemeinsam nicht als alleinige Strukturdeformationen erscheinen. In der ART wird nur die Koordinaten-Kombination $s_{(3)}, s_{(2)}$ - die Raumzeit - angenommen. Die zusätzlich auftretenden Hermetrieformen in der Heimschen Theorie sind die eigentliche Ursache für die große Lösungsmannigfaltigkeit in dieser Theorie. Denn es wird sich zeigen, dass eine Wechselwirkung zwischen diesen Hermetrieformen nicht vernachlässigt werden darf.

Zunächst ist zu bemerken, dass anstelle des Riemannschen Krümmungstensors in der ART bei Heim der *Raumkompressor* ρ^i_{klm} tritt, der ebenso wie dieser aus den ersten Ableitungen und aus Produkten der Verschiebungssymbole bzw. Fundamentalkondensoren besteht.

Die Feldgleichungen (1.8) sind Eigenwertgleichungen mit den Struktur-Zustandsfunktionen φ^i_{kl} . Der verjüngte Krümmungs-Tensor (bzw. -Selektor) wird durch Einwirkung eines Zustandsoperators $K_{(p)}^k$ auf die Zustandsfunktion φ^i_{kl} ausgedrückt. Die reellen Eigenwerte λ_p der Operatoren K_p liegen in diskreten Punktspektren:

$\rho_{ik} \equiv K_{(p)}^k \varphi_{ik}^{(p)} = \tilde{\lambda}_{(p)}(ik) \varphi_{ik}^{(p)}.$	(2.2)
---	-------

Diese Gleichung ist ein Analogon zum Eigenwertproblem infinitesimaler Operatoren und kann als metronisches Eigenwertproblem bezeichnet werden. Seine Existenz kann aus der Existenz metronischer Matrizen hergeleitet werden, die hermitesch und vom quadratischen Typ sind. K^k ist eine hermitesche Zustandsfunktion, die den Zustand der Struktur beschreibt.

Die Eigenwerte λ_{ik} beschreiben reale quantenhafte metrische Strukturstufen der zugrunde gelegten metronischen Hyperstruktur, die als Strukturcondensationen interpretiert werden. Über dieser Hyperstruktur existiert ein abstrakter metronischer Funktionenraum, in welchem hermitesche Zustandsfunktionen wirken.

Wenn die Flächendifferenzen (Metronen) in größeren Raumbereichen zum Kontinuum werden und die Partialstrukturen auf eine einzige reduziert werden, gehen die Gleichungen (2.2) in die Feldgleichungen (1.4) der ART über.

Die metrischen Strukturstufen λ_m entsprechen in ihren R_3 -Projektionen den energetischen Quantenstufen. In die Feldgleichungen im Mikrobereich (2.2) werden - im Gegensatz zur ART - keine physikalischen Größe (z.B. Energie-Impulsdichte) eingeführt. Mit welchen physikalischen Größen φ_{ik}^p in (2.2) identifiziert werden müssen, wird aus den Eigenschaften der Lösungen erschlossen. Damit ist eine der Hoffnungen Einsteins erfüllt worden, den phänomenologischen Anteil in den Gravitationsfeldgleichungen ebenfalls geometrisch auszudrücken. Die Eigenwerte λ_m sind allerdings noch keineswegs mit physikalischen Teilchenzuständen zu identifizieren.

Das Gleichungssystem (2.2) kann mit (1.5) für die Koordinatengruppen

$$y_a = \sqrt{x_5^2 + x_6^2} ; \quad y_b = \sqrt{x_4^2 + x_5^2 + x_6^2} ; \quad y_c = \sqrt{x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 + x_5^2 + x_6^2} ; \quad \text{und}$$

$$y_d = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^6 x_i^2 \right)} \quad \text{gelöst werden (Heim B. 1979/89).}$$

Mit den Eigenwertverhältnissen $a_{km} = -\frac{\lambda_l(k,k)}{\lambda_k(k,m)}$, und den Kürzungen

$$a_m^{(kl)} = \frac{a_{km}}{a_{kl}}, \quad b_{ms}^{(kl)} = \frac{a_{ls} a_{km}}{a_{lk} a_{kl}} - \frac{a_{ms} a_{km}}{a_{mk} a_{kl}}, \quad \varphi_{kl} = b_i^{(kl)} \varphi_{kl}^i \quad (2.3)$$

ergibt sich aus (2.2) $\rightarrow \partial_l \varphi_{km}^i - \partial_m \varphi_{kl}^i + \varphi_{ls}^i \varphi_{km}^s - \varphi_{ms}^i \varphi_{kl}^s = \lambda_m(k,l) \varphi_{kl}^i$
die Beziehung

$$\left(a_m^{(kl)} \partial_l - \partial_m \right) \varphi_{kl}^i + b_{ms}^{(kl)} \varphi_{kl}^i \varphi_{kl}^s = \lambda_m(k,l) \varphi_{kl}^i . \quad (2.4)$$

Wird längs der hermetrischen Induzierungen m summiert, dann vereinfacht sich (2.4) mit den weiteren Kürzungen(2.5)

$$a_{kl} = 1/[a(k,l) - 1] - (q-1), \quad a(k,l) = \sum_{m=1}^q a_{ms}^{(kl)}, \quad b_s^{(kl)} = \sum_{m=1}^q b_{ms}^{(kl)}, \quad \lambda(kl) = \sum_{m=1}^q \lambda_m(k,l), \quad \Phi_{kl} = b_i^{(kl)} \varphi_{kl}^i \quad (2.5)$$

zu der Bernoullischen Differentialgleichung

$$\frac{\partial \Phi_{kl}}{\partial y} + a_{kl} \Phi_{kl}^2 - a_{kl} \lambda(k,l) \Phi_{kl} = 0 . \quad (2.6)$$

Für diese ergibt sich mit der Integrationskonstanten C_{kl} und der vereinfachten Schreibweise $\lambda_{kl} = a_{kl} \lambda(k,l)$ sowie $\psi_{kl} = \Phi_{kl} / \lambda(k,l)$ die normierte Lösung:

$$\boxed{\Psi_{kl} = (E + C_{kl} e^{-\lambda_{kl} y})^{-1}} \quad (2.7)$$

Gleichung (2.7) wird von Heim als normierte Lösung der monometrischen Feldgleichungen bezeichnet. Sie hat eine fundamentale Bedeutung.

2.2 Die Lösung der Feldgleichungen für die vier Hermetrieformen

Die Eigenwertspektren λ_{kl} ergeben sich als Funktionen ganzzahliger Indizes als Quantenzahlen der Deformationsstufen. Nur der Imaginärteil $Im(\lambda_{kl})$ liefert ein Eigenwertspektrum als diskretes Punktspektrum. Der Realteil bleibt dagegen in Bezug auf die Bildung von metrischen Deformationsstufen wirkungslos, d.h. erst die Existenz von drei imaginären Welt-Koordinaten verursacht die hermetrischen Strukturkrümmungen.

Die Lösung für die vier einzelnen Hermetrieformen liefert zwei Wellengleichungen und zwei Gleichungen, die besagen, dass sich diese Hermetrieformen nicht schneller als mit Lichtgeschwindigkeit bewegen können. Die Eigenwerte λ_{kl} müssen im Fall der komplexen Kondensationen c und d Quantenstufen ponderabler Materiefeldquanten beschreiben. Es lassen sich folgende Zuordnungen zwischen Hermetrieformen und physikalischen Objekten herstellen:

Hermetrieform / physikalisches Objekt

a \equiv s ₍₁₎ ,	:Gravitationswellen	(2.9)
b \equiv s ₍₁₎ , s ₍₂₎	:Photonen	
c \equiv s ₍₁₎ , s ₍₃₎	:ungeladene Teilchen	
d \equiv s ₍₁₎ , s ₍₂₎ , s ₍₃₎	:geladene Teilchen	

Eine Abschätzung liefert bereits Hinweise auf ein erstes Massenspektrum.

a) Die Analyse der Wirkungen der Hermetrieform a ergibt, dass die imaginären Weltkoordinaten x_5 und x_6 im R_3 wirksam werden. Die Lösung der Feldgleichungen führt für $\varphi(\xi) = \varphi(x_5, x_6) = \{s^5_6\} + \{s^6_6\}$ auf die Gleichung:

$$d\varphi/d\xi + \varphi^2 = \lambda\varphi, \quad \text{mit} \quad \lambda = a \lambda_6(5,5) + b \lambda_5(6,6) \quad (2.10)$$

wobei $a = \{s^i_5\}/\{s^i_6\}$, $b = \{s^i_6\}/\{s^i_6\}$ und der Kürzung $\xi = (i/2) \rho$, mit $-\rho^2 = x_5^2 + x_6^2$.

Darin hängt $\varphi(\xi)$ nur von den imaginären Koordinaten (nicht aber von der Zeit) ab. Eine physikalische Interpretation ist nur dann möglich, wenn die Hermetrieform (a) Auswirkungen auf den R_4 hat, wenn also ξ in irgendeiner Form von den R_4 - Koordinaten abhängt. Das ist der Fall, wenn a die Bedingung einer geodätischen Nulllinie erfüllt:

$$ds^2 = \sum_{k=1}^6 dx_k^2 = dr^2 + d\xi^2 = 0. \quad (2.11)$$

Dann ist $d\xi = idr$, und es treten im Raum mit der Geschwindigkeit ω fortschreitende Gravitationsfeldstörungen auf.^{vi}

^{vi}B. Heim hatte in seiner ersten Publikation (1980) einen Wert von 4/3 c für die Ausbreitungsgeschwindigkeit gravitativer Feldstörungen errechnet, was auf die Verwendung eines falschen Operator-Ausdrucks zurückzuführen war. Im Folgenden wird mit c als der Ausbreitungsgeschwindigkeit von Gravitationsfeldstörungen gerechnet. (Näheres dazu auf S. 58). Publikationen von Autoren, die - wie Heim früher - 4/3 c verwenden, werden von uns nicht mitgetragen.

Auch in den Strukturen (b), (c) und (d) sind die Koordinaten x_5 und x_6 wirksam. Daher darf angenommen werden, dass die Einbindung der Hermetrieform (a) in die elementaren Materiefeldquanten die Wirkung von Gravitationsfeldern hat.

b) In der Hermetrieform (b) sind alle imaginären Koordinaten x_4, x_5, x_6 hermetrisch. Die Lösungen der Feldgleichungen führen auf eine transversale Wellengleichung für photonische Materiefeld-quanten im Raum:

$$\operatorname{div} \operatorname{grad} \phi - d^2\phi/c^2 dt^2 = 0. \quad (2.12)$$

In der Lösung (2.7) für (2.2)

$$\psi_{kl} = [1 - \exp(-\lambda_{kl}y)]^{-1} \quad (2.13)$$

bedeutet $y^2 = -(\rho^2 - r^2) = -(c^2t^2 + \varepsilon^2 + \eta^2 - \sum_{k=1}^3 x_k^2)$. Die Funktion $|\psi_{kl}|$ erreicht periodisch ein Minimum, wenn in $e^{-iy\lambda_{kl}} = \cos(\lambda_{kl}y) - i \sin(\lambda_{kl}y)$ der Realteil den Wert -1 annimmt und der Imaginärteil verschwindet,^{vii} das erfolgt für die Anteile:

$$\lambda_{kl}^- y = \pi (2n - 1), \quad (2.14)$$

wenn n die Quantenzahlen sind. Diese sind die durch ϕ_{kl}^i beschriebenen metrischen Deformationsstufen des hermetrischen Krümmungsfeldes, die als Krümmungszustände eines hermetrischen Unterraumes R_4 des R_6 (mit $q \leq 6$) auftreten können. Nach (2.14) ist

$$(\lambda_{kl}^- y)^2 = (\lambda_{kl}^-)^2 (\rho^2 - r^2) = (\lambda_{kl}^-)^2 (\bar{\rho} + i\bar{r})^2 = \pi^2 [\mathbf{e}_\rho(2n_\rho + 1) + i \mathbf{e}_r(2n_r + 1)]^2. \quad (2.15)$$

In Real- und Imaginärteil aufgespalten, wird daraus:

$$i \lambda_{kl}^- r = i \pi (2n_r + 1), \quad (2.16)$$

$$\lambda_{kl}^- \rho = \pi (2n_\rho + 1). \quad (2.17)$$

Heim bildet daraus das Amplitudenverhältnis: (2.18)

$$\boxed{r = \frac{(2n_r + 1)}{(2n_\rho + 1)} \rho.} \quad (2.18)$$

c) Bei der Hermetrieform c ist $c^2t^2 = 0$, also $\rho^2 = \varepsilon^2 + \eta^2$. Und aus (2.18) wird, wenn auf der singulären Fläche $r = \varepsilon$ gesetzt wird:

$$\eta/r = \pm \frac{2}{2n_r + 1 - j} \sqrt{(n_\rho + n_r + 1)(n_\rho - n_r)}. \quad (2.19)$$

Da $n_r < n_\rho$ sein muß, kann für $n_r = n_\rho - j$ oder mit $n_\rho = n$ auch $n_r = n - j$ gesetzt werden. Dann folgt aus (2.20):

^{vii} Nimmt der Realteil den Wert $+1$ an, so wird ψ_{kl} singulär ($\pm\infty$). Singuläre Werte klammert Heim aus.

$$\eta/r = \pm \frac{2}{2n+1-2j} \sqrt{j(2n+1-j)} = \pm 2f \quad (2.20)$$

und für $j = 1$ und unter Beachtung der Realitätsforderung, wenn η/r ein Massenspektrum liefern soll, $\eta/r > 0$:

$$f = \frac{\sqrt{2n}}{(2n-1)}. \quad (2.21)$$

Die Untersuchung der charakteristischen Längen η und r führt auf die Identifizierungen für η mit der Comptonwellenlänge λ_C : $\eta \equiv r_0 = \lambda_C/2 = \frac{1}{2} h/mc$, und r als der Gravitationswellenlänge für ein minimales Materiefeldquant:

$$r = \Lambda = h^2/\gamma m^3. \quad (2.22)$$

Daraus läßt sich ein Massenspektrum für Neutrokorpuskeln angeben:

$$\eta/r = r_0/\Lambda = \frac{1}{2} m^2 \gamma/hc = 2 f(n) \quad \text{bzw.}$$

$$\boxed{m(n) = \frac{2 \sqrt[4]{2n}}{\sqrt{2n-1}} \sqrt{\frac{ch}{\gamma}}} \quad (2.23)$$

Bei Raumkondensationen beschreiben die Projektionen der x_6 -Koordinaten in den Raum die quanten hafte Materiewellenlänge ($\eta = \lambda_C/2$) und die Projektion der x_5 -Komponente als Gravitationswellenlänge Λ die Grenze des attraktiven Gravitationsfeldes.

d) Wird wegen der zweideutigen Quadratwurzel in (2.23) die 4. Potenz der Massen genommen, dann ist das Verhältnis aus einer ungeladenen zu einer elektrisch geladenen Masse zur 4. Potenz $(m_c/m_d)^4$ um einen Summanden w^2 von 1 verschieden, wenn durch w^2 der Anteil der Feldmasse des Ladungsfeldes ausgedrückt wird: $(m_c/m_d)^4 = U = 1 + w^2$, bzw.

$$w^2 = (m_c^4 - m_d^4)/m_d^4. \quad (2.24)$$

Dieser Anteil wird in Kapitel 2.3 bestimmt.

In der Massenformel (2.23) stehen die Quantenzahlen n . Sie werden durch die Masse bestimmt, die wiederum charakteristische Distanzen definiert. Daher muß die Beziehung $n = n(R)$ aufgesucht werden. Nach Heim definiert jedes Materiefeldquant m_0 durch seine Comptonwellenlänge einen maximalen Radius R_+ für die Reichweite seines Gravitationsfeldes und einen, dem Schwarzschild-Radius entsprechenden kleinsten Bereich R_- . Das Produkt der beiden charakteristischen Längen ist eine Konstante Λ und lautet mit (2.22):

$$\Lambda^2 = R_+ R_- = h^2/\gamma m_0^3. \quad (2.25)$$

Die Grenze des attraktiven Gravitationsfeldes wird definiert durch:

$$R_+ = \Lambda^2/R_- = 2 \Lambda^2 \lambda/\epsilon\tau. \quad (2.26)$$

Wird das Volumen $2 \Lambda^2 \lambda$ mit einem Gitterselektor, also einem Operator C , der auf die Anzahl der Metronen τ einwirkt, in die Meridianfläche des Materiefeldquants m_0 projiziert, dann wird die Feldquelle ausgedrückt durch die Metronenzahl n entlang der Strecke $R_+ : 2 \Lambda^2 \lambda = C; n$. Ist ε ein projektiver Faktor, dann ist: $C; n = \varepsilon \sqrt{\tau} n$.

F sei die Einheitsfläche, die nach einer Projektion aller räumlichen Potenzialflächen der Feldstruktur in die Ebene R_2 von einer Höhenlinie begrenzt wird: $F \equiv \pi s_0^2$, und $\varepsilon^2 \sqrt{F} = s_0 = 1$ [m]. Dann ist (2.26):

$$e \sqrt{\tau} R_+ = \varepsilon F n \quad (2.27)$$

Für die kleinstmögliche Masse m_0 , erreicht n ein Maximum n_N , und aus (2.27) wird mit $\varepsilon = \sqrt{s_0^4 \sqrt{F}} = \pi^{-1/4}$:

$$e \sqrt{\tau} R_+ = \pi^{-3/4} n_N s_0^2 \quad (2.28)$$

und mit (2.26) und der Kürzung $\mu = \sqrt{ch/\gamma}$ erhält man für n_N einen Ausdruck als Funktion der unteren Schranke des Massenspektrums m_q

$$n_N = \frac{16}{3} \pi^{-3/4} \frac{h^2 \sqrt{\tau} \mu^4}{s_0^2 m_q^7} \quad (2.29)$$

2.3 Theoretische Bestimmung der Elementarladung und der Feinstrukturkonstante

Die Herleitung der Elementarladung soll etwas ausführlicher behandelt werden, weil sie einen Hinweis gibt, dass der Ansatz der Heimschen Theorie erfolgversprechend ist, und weil daran gezeigt werden soll, dass sich die Eigenschaften der Materie erst vollständig mit einer Geometrie verstehen lassen, in der auch die Partialstrukturen der Hermetrieformen miteinander wechselwirken.

Die Raumzeitkondensation der Hermetrieform d ist als elektrisch geladenes Materiefeldquant an die Form b gebunden. Die Struktur des Feldes kann aus den Feldgleichungen (1.8) abgeleitet werden, wenn vom Mikrobereich in den Makrobereich übergegangen wird: $\phi_{kl}^i \rightarrow \{k_1^i\}$. Bezeichnet $\vec{\xi}_4$ die Kraftdichte, dann folgt aus (1.8):

$$\vec{\xi}_4 = \text{div}_4 \text{sp } C_q \{k_1^i\}_q = \text{div}_4 \text{sp } \vec{\lambda}_q \{k_1^i\}_q \quad (2.30a)$$

Ist λ_q der energetische Anteil $E \hat{=} \lambda_q$ und \vec{F} der durch die geometrische Raumstruktur gegebene Anteil $\vec{F} = \{k_1^i\}_q$ des Ladungsfeldes mit dem Index q , dann ist nach Spurbildung

$$\vec{\xi}_4 = \sim d(E \vec{F})/d\Omega, \quad (2.30b)$$

mit dem vierdimensionalen Volumenelement $d\Omega = dx_1 dx_2 dx_3 dx_4$. Auf der linken Seite von (1.8) kompensieren sich durch Spurbildung $i = k$ die quadratischen Terme als Folge der Summation, so dass es zur Linearisierung der Komponentendarstellung kommt, was zu einem Rotationsfeld führt:

$$C_q \{k^i\}_q = \partial_m \{k^k\}_q - \partial_l \{k^l\}_q = \text{rot}_q \text{sp} \{k^i\}_q. \quad (2.31)$$

Das Quellen- und Senkenfeld zwischen den Ladungsfeldern Q_+ und Q_- bildet als R_4 - Rotor eine Einheit. Die Viererkraft $\vec{K}_{(4)}$ ist das Integral über die Kraftdichte ξ_4 und das Volumenelement $d\Omega$

$$\vec{K}_{(4)} = \int \xi_4 d\Omega. \quad (2.32)$$

Ist \mathbf{K}_q ein Kraftvektor im R_3 und $\mathbf{K}_4^{(4)}$ eine zeitliche Komponente der Viererkraft $\mathbf{K}_{(4)} = \vec{K}_{(4)} = \mathbf{K}_q + \mathbf{K}_4^{(4)}$, dann ist

$$\int \mathbf{K}_{(4)} d\xi_4 = \int \mathbf{K}_q ds + \int \mathbf{K}_4^{(4)} dx_4 = \int E \vec{F} d\vec{s}_{(4)}. \quad (2.33)$$

Wegen der Rotordarstellung (2.31) $\text{rot}_q \text{sp} \{k^i\}_q = \vec{\lambda}_q \times \{k^i\}_q$ ist $\vec{\lambda}_q \perp \{k^i\}_q$ und damit $\mathbf{K}_4^{(4)} \perp \vec{x}_{(4)}$. Daher verschwindet das zweite Integral in (2.33). Im statischen Fall wird

$$\int \mathbf{K}_q d\vec{s} = 2 \pi V_q = 2 \pi \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q_{\pm}^2}{r_q} = E \vec{F} d\vec{s}_{(4)} \quad (2.34)$$

und es ist $\vec{F} d\vec{s}_{(4)} = \sum_{k=1}^4 F_k dx_k$. Aus Symmetriegründen kann angenommen werden, dass für alle Komponenten $\int F_x dx = Z$ die gleiche Stammfunktion Z existiert. Damit gilt:

$$E \int \vec{F} d\vec{s}_{(4)} = 4 EZ. \quad (2.35)$$

Es gilt $2 \pi V_q = 4 EZ$ mit $E = ch/\lambda_q = c \hbar / r_q$ und mit (2.34) folgt

$$Q_{\pm}^2 = 2 c \hbar Z \quad (2.36)$$

und mit dem Vakuumwellenwiderstand $\mathfrak{R}_{..} = 1/c\epsilon_0$

$$Z = 1/(8 \pi) Q_{\pm}^2 \mathfrak{R}_{..} \quad (2.37)$$

Wegen $Z(Q_{\pm}) \sim Q_{\pm}^2$ und $w(Q_{\pm})$ vom Ladungsfeld existiert eine Funktion $w(Z)$. Zur Ermittlung dieses Zusammenhangs werden die dimensionslosen Größen w und Z mit der Einheitsstrecke $s_0 = 1$ [m] in Strecken dimensioniert: $G = w s_0$, $H = Z s_0$, so dass mit Einheitsvektoren $\vec{H}_0^2 = \vec{G}_0^2 = 1$ Orientierungen zu \vec{H} und \vec{G} möglich werden und sich ein Dreieck ABC mit den Vektoren $\vec{AB} = \vec{x}$, $\vec{BC} = \vec{G}$ und $\vec{AC} = \vec{H}$ mit $\vec{G} \parallel \vec{y} \perp \vec{x}$ konstruieren läßt. In diesem Dreieck sei $\varphi = \angle(\vec{x}, \vec{H})$ und $\angle(\vec{G}, \vec{H}) = \pi/2 - \varphi$. Dann ist $(\vec{G}, \vec{H})^2 = w^2/Z^2 = \sin^2\varphi$, d.h. $w^2 = Z^2 \sin^2\varphi$. Bezogen auf diesen Einheitsradius s_0 ist die darin enthaltene Ladung

$$\epsilon_{\pm} = \int_0^{s_0} Q_{\pm} 4\pi r^2 dr = \frac{4}{3} \pi Q_{\pm}^2 \quad (2.38)$$

Wird H als Radius eines Kreises genommen, dem ein regelmäßiges Polygon aus $N \geq 3$ Kanten einbeschrieben ist, so ist im Bogenmaß für den Zentriwinkel eines Sektors $2 \pi/N$ und für die Kantenlänge $2H \sin\alpha$, wenn $\alpha = \pi/N$ der halbe Zentriwinkel ist. Mit der Hypothese $\alpha\varphi = 1/Z$ ist

$$\varphi \pi Z = N \quad (2.39)$$

$$\text{und} \quad w(Z) = Z \sin(N/\pi Z). \quad (2.40)$$

Wegen $U = 1 + w^2 = 1 + Z^2 \sin^2(N/\pi Z)$ erreicht U einen Maximalwert für $\sin^2(N/\pi Z) = 1$ bzw. $\sin \varphi' = \pm 1$, $\varphi' = \varphi_{\max} = N/(\pi Z_{\min})$. Dann folgt aus (2.40):

$$N/\pi Z = \pm \arcsin 1 = \pm \pi/2 (2p + 1) \quad (2.41)$$

mit ganzzahligem $p \geq 0$ und $N \geq 2p + 1$. Eingesetzt in (2.37) für Z und $\varepsilon_{\pm} = 4/3 \pi Q_{\pm}$ liefert

$$\pm 9 N(2p + 1)^{-1} = \pi^4/\hbar \varepsilon_{\pm}^2 \mathfrak{R} \dots \quad (2.42)$$

Für das elementare Ladungsfeld $\varepsilon_{\min} (N=2p + 1) = \varepsilon_{0\pm}$ ergibt sich die Konstante

$$\boxed{\varepsilon_{0\pm} = \pm \frac{3}{\pi^2} \sqrt{\frac{\hbar}{\mathfrak{R}_-}}} \quad (2.43)$$

Dieser theoretische Wert liegt um +0,125% über der gemessenen Elektronenladung. Mit der Quantisierung $\varepsilon_{\pm} = q \varepsilon_{0\pm}$ wird aus (2.40) und (2.42)

$$w^2 = U_{\max} + 1 = (Z^2 \sin^2 \varphi)_{\max} = (2\pi \varepsilon_{\pm} \mathfrak{R}_- / 9 \hbar)^2 = 4q^4/\pi^4 \quad (2.44)$$

und für die Darstellung der d-Hermetrieform

$$m_d^4 = m_c^4 / U_{\max} \quad (2.45)$$

und mit $m_d = m(n,q)$ und $m_c = m(n)$ aus (2.21):

$$\boxed{m(n,q) = m(n) \eta_q} \quad (2.46)$$

wobei

$$\eta_q^4 = 1/U_{\max} = (1 + 4q^4/\pi^4)^{-1}, \quad (2.47)$$

also

$$\boxed{\eta_q = \sqrt[4]{\frac{\pi^4}{4q^4 + \pi^4}}} \quad (2.48)$$

Die obere Schranke für mögliche Energiequanten stellt $n = 1$ dar:

$$m_{\max} = \sqrt{\frac{ch}{\gamma}} \sqrt[4]{2} \eta_q. \quad (2.49)$$

Diese Masse wird als *Maximon* bezeichnet. In der Literatur wird $\mu = \sqrt{(ch/\gamma)}$, die *Planck'sche Masse*, häufig so genannt, doch stellt μ nur einen Eichfaktor in den Spektren dar.

Die Abweichung des theoretischen Wertes (2.43) vom gemessenen Wert für die Elementarladung e_{\pm} könnte nach Heim darin begründet sein, dass es verschiedene Komponenten des Ladungsfeldes gibt, deren Wechselwirkung eine Reduktion auf e_{\pm} bedingt. V_{xy} sei das Potenzial der Wechselwirkung zweier solcher Ladungskomponenten e_x und e_y über den Abstand r durch ein Feld $f(r)$ gegeben:

$$V_{xy} = e_x e_y f(x), \quad (2.50)$$

wobei das Zentralfeld für große Werte von r die Beziehung

$$f \rightarrow 1/4\pi\epsilon_0'r \quad (2.51)$$

annimmt (ϵ_0' ist die Influenzkonstante, $\epsilon_{0\pm}$ ist die theoretisch bestimmte Elementarladung). Es sei e_r ein reduziertes Ladungsfeld für $q = 1$, so dass das Verhältnis der Energien eines geladenen zu einem ungeladenen Term mit gleicher Quantenzahl n beschrieben wird durch

$$\frac{E(n,1)}{E(n)} = \frac{V_{r,r}}{V_{\epsilon,\epsilon}} = \left(\frac{e_r}{\epsilon_{0\pm}} \right)^2 \quad (2.52)$$

oder

$$\frac{m(n,1)}{m(n)} = \eta_{q=1} = \eta \quad (2.53)$$

mit

$$\eta = \sqrt[4]{\frac{\pi^4}{(4 + \pi^4)}} \quad (2.54)$$

Dann ist das reduzierte Ladungsfeld:

$$e_r = \epsilon_{0\pm} \sqrt{\eta}. \quad (2.55)$$

Die Differenz $e_d = \epsilon_{0\pm} - e_r = \epsilon_{0\pm}(1 - \sqrt{\eta})$ liefert dann eine weitere Komponente, wie auch das arithmetische Mittel e_w :

$$2e_w = \epsilon_{0\pm} + e_r = \epsilon_{0\pm}(1 + \sqrt{\eta}). \quad (2.56)$$

Das empirisch zugängliche elementare Ladungsfeld e_{\pm} ist durch das Potenzial $V_{e,e} = e_{\pm}^2 f(r)$ gekennzeichnet. Daher kann es als arithmetisches Mittel aus $V_{r,r}$ und $V_{w,w}$ angenommen werden:

$$e_{\pm} = \frac{1}{2} (e_r^2 + e_w^2) = \frac{1}{4} [4\eta + (1 + \sqrt{\eta})^2] \epsilon_{0\pm} = \frac{1}{4} \epsilon_{0\pm}^2 \mathcal{G} \quad (2.57)$$

mit der Kürzung:

$$\mathcal{G} = 5\eta + 2\sqrt{\eta} + 1 \quad (2.58)$$

Damit ergibt sich der Wert für die meßbare Elementarladung:

$$e_{\pm} = \pm \frac{3}{4\pi^2} \sqrt{\frac{2\mathcal{G}\hbar}{\mathcal{R}_-}} \quad (2.59)$$

Dieser Wert stimmt mit dem für die empirische Elementarladung überein. Wird (2.59) in die Beziehung für die Sommerfeld-Feinstrukturkonstante $\alpha = e^2/2hc\epsilon_0'$ eingesetzt, so ergibt sich ein theoretischer Wert:

$$\alpha = \frac{9}{(2\pi)^5} g. \quad (2.60)$$

α hängt nur von der Zahl π ab und hat den Kehrwert $1/\alpha = 137,038$. Dieser Wert liegt um 0.0015 % über dem empirischen. Eine vollständige Korrektur gelingt erst in der polymetrischen Theorie unter Berücksichtigung der Wechselwirkungen der Partialstrukturen. Doch ist dieser Wert bereits ein Hinweis auf den richtigen Weg zu einer einheitlichen Feldtheorie. Denn nach *Dirac* (1964) muß jede Feldtheorie, die Anspruch auf eine wirkliche Vereinheitlichung haben will, α als reine Zahl darstellen können. Die nichtlineare Spinortheorie von *Heisenberg* (1967) führte auf einen Wert $1/\alpha \approx 120$, womit Heisenberg seinerzeit bereits sehr zufrieden war.

Aus der Beziehung für das Verhältnis zwischen den Werten der geladenen zur ungeladenen Masse aus (2.46) können nun die elementaren Materiefeldquanten direkt als Funktionen der Naturkonstanten γ , h und c angegeben werden. Aus (2.21) und (2.29) folgt mit (2.46) für sehr große $n = n_N$:

$$\eta_q^{-4} \left(\frac{m_q}{\mu} \right)^4 = \frac{2n_N}{(2n_N - 1)^2} \approx \frac{1}{2n_N}, \quad (2.61)$$

was für das kleinste Materiefeldquant, das noch eine Ladung tragen kann, einen Ausdruck ergibt, der nur noch von den Naturkonstanten γ , h und c abhängt. Mit $s_0 = 1$ [m] gilt:

$$m_q \eta_q \sqrt[3]{\eta_q} = \frac{4}{cs_0} \sqrt[4]{\pi} \sqrt[3]{3\pi s_0} \gamma \hbar \sqrt{\frac{c\hbar}{3\gamma}}. \quad (2.62)$$

Für die untere Schranke des c -Spektrums ist wegen $q = 0$ und $\eta_0 = 1$:

$$m_1 = \frac{4}{cs_0} \sqrt[4]{\pi} \sqrt[3]{3\pi s_0} \gamma \hbar \sqrt{\frac{c\hbar}{3\gamma}}. \quad (2.63)$$

Andererseits gilt wegen (2.46) $m_q = m_1 = m_{(0)} \eta$ wegen $\eta < 1$: $m_{(0)} > m_1 > m_0$. Für $\eta = \eta_q$ wird aus (2.62)

$$m_1 \eta \sqrt[3]{\eta} = m_0 \quad (2.64)$$

und mit $m_1 = m_q = m_{(0)} \eta$:

$$m_{(0)} \eta^2 \sqrt[3]{\eta} = m_0 \quad (2.65)$$

Da der Wert von m_1 ($m_1 = 0,5137$ MeV) mit dem empirischen Wert für die Masse des Elektrons bis auf 0,53% übereinstimmt, interpretiert Heim m_1 zunächst mit einem Näherungswert für die Elektronenmasse. Die Minimalkondensationen des c -Spektrums führen auf einen etwas geringeren Wert $m_0 \approx 0,5069$ MeV. Während der Wert von $m_{(0)} = 0,5189$ MeV etwas über dem der Elektronenmasse liegt.

Die Abweichungen von m_1 von der empirischen Elektronenmasse m_e können erst dann korrigiert werden, wenn ein Termselektor zur Separation der Spektren imaginärer und komplexer Kondensationen in (2.21) gefunden ist. Denn die Terme im Spektrum der Trägheitsmassen $m(n,q)$ mit den Quantenzahlen n und q in (2.21) bzw. (2.46) liegen derartig dicht, dass nur von einem Pseudokontinuum gesprochen werden kann. Dieses Pseudokontinuum enthält sämtliche möglichen photonischen Feldmassen, dem ein diskretes Spektrum ponderabler c- und d- Terme überlagert ist.

Mit diesen Voruntersuchungen sind grundsätzliche Eigenschaften materieller Strukturen, wie geladene und ungeladene Partikel, Photonen und Gravitonen, aufgezeigt.

Da der verwendete geometrische Kalkül zur Untersuchung der internen Strukturprozesse in Teilchen offensichtlich noch zu grob ist, nimmt Heim eine Verfeinerung der Riemannschen Geometrie vor, indem er den in dieser auftretenden Fundamentaltensor g_{ik} durch eine Kombination aus Partialstrukturen aufbaut, wie es die semantisch verschiedenen geometrischen Weltstrukturen bzw. Koordinatengruppen $s_{(1)}$, $s_{(2)}$, $s_{(3)}$ nahelegen. In den weiteren Untersuchungen wird daher eine polymetrische nichteuklidische Geometrie verwendet und deren Struktur dynamik untersucht.

3. Die polymetrische Geometrie

3.1 Die polymetrischen Feldgleichungen

1. In der der ART zugrunde liegenden Riemannschen Geometrie geht der metrische Fundamentaltensor g_{ik} im Linienelement

$$ds^2 = g_{ik} dz_i dz_k \quad (3.1)$$

aus einer Koordinatentransformation $x_m = x_m(z_k)$ mit x_m als euklidische und z_k als nichteuklidische Koordinaten hervor: $g_{ik} = \partial x_m / \partial z_i \cdot \partial x_m / \partial z_i$.

Der metrische Tensor g_{ik} wird von Einstein mit dem Gravitationspotential gleichgesetzt.

Die Erweiterung der Riemannschen Geometrie wird nun dadurch eingeführt, dass zwei unterschiedliche Koordinatensysteme angenommen werden, für die eine gegenseitige Abhängigkeit angegeben werden kann, so dass scheinbar nur wiederum ein Koordinatensystem wahrgenommen wird: $y_\alpha = y_\alpha(z_k)$ (Dröscher und Heim 1996):

$$x_m = x_m(y_\alpha(z_k)) = u_m(z_k). \quad (3.2)$$

Der metrische Tensor ist damit definiert durch:

$$g_{ik} = \partial x_m / \partial y_\alpha \cdot \partial y_\alpha / \partial z_i \cdot \partial x_m / \partial y_\beta \cdot \partial y_\beta / \partial z_k = \sum_{\alpha, \beta=1}^6 g_{ik}^{(\alpha\beta)}. \quad (3.3)$$

Wird durch Klammern angezeigt, dass die Summationskonvention für diese Indizes aufgehoben ist, so gilt:

$$\left(\frac{\partial x_m}{\partial y_{(\alpha)}} \frac{\partial y_{(\alpha)}}{\partial z_i} \right) \left(\frac{\partial x_m}{\partial y_{(\beta)}} \frac{\partial y_{(\beta)}}{\partial z_k} \right) = \kappa_{im}^{(\alpha)} \kappa_{mk}^{(\beta)} = g_{ik}^{(\alpha\beta)} \quad (3.4)$$

mit
$$\kappa_{im}^{(\alpha)} = \left(\frac{\partial x_m}{\partial y_{(\alpha)}} \frac{\partial y_{(\alpha)}}{\partial z_i} \right) \quad \text{und} \quad \kappa_{mk}^{(\beta)} = \left(\frac{\partial x_m}{\partial y_{(\beta)}} \frac{\partial y_{(\beta)}}{\partial z_k} \right).$$

Der kompositive *Fundamentaltensor* g_{ik} besteht nun aus mehreren *Partialstrukturen*. Weil die $\kappa_{im}^{(\alpha)}$ in $x_m(y_\alpha(z)) = \int \kappa_{im}^{(\alpha)} dz^i$ als Integralkerne erscheinen, werden sie als polymetrische Fundamentalkerne bezeichnet. Physikalisch bilden die Koordinaten y_1, y_2, y_3 eine strukturelle Einheit (R_3), die nicht mit der Struktureinheit y_4 (Zeit t) vertauscht werden kann. Ebenso sind y_5, y_6 eine von R_3 und t verschiedene Struktureinheit.

Die Koordinaten des R_6 sind bezeichnet mit $\alpha, \beta \in (1, 2, \dots, 6)$. Die Koordinatengruppen $(y_1 y_2 y_3)(y_4)(y_5 y_6)$ werden durch $\mu, \nu = 1, 2, 3$ symbolisiert, und die Koordinaten innerhalb der Gruppen lauten:

$$\begin{aligned} \mu_\alpha, \nu_\alpha &= 1_\alpha \equiv 5, 6, \\ &= 2_\alpha \equiv 4, \\ &= 3_\alpha \equiv 1, 2, 3. \end{aligned}$$

Damit wird aus (3.3):

$$\begin{aligned} g_{ik} &= \sum_{\alpha=1}^6 \kappa_{im}^{(\alpha)} \sum_{\beta=1}^6 \kappa_{mk}^{(\beta)} = \left(\sum_{\alpha=1}^3 \kappa_{im}^{(\alpha)} + \kappa_{im}^{(4)} + \sum_{\alpha=5}^6 \kappa_{im}^{(\alpha)} \right) \left(\sum_{\beta=1}^3 \kappa_{mk}^{(\beta)} + \kappa_{mk}^{(4)} + \sum_{\beta=5}^6 \kappa_{mk}^{(\beta)} \right) = \\ &= \left(\kappa_{im}^{(3)} + \kappa_{im}^{(2)} + \kappa_{im}^{(1)} \right) \left(\kappa_{mk}^{(3)} + \kappa_{mk}^{(2)} + \kappa_{mk}^{(1)} \right) = \sum_{\mu=1}^3 \kappa_{im}^{(\mu)} \sum_{\nu=1}^3 \kappa_{mk}^{(\nu)} = \sum_{\mu, \nu} g_{ik}^{(\mu\nu)} \quad (3.5) \end{aligned}$$

mit
$$g_{ik}^{(\mu\nu)} = \sum_{\mu_\alpha, \nu_\beta}^{3_{\alpha, \beta}} g_{ik}^{(\mu_\alpha \nu_\beta)}$$

und
$$\kappa_{ik}^{(1)} = \kappa_{ik}^{(1)}(x_5, x_6) \equiv \kappa^{(1)}$$

$$\kappa_{ik}^{(2)} = \kappa_{ik}^{(2)}(x_4) \equiv \kappa^{(2)} \quad (3.6)$$

$$\kappa_{ik}^{(3)} = \kappa_{ik}^{(3)}(x_1, x_2, x_3) \equiv \kappa^{(3)}.$$

Es lassen sich vier Komplexe von metrischen Fundamentaltensoren, sog. **Korrelatoren** bilden:

$$\hat{g}^{(x)} = \hat{g}^{(x)}(g_{ik}^{(\mu\nu)}, \kappa_{ik}^{(\mu)}), \quad x = 1, \dots, 4; \quad \mu, \nu = 1, 2, 3; \quad i, k = 1, \dots, 6. \quad (3.7)$$

Diese polymetrischen Fundamentaltensoren sind **Partialstrukturen** des R_6 , die in wechselseitigen Korrelationen stehen.

Wegen der Verschiedenheit der semantischen Struktureinheiten der Welt, gemäß (3.6) lassen sich vier verschiedene Supertensoren oder *Korrelatoren* $\hat{g}_{(x)}$ konstruieren:

$$\hat{g}_{ik} = \hat{g}_{ik} \left(g_{ik}^{(\mu\nu)}, \kappa_{ik}^{(\mu\nu)} \right)_{\mu, \nu}^3 = \hat{g}_x \quad \text{mit } x = a, b, c, d :$$

$$\hat{g} = f_d(\kappa_{ik}^{(1)}, \kappa_{ik}^{(2)}, \kappa_{ik}^{(3)}) = \begin{pmatrix} g^{(11)} & g^{(12)} & g^{(13)} \\ g^{(21)} & g^{(22)} & g^{(23)} \\ g^{(31)} & g^{(32)} & g^{(33)} \end{pmatrix} = \hat{g}_d \quad (3.8)$$

Beispielsweise ist $g^{(21)} \equiv g_{ik}^{(21)} = \kappa_{mi}^{(2)} \kappa_{mk}^{(1)}$. (i) beschreibt symbolisch die Koordinaten auf die sich die metrischen Partialstrukturen beziehen:

$$\begin{aligned} (1) &\equiv s^{(1)} \equiv (x_5, x_6) \equiv a \\ (2) &\equiv s^{(2)} \equiv (x_4) = t \\ (3) &\equiv s^{(3)} \equiv (x_1, x_2, x_3) = R_3. \end{aligned} \quad (3.9)$$

Auf diesen Supertensor können Sieboperatoren $S[n]$ einwirken, welche die Struktureinheiten $n = s^{(1)}, s^{(2)}, s^{(3)}$ in Gleichung (3.8) euklidisch machen können. Daher existieren außer \hat{g}_d noch drei weitere Supertensoren (mit den Kürzungen $\kappa_{ik}^{(\mu)} \equiv \kappa^{(\mu)}$ und $g_{ik}^{(\mu\nu)} = g^{(\mu\nu)}$):

$$\hat{g}_c = S(2)\hat{g} = f_c(\kappa^{(1)}, \kappa^{(3)}) = \begin{pmatrix} g^{(11)} & \kappa^{(1)} & g^{(13)} \\ \kappa^{(1)} & E & \kappa^{(3)} \\ g^{(31)} & \kappa^{(3)} & g^{(33)} \end{pmatrix} \quad (3.10)$$

$$\hat{g}_b = S(3)\hat{g} = f_b(\kappa^{(1)}, \kappa^{(2)}) = \begin{pmatrix} g^{(11)} & g^{(12)} & \kappa^{(1)} \\ g^{(21)} & g^{(22)} & \kappa^{(2)} \\ \kappa^{(1)} & \kappa^{(2)} & E \end{pmatrix} \quad (3.11)$$

$$\hat{g}_a = S(2,3)\hat{g} = f_a(\kappa^{(1)}) = \begin{pmatrix} g^{(11)} & \kappa^{(11)} & \kappa^{(1)} \\ \kappa^{(1)} & E & E \\ \kappa^{(1)} & E & E \end{pmatrix} \quad (3.12)$$

Anstelle der Christoffelsymbole Γ_{km}^i in der ART gelten im Mikrobereich die polymetrischen Feldfunktionen ϕ_{km}^i , die als **Fundamentalkondensoren** bezeichnet werden, weil sie die Menge der auf den euklidischen Bezugsraum projizierten Metronen verdichten

bzw. kondensieren. Mit $g_{(\kappa\lambda)}^{is} = \sum_{j=1}^3 \kappa_j^i \kappa_j^s$ gilt:

$$\begin{aligned} \phi_{km}^{i(\mu\nu)} &= g_{(\kappa\lambda)}^{is} \phi_{skm}^{(\mu\nu)} = \\ &= \frac{1}{2} \sum_{\kappa, \lambda=1}^3 g_{(\kappa\lambda)}^{is} \left(\sum_{\mu, \nu=1}^3 \left(\frac{\partial g_{sk}^{(\mu\nu)}}{\partial z^m} + \frac{\partial g_{sm}^{(\mu\nu)}}{\partial z^k} - \frac{\partial g_{km}^{(\mu\nu)}}{\partial z^s} \right) \right) \equiv \sum_{\kappa\lambda\mu\nu} \left[\begin{matrix} i \\ km \end{matrix} \right]_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \equiv \left[\begin{matrix} \kappa\lambda \\ \mu\nu \end{matrix} \right]. \end{aligned} \quad (3.13)$$

$(\kappa\lambda)$ bedeutet in der abgekürzten Schreibweise die *Kontrasignatur* und $(\mu\nu)$ die *Basissignatur*. (- +) beschreibt die *Wirksignatur* zwischen Kontra- und Basissignatur. Sie bedeutet hier, dass der kontravariante Index i von der Partialstruktur κ geliefert wird. Der Index s der Partialstruktur λ ermöglicht die Summation.

Die Kondensoren bewirken, dass bei der Projektion eines auf einer gekrümmten Fläche liegenden regelmäßigen Metronengitters auf eine ebene Bezugsfläche, die projizierten Metronen zusammengedrückt bzw. kondensiert erscheinen. Sie vermitteln externe Wechselwirkungen, die Korrespondenzen genannt werden.

In der Metrontheorie lassen sich ebenfalls Parallelverschiebungen von Vektoren (bzw. *Selektoren*) durchführen wie in der Riemannschen Geometrie. Allerdings gibt es wegen der reichhaltigeren Struktur der Korrelatoren sehr viel mehr Darstellungen. Anstelle der Christoffelsymbole in der Riemannschen Geometrie treten jetzt $3^4 = 81$ Fundamentalkondensoren auf.

Im Gegensatz zur Riemannschen Geometrie, in der das Produkt aus ko- und kontravariantem metrischen Tensor das Kroneckersymbol ergibt:

$$g_{ik} g^{kj} = \delta_j^i \quad (\text{mit } 1 \text{ für } i = j \text{ und } 0 \text{ für } i \neq j), \quad (3.14)$$

kann in der Metrontheorie eine mehrfache Varianzstufenänderung im Sinne einer Wechselwirkung bzw. Korrelation durchgeführt werden. Das Produkt der Fundamentaltensoren ergibt daher nicht das Kroneckersymbol, sondern einen *Korrelationstensor*

$$g_{(\mu\nu)}^{ij} g_{(\kappa\lambda)jk} = Q_k^i \binom{\kappa\lambda}{\mu\nu}. \quad (3.15)$$

Der Korrelationstensor koppelt jeweils zwei verschiedene Elemente aus \hat{g} .

Neben Parallelverschiebungen mit $\left[\binom{\kappa\lambda}{\mu\nu} \right]$ lassen auch solche mit Korrelationstensoren durchführen, so dass anstelle der Riemannschen Christoffel-Symbole eine Vierfachsumme aller möglichen Parallelverschiebungen (mit 81 Fundamentalkondensoren) anzusetzen ist:

$$\hat{\phi}_{kl}^i \equiv \sum_{\mu, \nu, \lambda, \sigma=1}^6 \left(\left[\binom{\kappa\lambda}{\mu\nu} \right] + Q_j^i \binom{\kappa\lambda}{\mu\nu} \left[\binom{\kappa\lambda}{\mu\nu} \right] \right) \quad (3.16)$$

Der Korrelationstensor $Q_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ ist auch in den Korrelatoren zu berücksichtigen:

$$p^{ik} = \left\{ g_{(\mu\nu)}^{ik} + Q_j^k \binom{\kappa\lambda}{\mu\nu} g_{(\mu\nu)}^{ji} \right\}. \quad (3.17)$$

Wenn \hat{g} nur ein einziges Element $(\mu\mu)$ enthält, dann existiert keine Korrelation, d.h. $Q_{(\mu\mu)}^{(\mu\mu)} = 0$, wie in der monometrischen Riemann-Geometrie der ART.

Koordinaten, die euklidisch sind, heißen *antihermetrisch* und werden durch ein Schlangensymbol gekennzeichnet \tilde{k} . Mit einer antihermetrischen Koordinate \tilde{k} verschwinden die nichthermetrischen Fundamentalkondensoren

$$\left[\begin{matrix} l \\ \tilde{j}k \end{matrix} \right]_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)+} \equiv \left[\binom{\kappa\lambda}{\mu\nu} \right]_{-} = 0. \quad (3.18)$$

Daraus folgt, dass die in diesen auftretenden antihermitischen Komponenten $g_{-il}^{(\mu\nu)}$ (nach (3.5)) ein Rotationsfeld

$$\partial_{\tilde{k}} g_{il}^{(\mu\nu)} = \partial_i g_{\tilde{k}l}^{(\mu\nu)} - \partial_l g_{\tilde{k}i}^{(\mu\nu)} \equiv \partial_{\tilde{k}} g_{-il}^{(\mu\nu)} \quad (3.19)$$

bilden, welches eine dem Raum überlagerte Spinstruktur bewirkt. Die hermiteschen Anteile $g_{+il}^{(\mu\nu)}$ bestimmen die Kondensationsstufen in Abhängigkeit vom jeweiligen *hermetrischen* oder

antihermetrischen Verhalten der Koordinaten. Eine partielle Hermetrie, die eine partielle metrische Strukturkonsolidation bewirkt, hat in den entsprechenden nichthermetrischen Struktureinheiten eine metronische Änderung des Spinfeldvektors zur Folge. Im hermetrischen Konsolidationsbereich V_k wirken die Komponenten von $g^{(\mu\nu)}_{-il}$ als Komponenten eines *Feldaktivators*, d.h. als eine „Vorprägung eines metrischen Feldes“. Wenn metrische Konsolidationsstufen im Sinne von Korrelationen superponieren, erfolgt diese Komposition so, dass sich die Spinfeldvektoren aller Partialstrukturen kompensieren.

2. Die Parallelverschiebungsgrößen, die in der Riemannschen Geometrie die Abweichungen eines metrischen Strukturzustands vom euklidischen Raum darstellen, sind in der Heimschen Theorie, gemäß (3.16), um ein Vielfaches komplexer und gehen in den Krümmungstensor und dessen Verjüngung ein. Die Riemannsche Geometrie ist damit um polymetrische Fundamentaltensoren mit Differenzenrechnung, und die ART darüber hinaus durch Erweiterung des symmetrischen metrischen Fundamentaltensors im R_4 auf nicht-hermitesche Tensoren in einem R_6 erweitert worden.

Der Raumkompressor ρ^i_{klm} verursacht strukturelle Konsolidationsstufen, d.h. Niveaus von Verdichtungen der Metronen im R_6 . Das Gleichungssystem (1.8) enthält jetzt $6^4 = 1296$ Gleichungen für alle möglichen Konsolidationsmaße, d.h. Krümmungen, die zwar das Metron invariant lassen, aber Kompressionen in der Projektion auf die flache Bezugswelt bilden.

In Komponentenform geschrieben lautet Gleichung (1.8):

$$\sum K^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \left[(1 + Q^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}) + D^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \right] ; \left[\begin{array}{c} \circ \\ \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{array} \right] = \sum \bar{\lambda}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)} (1 + Q^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}) ; \left[\begin{array}{c} \circ \\ \kappa\lambda \\ -+ \\ \mu\nu \end{array} \right]. \quad (3.20)$$

Darin sind $K^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ der *Strukturkompressor* im R_6 (entsprechend dem Krümmungstensor der ART), $Q^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \equiv Q^i_{k(\mu\nu)}$ der Korrelationstensor und $D^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ ein die Korrelationen kennzeichnender Korrelationstensor, der quadratisch aus den Korrelationstensoren und Fundamentaltensoren aufgebaut ist. Mit der Kürzung $\hat{\partial}_l = \partial / \partial x^l$ und $\hat{\phi}^i_{kl} \hat{=} \phi^i_{kl(\mu\nu)}$ und ϕ^i_{kl} aus (3.16) lautet (3.20):

$$\hat{\partial}_l \hat{\phi}^i_{km} - \hat{\partial}_m \hat{\phi}^i_{kl} + \hat{\phi}^i_{sl} \left[\begin{array}{c} s \\ km \end{array} \right]^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)} - \hat{\phi}^i_{sm} \left[\begin{array}{c} s \\ kl \end{array} \right]^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)} = \lambda_m(k, l) \hat{\phi}^i_{kl}. \quad (3.21)$$

Die metrischen Strukturstufen λ_m entsprechen in ihren R_3 -Projektionen den energetischen Quantenstufen. In diesen Eigenwertgleichungen wird - im Gegensatz zur ART - keine physikalische Größe (z.B. Energiedichte) eingeführt, sondern es treten nur rein geometrische Strukturgrößen auf. Damit ist eine der Hoffnungen Einsteins erfüllt worden. Die Eigenwerte λ_m sind allerdings noch keineswegs mit physikalischen Teilchenzuständen zu identifizieren.

3.2 Korrelationen der Partialstrukturen und deren Extrema

1. Die Lösung der Eigenwertgleichungen (3.21) erfolgt wie im monometrischen Fall. Der 2. Term unterscheidet sich jetzt von Gleichung (2.4):

$$[a_m(k,1)\partial_1 - \partial_m] \hat{\phi}_{kl}^i + \{a_{(1)}[k^s_m] - a_{(2)}[k^s_1]\} \hat{\phi}_{kl}^i = \lambda_m(k,1) \hat{\phi}_{kl}^i \quad (3.22)$$

mit $a_{(1)} = \hat{\phi}_{sl}^i / \hat{\phi}_{kl}^i$, $a_{(2)} = \hat{\phi}_{sm}^i / \hat{\phi}_{kl}^i$, $\hat{\phi}_{sm}^i \equiv \varphi_{sm}^i \binom{\kappa\lambda}{\mu\nu}$,

$$\underline{\lambda}_m(k,1) \equiv \lambda_m(k,1) \binom{\kappa\lambda}{\mu\nu}. \quad (3.23)$$

Mit der Kürzung $\underline{b}_s(k,1) = a_{(1)}[k^s_m] - a_{(2)}[k^s_1]$, Summation längs der Induzierung $1 \leq m \leq q$

und $a_{kl} = [a(k,1) - 1]^{-1} - (1 - q) \quad (3.24)$

ergibt sich die Gradientengleichung

$$\text{grad}_q \hat{\phi}_{kl}^i = a_{kl} \{ \underline{\lambda}_m(k,1) - \underline{b}_s(k,1)[k^s_1] \} \hat{\phi}_{kl}^i, \quad (3.25)$$

die sich unter Verwendung der Kürzungen

$$\lambda_{kl} = a_{kl} \underline{\lambda}_m(k,1), \quad c_s = a_{kl} \underline{b}_s(k,1) \quad (3.26)$$

vereinfachen lässt zu:

$$\partial \ln \hat{\phi}_{kl}^i / \partial y = \{ \lambda_{kl} - c_s [k^s_1] \}. \quad (3.27)$$

Die Intergration ergibt:

$$\hat{\phi}_{kl}^i = A_{kl}^i \exp[\lambda_{kl} y - c_s \int [k^s_1] \partial y] \quad (3.28)$$

Mit (2.5) und (2.6) lautet der zweite Exponent

$$c_s \int [k^s_1] \partial y = \alpha_{kl} \lambda_{kl} \int [E - e^{-\lambda_{kl} y}]^{-1} \partial y = \ln B_{kl} (e^{-\lambda_{kl} y} - E)^{\alpha_{kl}} \quad (3.29)$$

Darin ist $\alpha_{kl} = c_s / (\underline{b}_s a_{kl})$ das Verhältnis zwischen den Eigenwerten im polymetrischen und denen im monometrischen Fall. α_{kl} wird *Korrelationsexponent* genannt. $\alpha_{kl} = \lambda_{kl} / \lambda$, wenn zur Kürzung $\lambda_{kl} = \lambda_{kl}^{(\mu\nu)} \binom{\kappa\lambda}{\mu\nu}$ und $\lambda = \lambda(k,1)$ geschrieben wird. Damit und mit der neuen Integrationskonstante $C_{kl}^i = A_{kl}^i / B_{kl}$ folgt für die Lösung:

$$\hat{\phi}_{kl}^i = C_{kl}^i e^{\lambda_{kl} y} (e^{\lambda y} - E)^{-\alpha_{kl}} = C_{kl}^i (E - e^{-\lambda y})^{-\alpha_{kl}} \quad (3.30)$$

Das korrelative Kondensoraggregat $\underline{\psi}_{kl} = \varphi_{kl} / C_{kl}$ ist für $\alpha_{kl} = 1$ identisch mit dem linearen kompositiven ψ_{kl} aus (2.6), d.h. $\underline{\psi}_{kl} = \psi_{kl}^{(\kappa\lambda)} \binom{\kappa\lambda}{\mu\nu} = \psi_{kl}^{\alpha_{kl}}$

Der Korrelationsexponent kann auch als Verhältnis zwischen der Folge ganzer Zahlen im monometrischen Fall n_{kl} und im polymetrischen Fall $n_{(\mu\nu)kl}^{(\kappa\lambda)} = \underline{n}_{kl}$ ausgedrückt werden:

$$\alpha_{kl} = n_{(\mu\nu)kl}^{(\kappa\lambda)} / n_{kl} = \underline{n}_{kl} / (2 n_{kl} + 1) \quad (3.31)$$

Die speziellen Korrelationen in den Strukturen der Kondensationsstufen der möglichen Hermetrieformen a bis d können aus dem spezifischen Korrelationstensor $Q_{k(\mu\nu)}^{i(\kappa\lambda)}$ in (3.16) mit (3.30) erhalten werden. Die invariante skalare Summe

$$\sum_{i,k=1}^q Q_{k(\mu\nu)}^{i(\kappa\lambda)} = Q_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$$

beschreibt die korrelative Kopplung von jeweils zwei Elementen des Korrelators.

2. Die metrischen Fundamentaltensoren lassen sich aus (3.16) bestimmen:

$$\begin{aligned} \hat{\phi}_{km}^i &= \left[\begin{matrix} i \\ km \end{matrix} \right]_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} - Q_{m(\mu\nu)}^{i(\kappa\lambda)} \left[\begin{matrix} m \\ kl \end{matrix} \right]_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} = \sum_{i=1}^q \left(g_{(\kappa\lambda)}^{is} + Q_{m(\mu\nu)}^{i(\kappa\lambda)} g_{(\kappa\lambda)}^{ms} \right) [skl]_{(\mu\nu)} \\ &= p^{kl} \frac{1}{2} \left[\partial_k g_{sl}^{(\mu\nu)} + \partial_l g_{ks}^{(\mu\nu)} - \partial_s g_{kl}^{(\mu\nu)} \right]. \end{aligned} \quad (3.32)$$

Darin ist die Kürzung (3.17) verwendet worden, die sich umschreiben läßt:

$$p_{kl} = \sum_s \left(\sum_i \left(g_{(\kappa\lambda)}^{is} + Q_{m(\mu\nu)}^{i(\kappa\lambda)} g_{(\kappa\lambda)}^{ms} \right) \right)^{-1} = \sum_s g_{ss}^{(\kappa\lambda)} (E + Q_{s(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)})^{-1}. \quad (3.33)$$

Aus (3.32) folgt die Beziehung

$$\partial g_{kl}^{(\mu\nu)} = 2 \hat{\phi}_{kl}^i \underline{q}_{kl} \partial y, \quad (3.34)$$

mit den Kürzungen

$$\underline{\hat{\phi}}_{kl} = \hat{\phi}_{kl(\nu\mu)}^{(\mu\nu)}, \quad \underline{q}_{kl} = q_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} = \underline{C}_{kl} p_{kl}, \quad \underline{C}_{kl} = \text{const.} \quad (3.35)$$

Wenn $\kappa, \lambda = \mu, \nu$ ist, dann gilt:

$$\hat{\phi}_{(\mu\nu)kl}^{(\nu\mu)} q_{(\mu\nu)}^{(\nu\mu)} = \hat{\phi}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} q_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \quad (3.36)$$

mit

$$q_{(\mu\nu)}^{(\nu\mu)} = \frac{1}{2} C_{kl}^{(\mu\nu)} g_{ll}^{(\mu\nu)}. \quad (3.37)$$

Aus (3.34) folgt

$$\partial \ln g_{ll}^{(\mu\nu)} = \hat{\phi}_{ll} = \psi_{kl}^{(\mu\nu)} \sum_{l=1}^q C_{ll}^{(\nu)}. \quad (3.38)$$

Mit den Kürzungen $Q_{(\mu\nu)}^{(\nu\mu)} = E$, $x = \underline{\lambda}_{ll} iy$ und $\underline{a}_{ll} = \underline{C}_{ll}^{(\mu\nu)} / \underline{\lambda}_{ll}^{(\mu\nu)}$ sowie mit (3.30) wird aus (3.38):

$$\partial \ln g_{ll}^{(\mu\nu)} = \underline{a}_{ll} (e^x - E)^{-1} e^x \partial x = \partial \ln (e^{\underline{\lambda}_{kl} iy} - E)^{\underline{a}_{kl}} \quad (3.39)$$

und damit die Lösung des Integrals zu

$$\boxed{g_{ll}^{(\mu\nu)} = C_{ll}^{(\mu\nu)} \prod_{l=1}^q (e^{\lambda_{kl}iy} - E)^{\alpha_{ll}}} \quad (3.40)$$

Darin bedeutet $C^{(\mu\nu)}$ eine Integrationskonstante. Diese Gleichung liefert die Elemente von \hat{g} nicht explizit, wohl aber die Tensorspektren ihrer Elemente.

3. Zur Ermittlung der Kopplungstensoren $Q_{s(\mu\nu)}^{i(\kappa\lambda)}$ werden die Beziehungen (3.34), (3.30) und (3.40) herangezogen und

$$p_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} = \sum_l C_{ll} \psi_{ll} = \sum_{l=1}^q C_l (E - e^{-\lambda_{ll}iy})^{-\alpha_{ll}} \quad (3.41)$$

verwendet. Für $\kappa, \lambda = \mu, \nu$ wird (3.41) zu:

$$p_{(\mu\nu)} = \sum_l C_l^{(\mu\nu)} \psi_{ll}^{(\mu\nu)} = \sum_{l=1}^q C_l^{(\mu\nu)} (E - e^{-\lambda_{ll}iy})^{-1}. \quad (3.42)$$

Die explizite Lösung für den Korrelationstensor lautet:

$$Q_{l(\mu\nu)}^{k(\kappa\lambda)} = g_{ll}^{(\mu\nu)} p_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} g_{(\mu\nu)kl} p_{(\mu\nu)} - qE \quad (3.43)$$

beziehungsweise
$$Q_{l(\mu\nu)}^{k(\kappa\lambda)} = \sum_{k=1}^q C_k \psi_{kl} g_{ll} \left(\sum_{l=1}^q C_l^{(\mu\nu)} \psi_{ll} g_{ll} \right)^{-1} - qE$$

und ausgeschrieben mit der Kürzung $A_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} = 2C_{(\kappa\lambda)} C_{(\mu\nu)}^{-1}$ für die neue Integrationskonstante:

$$\boxed{Q_{l(\mu\nu)}^{k(\kappa\lambda)} = \sum_{i,l=1}^q Q_{(\mu\nu)l}^{(\kappa\lambda)i} = A_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \sum_{l=1}^q C_{(\mu\nu)l}^{(\kappa\lambda)} (E - e^{-\lambda_{ll}iy})^{-\alpha_l} \left(\sum_{k=1}^q C_k^{(\mu\nu)} (E - e^{-\lambda_{kk}^{(\mu\nu)}iy})^{-1} \right)^{-1} \prod_{k=1}^q (e^{\lambda_{kk}^{(\mu\nu)}iy} - E)^{\alpha_{kk}^{(\kappa\lambda)}} \times \left\{ \prod_{l=1}^q (e^{\lambda_{ll}^{(\mu\nu)}iy} - E)^{\alpha_{ll}^{(\mu\nu)}} \right\}^{-1} - qE} \quad (3.44)$$

Die Korrelationstensoren hängen nur von der Linearkombination der hermetrischen Koordinaten

$$y^2 = \left(\sum_{k=1}^3 x_k + i \sum_{l=4}^6 x_l \right)^2 \text{ ab. Die Kopplungsextrema } Q_{s(\mu\nu)}^{i(\kappa\lambda)} \text{ extr fallen nach (3.43) mit den Extrema}$$

der Fundamentaltensoren $\left[\overset{\kappa\lambda}{\underset{\mu\nu}{}{}} \right]_{\text{extr}}$ und den Elementen aus \hat{g} zusammen. Mit $\bar{g}_{(\kappa\lambda)} = g_{(\mu\nu)ik}$ ergibt sich:

$$\partial Q_{l(\mu\nu)}^{k(\kappa\lambda)} = \partial \psi_{ll} = \partial \left[\overset{\kappa\lambda}{\underset{\mu\nu}{}{}} \right] = \partial^2 (\bar{g}_{(\kappa\lambda)}) = \partial^2 (\bar{g}_{(\mu\nu)}) = 0 \quad (3.45)$$

Im Kopplungsbereich liegt in Bezug auf die Kondensornatur eine *Pseudo-Antihermetrie* vor, d.h. es gibt keine Kondensation der Metronen und daher ein pseudo-euklidisches Gitter. In

jedem Kopplungsextremum wird die Gesamtheit aller aus \hat{g} bildbaren Kondensoren $\left[\overset{\kappa\lambda}{\underset{\mu\nu}{}{}} \right]$ pseudo-antihermetrisch. Extrema der hermetrischen Komponenten von $\hat{g}_{(x)}$ sind in Koinkidenz mit Eigenwerten der ψ_{kl} . Der Kompressionszustand im Korrelator $\hat{g}_{(x)}$ bleibt unabhängig von der Änderung der Partialstrukturen $g_{(\mu\nu)}^{\text{ik}}$ erhalten. Es zeigt sich, dass das Maximum der

Strukturdeformation $\psi_{kl}^{(\max)}$ mit dem Minimum der inneren Korrelation $Q_1^i(\kappa\lambda)_{\mu\nu}^{\text{extr}}$ zusammenfällt. Wie noch gezeigt werden wird, tauschen sich die Kondensations-Maxima (*Korrespondenzen*) in einem zeitlichen Schwingungsprozeß ständig über die *Korrelations-Minima* aus. Während die ART eine statische Geometrie ist, kommt durch diese Austauschprozesse der Maxima und Minima von Kondensationen eine Dynamik in die Geometrie, welche der Riemannschen Geometrie fremd ist.

Aus den möglichen Kombinationen der Indizes $\mu, \nu, \lambda, \sigma$ für die Korrelatoren $\hat{g}_{(x)}$ (mit den Hermetrieformen $x = a, b, c, d$) lassen sich mehrere Kopplungstensoren $Q_1^i(\kappa\lambda)_{\mu\nu}$ als Extrema jeweils in eine Kopplungsgruppe zusammenfassen.

Die Kondensationsstruktur ψ_{kl} eines Systems hängt wesentlich von den inneren Korrelationen Q_k^i bzw. vom zeitlichen Verlauf der Struktur aller Kopplungsextrema $g_{(\mu\nu)}^{\text{ik}}$ und $Q_1^i(\kappa\lambda)_{\mu\nu}$ ab. Daher kann nach der Analyse der gesamten Kopplungsstruktur die Stabilitätszeit bestimmt werden. Nach der Dauer der Stabilität kommt es zur Umstrukturierung der Kopplungsstruktur und zur Änderung der Kondensationsfelder.

3.3 Kopplungsgruppen und Kondensorflüsse

1. Nach (3.45) bedingt jedes Kopplungsextremum $Q_{s(\mu\nu)}^{i(\kappa\lambda)\text{extr}}$ eine Kopplungsgruppe, die alle Kopplungsextrema enthält, die durch Permutation der Signaturziffern $\kappa, \lambda, \mu, \nu$ entstehen. Bezüglich einer solchen Gruppe müssen sich nach (3.44) alle Kondensoren entsprechender Signatur pseudo-antihermetrisch verhalten. Primäre Pseudo-Antihermetrie liegt für diejenigen Kondensoren vor, welche beide Signaturangaben der Kopplungsgruppe als Basis- und Kontrasignatur tragen. Sekundäre Pseudo-Antihermetrie gibt es dann, wenn Kondensoren irgendein Ziffernpaar der Kopplungsgruppe als Basissignatur enthalten. Sind alle Signaturen gleich, dann gibt es keine Korrelation und $Q_{(\mu\mu)}^{(\mu\mu)} = E$ wird zum Einheitstensor.

Im einfachsten Fall der Hermetrie einer einzigen Koordinate, beispielsweise x_6 , existieren keine Korrelationstensoren und keine metrischen Kondensationsstufen. Erst bei den Selbstkondensationen der Partialstrukturen $\kappa_{ik}^{(1)}$ mit den Koordinaten (x_5, x_6) , die in die Raumzeit projiziert als Gravitonen erscheinen, kann es zur Ausbildung von Kondensationsstufen kommen.

Im Falle der a-Hermetrie existieren nur zwei Kopplungsstrukturen:

$$\begin{bmatrix} \hat{\kappa\lambda} \\ \hat{\mu\nu} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{\kappa} \\ \hat{g} \end{bmatrix} \equiv \begin{bmatrix} \hat{1} \\ \hat{11} \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} \hat{g} \\ \hat{\kappa} \end{bmatrix} \equiv \begin{bmatrix} \hat{11} \\ \hat{1} \end{bmatrix} \text{ und die Kopplungstensoren } Q_{(\kappa)}^{(g)}, Q_{(g)}^{(\kappa)}.$$

Zwischen zwei Kopplungsgruppen sind auch *Kondensorquellen* und *Kondensorsenken* denkbar, wenn es in einem System hermetrische Kondensoren gibt (Quellen), die in der anderen Gruppe pseudo-antihermetrisch erscheinen (Primär- oder Sekundärsenken). Zwischen zwei Kopplungsgruppen existieren also hermetrische (h) und antihermetrische *Kondensorbrücken* (a), da es für beide Gruppen identische Kondensoren gibt, die primär (Ia) oder sekundär pseudo-antihermetrisch (IIa) sind. Die Kondensorsenken verursachen demnach stets die eigentliche Kopplung der Partialstrukturen.

Eine Untersuchung der Kopplungsstruktur zu der eine Klasse Kondensorensignaturen $Q_i = \binom{\kappa\lambda}{\mu\nu}_i \equiv Q_{(\mu\nu)extr}^{(\kappa\lambda)}$ gehört, muß für jede der vier möglichen Strukturkondensationen (3.8), (3.10), (3.11) und (3.12) einzeln durchgeführt werden.

2.Im Fall der a-Hermetrie (Graviton) existieren 2 Kopplungsgruppen und ($2^2 - 2 = 2$ Kondensoren).

Für die b- und c-Hermetrie (Photon bzw. neutrale Korpuskel) gibt es 6 Kopplungsgruppen mit $g_{(\mu\nu)}g^{(\mu\nu)} - g_{(\mu\mu)}g^{(\mu\mu)} = 6^2 - 6 = 30$ Kondensoren.

Die Kopplungsextrema $Q_i = \binom{\kappa \lambda}{\mu \nu}$ werden durch die Kondensoren $\binom{\kappa \lambda}{\mu \nu} \equiv [\binom{\kappa \lambda}{\mu \nu}]$ bedingt. Es gibt viele mögliche Kombinationen der Kopplungsgruppen. Beispielhaft soll für die Hermetrieformen b und c die Vernetzung zwischen verschiedenen Kopplungsstrukturen angegeben werden.

Mit den Kürzungen $\mu, \nu \equiv g^{(\mu\nu)}$, $\mu \equiv \kappa_{(a)}$ sowie $\hat{g}_{(a)} \equiv (1)$, $\hat{g}_{(b)} \equiv (\alpha) = 2$ und $\hat{g}_{(c)} \equiv (\alpha) = 3$ lauten in dieser symbolischen Schreibweise die 6 Kopplungsgruppen für diese Hermetrieformen:

$$1 \equiv (1), \quad 2 \equiv (\alpha), \quad 3 \equiv ((1\alpha)), \quad 4 \equiv (1\alpha), \quad 5 \equiv (1(1\alpha)), \quad 6 \equiv (\alpha(1\alpha))$$

(z.B. $4 \equiv (1\alpha) = [1 \ 1]$, wenn die Hermetrieform b betrachtet wird). Werden diese Gruppen der Kondensorextrema mit Q_i ($i = 1, \dots, 6$) beschrieben, dann sind die ersten 3 Gruppen *homonom*, d.h. die Kondensoren weisen gleiche Basis- und Kontrasignaturen auf. Die anderen 3 Gruppen sind *heteronom*, d.h. ihre Basis- und Kontrasignaturen sind verschieden. Die heteronomen Gruppen werden nochmals in die Untergruppen a und b unterteilt: dann ist:

$$\begin{aligned} Q_1 &: \begin{bmatrix} 11 \\ 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 11 \end{bmatrix}, \quad Q_2 : \begin{bmatrix} \alpha\alpha \\ \alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha \\ \alpha\alpha \end{bmatrix}, \quad Q_3 : \begin{bmatrix} 1\alpha \\ \alpha 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha 1 \\ 1\alpha \end{bmatrix}, \\ Q_{4a} &: \begin{bmatrix} 1 \\ \alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ \alpha\alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 11 \\ \alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 11 \\ \alpha\alpha \end{bmatrix}, \quad Q_{4b} : \begin{bmatrix} \alpha \\ 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha \\ 11 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha\alpha \\ 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha\alpha \\ 11 \end{bmatrix}, \\ Q_{5a} &: \begin{bmatrix} 1 \\ 1\alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ \alpha 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 11 \\ 1\alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 11 \\ \alpha 1 \end{bmatrix}, \quad Q_{5b} : \begin{bmatrix} 1\alpha \\ 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1\alpha \\ 11 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha 1 \\ 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha 1 \\ 11 \end{bmatrix}, \\ Q_{6a} &: \begin{bmatrix} \alpha \\ 1\alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha\alpha \\ 1\alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha \\ \alpha 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha\alpha \\ \alpha 1 \end{bmatrix}, \quad Q_{6b} : \begin{bmatrix} 1\alpha \\ \alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1\alpha \\ \alpha\alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha 1 \\ \alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha 1 \\ \alpha\alpha \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (3.46)$$

Die primären und sekundären pseudo-antihemmetrischen Kondensationen werden mit Ia und IIa, und die hermetrischen Kondensoren mit Ih und IIh gekennzeichnet. Die Kopplungsgruppen verteilen sich auf die Folge der mit hermetrischen und antihemmetrischen Kondensoren besetzten Aggregate wie folgt:

	G_1	G_2	G_3	G_4	G_5	G_6	
Ia	Q_1	Q_2	Q_3	$Q_1 Q_2 Q_4$	$Q_1 Q_3 Q_5$	$Q_2 Q_3 Q_6$	
IIa	$Q_{4b} Q_{5b}$	$Q_{4a} Q_{6b}$	$Q_{5a} Q_{6a}$	$Q_{5b} Q_{6b}$	$Q_{4b} Q_{6a}$	$Q_{4a} Q_{5a}$	(3.47)
Ih	$Q_2 Q_3 Q_6$	$Q_1 Q_3 Q_5$	$Q_1 Q_2 Q_4$	Q_3	Q_2	Q_1	
IIh	$Q_{4a} Q_{5a}$	$Q_{4b} Q_{6a}$	$Q_{5b} Q_{6b}$	$Q_{5a} Q_{6a}$	$Q_{4a} Q_{6b}$	$Q_{4b} Q_{5b}$	

Anzahl Kondensoren in den
3 homonomen Gruppen G_1 bis G_3

$$\begin{aligned} \text{Ia} &= 2 \\ \text{IIa} &= 8 \end{aligned}$$

Anzahl Kondensoren in den
3 heteronomen Gruppen G_4 bis G_6

$$\begin{aligned} \text{Ia} &= 12 \\ \text{IIa} &= 8 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Ih} &= 12 \\ \text{IIh} &= 8 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Ih} &= 2 \\ \text{IIh} &= 8 \end{aligned}$$

In diesen Kopplungsgruppen treten gemeinsame Symmetrien auf. Die Kombinatorik der Besetzung aller Ia-Systeme verhält sich antisymmetrisch zu den Besetzungen der Ih-Systeme. Innerhalb einer jeden Kopplungsgruppe ergibt sich die Besetzung von IIh aus der von Ila und umgekehrt, wenn die Basis- und Kontrasignaturen vertauscht werden. Daher gibt es noch eine Symmetrie der Sekundärsysteme. Innerhalb der 6 Gruppen G_i gibt es gleiche Kondensoren, die durch eine „Brücke“ verbunden werden können. (z.B. gehört Q_1 in Ih sowohl G_2 als auch G_3 und G_6 an. Werden die Kondensoren durch eine Brücke K verbunden, dann lassen sich folgende Brücken angeben:

$$\begin{aligned} K(\text{Ih}) &= K^{++} \text{ im einzelnen: } K_1^{++} = G_2, G_3, G_6; \quad K_2^{++} = G_1, G_3, G_5; \quad K_3^{++} = G_1, G_4, G_2 \\ K(\text{Ia}) &= K^{--} \text{ im einzelnen: } K_1^{--} = G_1, G_4, G_5; \quad K_2^{--} = G_2, G_4, G_6; \quad K_3^{--} = G_5, G_3, G_6 \end{aligned}$$

und die sekundären Brücken:

$$\begin{aligned} K(\text{IIh}) &= K^+ : K_1^+ = G_3G_6; \quad K_2^+ = G_2G_6; \quad K_3^+ = G_3G_5; \quad K_4^+ = G_1G_5; \quad K_5^+ = G_2G_4, \quad K_6^+ \\ &= G_1G_4 \\ K(\text{IIa}) &= K^- : K_1^- = G_1G_4; \quad K_2^- = G_1G_5; \quad K_3^- = G_2G_4; \quad K_4^- = G_2G_6; \quad K_5^- = G_3G_5, K_6^- = G_3G_6. \end{aligned}$$

In den Kondensationsformen der b- und c-Hermetrie gibt es grundsätzlich vier verschiedene Klassen q von Quellen- und Senkensystemen, die nach dem Hermetriegrad Ih, IIh, Ila, Ia bzw. nach der Stärke des Gefälles der Kondensationen geordnet werden können:

$$\begin{aligned} q_1 &(\text{Ih} \rightarrow \text{Ia}) \\ q_2 &(\text{Ih} \rightarrow \text{IIa}) \text{ bzw. } q_3 (\text{IIh} \rightarrow \text{Ia}) \\ q_4 &(\text{IIh} \rightarrow \text{IIa}) \\ q_5 &(\text{Ih} \rightarrow \text{IIh}) \text{ bzw. } q_6 (\text{IIa} \rightarrow \text{Ia}). \end{aligned} \tag{3.48}$$

Aus diesen Beziehungen ergibt sich primär: $q_1 = q_1 (K_j^{++} \rightarrow K_j^{--})_1^3$
und sekundär: $q_4 = q_3 (K_j^+ \rightarrow K_j^{--})_1^6$

In diesen Systemen treten die Kondensatorbrücken selbst als Quellen und Senken auf, was bei brückenfreien Primärquellen nicht der Fall ist.

Man erhält: $q_1^{(0)} = q_1 (G_1, G_2, G_3 \rightarrow G_6, G_5, G_4),$

wobei sich G_1, G_2, G_3 auf Ih und G_6, G_5, G_4 auf Ia beziehen.

Aus dem Schema der Kopplungsgruppen ergibt sich für die hermetrischen Primär- und Sekundärquellen, wenn $K_{\alpha,\beta} \equiv (K_\alpha, K_\beta)$ zwei Kondensatorbrücken der gleichen Art kennzeichnen:

$$q_2 = q_2 (G_1, G_2, G_3 \rightarrow K_{3,5}^-, K_{1,6}^-, K_{2,4}^-)$$

Die gleichen Kopplungsgruppen in Ih stehen mit jeweils zwei sekundären senkenhaften Kondensatorbrücken in Zusammenhang. In der brückenfreien antihermetrischen Quellen-Klasse wirken jeweils zwei Kopplungsgruppen aus IIh auf zwei entsprechende in Ia ein:

$$q_3 = q_3 \{(G_1, G_6) (G_2, G_5) (G_3, G_4) \rightarrow (G_4 G_5) (G_4, G_6) (G_5, G_6)\}.$$

Die beiden externen Quellensysteme sind:

$$q_5 = q_5 (G_1, G_2, G_3 \rightarrow K^+_{5,3}, K^+_{6,1}, K^+_{4,2})$$

$$q_6 = q_6 (K^-_{2,4}, K^-_{1,6}, K^-_{3,5} \rightarrow G_4, G_5, G_6)$$

Das sind die verschiedenen dynamischen Kopplungsstrukturen der Hermetrieformen b und c (Abb.1). Alle Brücken bilden hinsichtlich der Kopplungsgruppen primär zwei antisymmetrische, pseudozyklische und sekundär zwei antisymmetrische zyklische Systeme. Für die Kondensationsformen b und c gibt es vier verschiedene Klassen q von Quellen und Senkensystemen, wenn diese nach dem Hermetrieegrad Ih, IIh, IIa, Ia bewertet werden. Das stärkste Hermetriegefälle weisen die primären Quellen- und Senkensysteme $q(Ih \rightarrow Ia)$ auf. Mit $q_1^{(0)}$ werden die brückenfreien Quellenverteilungen erfaßt.

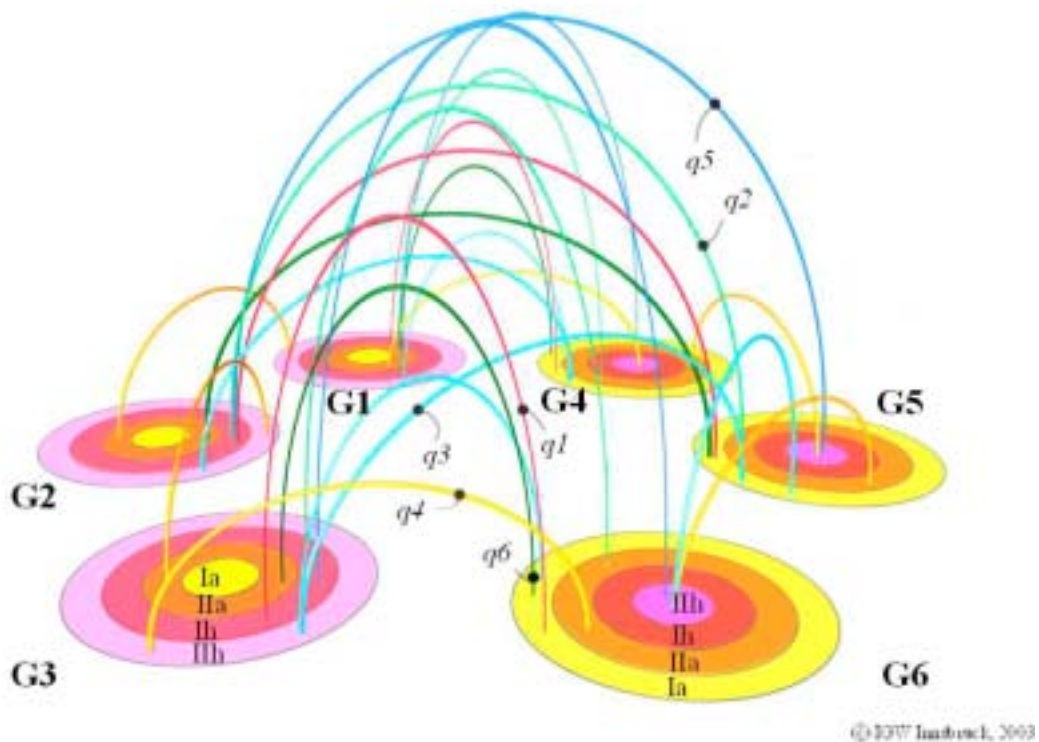


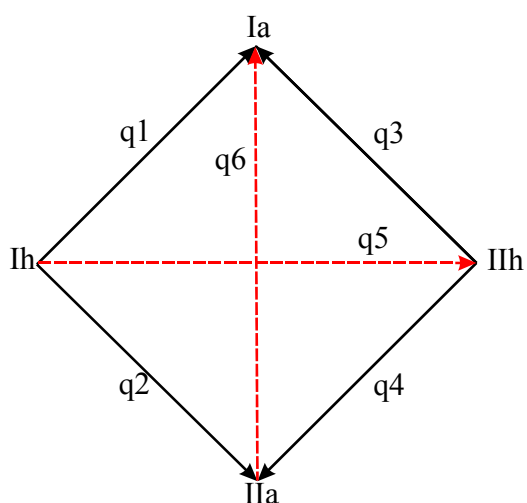
Abbildung 1: Dynamische Austauschprozesse von Maxima und Minima von Strukturkondensationen in einer Neutrokorpuskel oder in einem Photon

Im Fall der b-Hermetrie ist die Koordinatensumme y imaginär wie in der a-Hermetrie, doch in der c-Hermetrie ist y komplex, worauf die grundsätzliche phänomenologische Verschiedenheit von Photonen und Neutrokorpuskeln beruhen muß.

In diesen Kopplungsstrukturen tauschen sich periodisch die Maxima bzw. Nebenmaxima mit den Minima und Nebenminima der Strukturkondensationen aus. Ein solches System kennzeichnet im Falle $\alpha = 2$, also bei der b-Hermetrieform, die imaginäre Strukturdynamik der Photonen und für $\alpha = 3$, bei der c-Hermetrieform die dynamischen Prozesse von Neutrokorpuskeln im R_6 .

Bei der d-Hermetrie (elektrisch geladene Teilchen) bilden $9^2 - 9 = 72$ Kondensoren Kopplungsgruppen. Für die Kopplungsextrema existieren $G_i = 18$ verschiedene Kopplungsgruppen, zwischen den primär antihermetrischen Kondensoren (Ia) gibt es drei primär-hermetrische Kondensatorbrücken; zwischen den hermetrischen Kondensoren (Ih) sind es bereits 18, und zwischen den Sekundärsystemen IIa und IIh jeweils 30 Kondensatorbrücken. Alle Kondensatorbrücken bilden komplizierte Vernetzungssysteme.

3. Im Falle von nur einem Kondensorfluß $\nu = 1$, ist die Anzahl der Flußaggregate $4: q_1, q_2, q_3, q_4$. Das untenstehende Diagramm soll die möglichen Flußklassen im System der hermetrischen und antihermetrischen Kondensator-Flüsse veranschaulichen. Es gibt jeweils $\omega = 1$ Zyklus, der den Anfangs-Zustand wieder herstellt, und somit bereits die Möglichkeit eines Spins des betreffenden Kondensorflusses.



Bei $\nu = 2$ können sich 2 Flußaggregate aus q_1 bis q_4 in 3 möglichen Kombinationen zusammensetzen, um in $\omega = 3$ Zyklen in einen definierten Anfangszustand zurückzukehren:

$q_1q_2, q_1q_5, q_1q_6,$
 $q_2q_4, q_2q_5, q_2q_6,$
 $q_3q_1, q_3q_5, q_3q_6,$
 $q_4q_3, q_4q_5, q_4q_6.$

Der Kondensorspin ist zweideutig, was zu einer Spinisomerie führt.

Für $\nu = 3$ kommt es auch zu Strukturisomerien ($3! = 6$). Es gibt 4 mögliche Grundtypen, wenn aus je 3 Kondensorflüssen 4 mögliche Dreieckformen der Flüsse aufgebaut werden, dann ist $\omega = 2$. Oder wenn 3 Kondensorflüsse ein Büschel mit je einem gemeinsamen der 4 Ausgangspunkte (Ih, Ia, IIh, IIa) bilden, dann ist $\omega = 4$.

Mit $\nu = 4$ Flußklassen gibt es $4! = 24$ Stereoisomerien und 15 Grundtypen zusammengesetzter Aggregate.

Bei $\nu = 5$ Kondensorflüssen können $\nu! = 120$ Strukturisomere existieren. Es gibt 6 Flußaggregate.

Für $\nu = 6$ Flußklassen gibt es 720 mögliche Strukturisomerien und ein Flußaggrgat, dessen einzige zyklische Figur aus sämtlichen $q_i = 6$ Flußklassen (wie im obigen Diagramm gezeigt) zusammengesetzt ist.

Die wirklich auftretenden Aggregate werden nach Kriterien aus den Theoremen des Kondensorflusses ausgewählt.

4. Die mikroskopische Strukturodynamik als Ursache der Trägheit

4.1 Kondensatorflüsse

1. Jede Kondensationsform wird durch ein System von Kondensoren $\left[\overset{\wedge}{\kappa\lambda} \right]_{\mu\nu} \equiv [\overset{\wedge}{\kappa\lambda}_{\mu\nu}]$ bestimmt. In solchen Systemen gibt es zu jeder Basissignatur $(\kappa\lambda)$ und $(\lambda\kappa)$ eine Serie von Kondensoren für die jeweils die entsprechende Geodäten-Beziehung gelten muß (wobei der Punkt die Zeitableitung bedeutet):

$$\ddot{\overset{\wedge}{\chi}}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)i} = - \left[\overset{\wedge}{\kappa\lambda} \right]_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} \dot{\overset{\wedge}{\chi}}^k \dot{\overset{\wedge}{\chi}}^l \quad (4.1)$$

Es besteht die Möglichkeit, ein zu einer Basissignatur gehörendes Koordinatensystem durch die Wahl eines zu dieser Signatur gehörenden Bezugssystems fort zu transformieren. Die Kondensationen anderer Basissysteme bleiben jedoch erhalten. In den Kondensationen b, c und d bestehen die \hat{g} aus mehr als einer Struktureinheit, im Gegensatz zur Hermetrieform a. Nur diese Kondensationen a lassen sich daher durch ein hinsichtlich $\kappa, \lambda = 1, 1$ geodätisches System fort transformieren. Die Gravitation ist demnach eine Scheinkraft, obwohl die Gravitationsfeldquellen erhalten bleiben, da sie Kondensationen der Hermetrieformen b, c und d sind. Wegen der Geodätengleichung (4.1) können die Fundamentalkondensoren $\left[\overset{\wedge}{\kappa\lambda} \right]_{\mu\nu}$ als Tensorkomponenten möglicher Wechselwirkungen interpretiert werden. Ein Kondensator definiert einen Verdichtungszustand von Metronen oder eine Strukturkrümmung nach (1.4) bzw. (2.2), beschrieben durch den Strukturkompressor $\rho_{klm}^i{}^{(\mu\nu)}{}_{(\kappa\lambda)} = \rho^{(\mu\nu)}{}_{(\kappa\lambda)}$:

$$\rho_{klm}^i{}^{(\mu\nu)}{}_{(\kappa\lambda)} = K_{klm(\kappa\lambda)}^{i(\mu\nu)} \left[\overset{\wedge}{\kappa\lambda} \right]_{\mu\nu} = \lambda_{kl}{}^{(\mu\nu)}{}_{(\kappa\lambda)} \left[\overset{\wedge}{\kappa\lambda} \right]_{\mu\nu} \quad (4.2)$$

oder nach Spurbildung $i = m$ (2.11):

$$\text{sp } \rho_{klm}^i{}^{(\mu\nu)}{}_{(\kappa\lambda)} = \rho_{kl(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} = \lambda_{kl}{}^{(\mu\nu)}{}_{(\kappa\lambda)} \left[\overset{\wedge}{\kappa\lambda} \right]_{\mu\nu} \sim T_{kl}{}^{(\mu\nu)}{}_{(\kappa\lambda)} - 1/4 g_{kl} T^{(\mu\nu)}{}_{(\kappa\lambda)} \quad (4.3)$$

mit dem Energieimpulsdichtetensor T_{kl} : $T_{kl}{}^{(\mu\nu)}{}_{(\kappa\lambda)} = \rho_{kl(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} - 1/2 g_{kl(\kappa\lambda)} \rho^{(\mu\nu)}{}_{(\kappa\lambda)}$

Nach dem Variationsprinzip (1.4)

$$\delta \int \rho^{(\mu\nu)}{}_{(\kappa\lambda)} \sqrt{g} d\Omega = 0, \quad \text{mit } d\Omega = \prod_{i=1}^6 dx_i \quad (4.4)$$

versucht jeder Strukturkompressor einen Minimalwert der Krümmung bzw. Kompression von Metronen zu erreichen. Die Energieerhaltung wird durch Divergenzbildung ausgedrückt, und damit auch die Erhaltung der Strukturkompression im Kompositionsfeld:

$$\text{div}^{(\mu\nu)}{}_{(\kappa\lambda)} T_{kl}{}^{(\mu\nu)}{}_{(\kappa\lambda)} = \text{div}^{(\mu\nu)}{}_{(\kappa\lambda)} (\rho_{kl(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} - 1/2 g_{kl(\kappa\lambda)} \rho^{(\mu\nu)}{}_{(\kappa\lambda)}) = 0. \quad (4.5)$$

Der Kompressionszustand im Kompositionsfeld bleibt, unabhängig von Änderungen der Partialstrukturen erhalten.

Die Kondensationsmaxima bestimmen die Kopplungsklassen Ih und IIh, und die im Bereich N_+ definierten Strukturkompressoren $\rho^{(\mu\nu)}_{(\kappa\lambda)}$. Die Minima der Strukturkompressoren liegen bei N_- , d.h. $\left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right] = 0$. Wegen (4.5) muß es einen Austausch von $\rho^{(\mu\nu)}_{(\kappa\lambda)} N_+ \rightarrow \rho^{(\mu\nu)}_{(\kappa\lambda)} N_-$ geben, bzw. einen Austauschvorgang: $N_+ \rightleftharpoons N_-$, durch den die Kopplungsextrema ausgetauscht werden können. Dieser Vorgang wird als **Kondensorfluß** bezeichnet:

$$N_+ (\kappa\lambda, \mu\nu) N_- \quad (4.6)$$

2. Die Kopplungsextrema $\partial Q_1^i \left(\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right) = 0$ charakterisieren durch $\left[\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right] = 0$ die Kopplungsklassen Ia und IIa, was wegen (3.20) auch $\hat{\phi}_{kl}^i = \psi_{kl}^{\alpha_{kl}} \sum_i C_{kl}^i = 0$ zur Folge hat. In diesem Fall gibt es keine Kondensationen der Metronen, sondern eine pseudo-euklidische Gitterstruktur. Die Anzahl deformierter Metronen n ist in diesem Koordinatenbereich ein Minimum, beschrieben durch N_- . Das Kompositionsfeld ist im offenen Intervall $0 < \psi_{kl} < 1$ definiert. Es muß daher im Definitionsbereich auch einen Zeitpunkt geben, in dem die Anzahl der kondensierten Metronen ein Maximum N_+ ist und in dem die Extremalbedingung $\partial Q_1^i \left(\begin{smallmatrix} \kappa\lambda \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right) = 0$ erfüllt ist.

Die Lage von N_+ folgt aus der Beziehung

$$0 = \mathcal{d} \left[\begin{smallmatrix} i \\ kl \end{smallmatrix} \right]_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} + \mathcal{d} \left[\begin{smallmatrix} s \\ kl \end{smallmatrix} \right]_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} \mathcal{Q}_{(\kappa\lambda)s}^{(\mu\nu)i} + \left[\begin{smallmatrix} s \\ kl \end{smallmatrix} \right]_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} \mathcal{Q}_{(\kappa\lambda)s}^{(\mu\nu)i} - \mathcal{d} \left[\begin{smallmatrix} s \\ kl \end{smallmatrix} \right]_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} \mathcal{Q}_{(\kappa\lambda)s}^{(\mu\nu)i} \equiv \partial \psi_{(\kappa\lambda)kl}^{(\mu\nu)} \quad (4.7)$$

In ihrem Definitionsbereich decken sich die Kondensationsmaxima mit Eigenwerten des Kompositionsfeldes. Sie bestimmen die Kopplungsklassen Ih und IIh.

Ein Kondensorfluß kann nur unter ganz bestimmten Bedingungen zustande kommen. Verantwortlich dafür ist der nichthermitesche Anteil des Fundamentaltensors. Mit der Kürzung $\mathbf{g}_{(\mu\nu)ik} = \mathbf{g}_{(\mu\nu)}$ ist wegen (3.5):

$$\begin{aligned} \mathbf{g}_{(\mu\nu)} &= \text{sp} (\mathbf{\kappa}_{(\mu)} \times \mathbf{\kappa}_{(\nu)}) = (\mathbf{\kappa}_{(\mu)+} + \mathbf{\kappa}_{(\mu)-}) (\mathbf{\kappa}_{(\nu)+} + \mathbf{\kappa}_{(\nu)-}) \\ &= (\mathbf{\kappa}_{(\mu)+} \mathbf{\kappa}_{(\nu)+} + \mathbf{\kappa}_{(\mu)-} \mathbf{\kappa}_{(\nu)-}) + (\mathbf{\kappa}_{(\mu)+} \mathbf{\kappa}_{(\nu)-} + \mathbf{\kappa}_{(\mu)-} \mathbf{\kappa}_{(\nu)+}) = \mathbf{g}_{(\mu\nu)+} + \mathbf{g}_{(\mu\nu)-}. \end{aligned} \quad (4.8)$$

Mit dem Linearaggregat für die hermetrischen Koordinaten y lassen sich die Gitterkerne $\mathbf{\kappa}_{(\mu)}$ als Funktionen dieser Koordinaten schreiben, $\mathbf{\kappa}_{(\mu)\pm} \sim f^{\pm 1}(y)$. Man erhält :

$$\mathbf{g}_{(\mu\nu)+} = \mathbf{a}_{(\mu\nu)+} f_{\mu} f_{\nu} \quad \text{mit } \mathbf{a}_{(\mu\nu)+} = \text{const.}, \quad (4.9)$$

$$\mathbf{g}_{(\mu\nu)-} = \mathbf{a}_{(\mu\nu)-} (f_{\mu}^2 + f_{\nu}^2) / f_{\mu} f_{\nu} = \mathbf{a}_{(\mu\nu)-} \beta_{\mu\nu}, \quad (4.10)$$

Für $\beta_{\mu\mu} = 2$ wird mit (3.39)

$$\text{sp } \mathbf{g}_{(\mu\nu)} = \text{sp } \mathbf{g}_{(\mu\nu)+} \sim f_{\mu} f_{\nu} \sim (e^{\lambda_{\mu}} - E)^{\alpha_i} \delta_{kl}. \quad (4.11)$$

Für eine Kondensorkomponente ergibt sich aus (4.9) und (4.10) mit den Kürzungen

$$\lambda_{(\mu\nu)skl} = \frac{1}{2} (\mathbf{a}_{(\mu\nu)sl+} \partial_k + \mathbf{a}_{(\mu\nu)ks+} \partial_l - \mathbf{a}_{(\mu\nu)kl+} \partial_s), \quad (4.12)$$

$$\Lambda_{(\mu\nu)kl}^{(\kappa\lambda)i} = a_{(\kappa\lambda)kl}^{(\mu\nu)} \lambda_{(\mu\nu)skl} , \quad (4.13)$$

$$\left[\begin{matrix} i \\ kl \end{matrix} \right]_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} = g_{(\kappa\lambda)}^{is} \left[\begin{matrix} skl \\ (\mu\nu) \end{matrix} \right] = \left(\Lambda_{(\mu\nu)kl}^{(\kappa\lambda)i} / f_{\mu} f_{\nu} + a_{(\kappa\lambda)-}^{is} \lambda_{(\mu\nu)skl} \right) f_{\kappa} f_{\lambda} . \quad (4.14)$$

Der metronische Spintensor $\mathbf{a}_{(\kappa\lambda)-}$ existiert sowohl in N_- als auch in N_+ und bewirkt eine Spinorientierung der Hyperstruktur im Definitionsbereich N des betreffenden Kondensors, wodurch eine Feldaktivierung erfolgt. Die gleiche Spinorientierung ermöglicht einen Kondensorfluß. Die konstanten Feldaktivatoren müssen für beide Kondensorsignaturen existieren, damit es zum Kondensorfluß (4.6) kommen kann, d.h. es muß in N_{\pm} neben $\left[\begin{matrix} \kappa\lambda \\ \mu\nu \end{matrix} \right]$ auch die Signaturtransposition $\left[\begin{matrix} \mu\nu \\ \kappa\lambda \end{matrix} \right]$ vorkommen, damit es im N_{\pm} die Feldaktivatoren $\mathbf{g}_{(\kappa\lambda)-}$ und $\mathbf{g}_{(\mu\nu)-}$ geben kann. Die Existenzbedingung für Kondensorflüsse ist demnach:

$$N_+ \left(\left[\begin{matrix} \kappa\lambda \\ \mu\nu \end{matrix} \right], \left[\begin{matrix} \mu\nu \\ \kappa\lambda \end{matrix} \right] \right) (\kappa\lambda\mu\nu) N_- \left(\left[\begin{matrix} \kappa\lambda \\ \mu\nu \end{matrix} \right], \left[\begin{matrix} \mu\nu \\ \kappa\lambda \end{matrix} \right] \right) \quad (4.15)$$

Diese Bedingung ist in den vier Kopplungsstrukturen oft erfüllt. Daher gibt es in den einzelnen Hermetrieformen immer einen Kondensorfluß. Während der Raumkompressor nach (4.4) ein Minimalniveau anstrebt, kommt es infolge der allgemeinen Feldaktivierung zu einem ständigen Kondensorfluß, der dem Ausgleichsprinzip des Kompressors entgegenwirkt. Dieser durch die Kondensorflüsse bewirkte Gleichgewichtszustand wird als *Kompressoriosostasie* bezeichnet.

In dieser geometrischen Dynamik des Austausches von Maxima und Minima von Strukturdeformationen bzw. Kompressionen von Flächenquanten liegt die Ursache für physikalisch registrierbare Teilchen.

3. Mit (4.15) wird eine explizite Analyse der inneren Korrelationen der Kopplungsstrukturen möglich. Es müssen verschiedene Systeme von Kondensorflüssen möglich sein, denn jedes System von Quellen und Senken kann einen Kondensorfluß bewirken, wenn (4.15) erfüllt ist.

Für die Hermetrieformen b und c sind wegen der 6 Kondensorbrücken die 6 Flüsse q_j nach (3.48) möglich. Die Kondensorflüsse können sich, wie beschrieben, zu $1 \leq \nu \leq 6$ Klassen von Flußaggregaten zusammenschließen. Jede Flußklasse ν ist mit $\binom{6}{\nu}$ Flußaggregaten $F(q_j)_{\nu}$ besetzt. Weil $\left[\begin{matrix} \alpha\beta \\ \kappa\lambda \end{matrix} \right]_+$ das Flußaggregat F_{ν} bestimmt, wird das Flußaggregat beschrieben durch:

$$F_{\nu} = Q_i^k \binom{\alpha\beta}{\mu\nu}_{\text{ext}} F(q_j)_{\nu} \hat{=} N_+ (\alpha\beta\mu\nu) N_- , \quad \text{mit } \alpha, \beta = \mu, \nu \quad (4.16)$$

Ein solches Aggregat hängt von der Reihenfolge der Austauschprozesse ab, so dass es zu jedem Element der Flußklasse $\nu!$ isomere Flußaggregate gibt. Damit wird die Gesamtzahl möglicher Flußaggregate $Z = \sum_{\nu=1}^6 \nu! \binom{6}{\nu} = 1950$. Doch diese Zahl wird reduziert durch die Forderung, dass ein Kondensorfluß zeitlich stabil sein soll, dass also nach einem Anfangszustand für die betreffende Kondensorsignatur in der Kopplungsstruktur nach dem Ablauf einer bestimmten Zeit ein Endzustand erreicht wird, der mit diesem Anfangszustand identisch ist. In diesem Fall entsteht ein stabiler zyklischer Umlauf der Flußaggregate. Die Anzahl der zyklischen Flußaggregate ist viel geringer als Z (was als Vakuumschwankungen bezeichnet werden könnte). Das zeitliche Stabilitätsintervall wird durch eine bestimmte Anzahl

von zyklisch umlaufenden Ausgleichsvorgängen bestimmt. Wegen seiner Rotation besitzt jeder zyklische Kondensorfluß einen Spin. Wenn sich die Spins der Kondensorflüsse nicht ausgleichen, können die Terme der Kondensationsspektren über Spins und Spinore verfügen. Einem jeden als Schwingungsprozeß aufzufassenden zyklischen Kondensorfluß

$$N_{\pm} () N_{\mp}$$

kann eine Eigenfrequenz η zugeordnet werden, die mit der Flußgeschwindigkeit w_f die Wellenlänge $\lambda = w_f / \eta$ als Aggregatdurchmesser definiert. Zwischen Trägheitsmassen m und η besteht die Proportionalität $m \sim \eta \sim 1/\lambda$. Der empirische Quantendualismus $\lambda = h/mc$ findet durch die Zyklizitätsbedingung aller Flußaggregate eine vertiefte Interpretation. Ist ω die Anzahl der Perioden, so wird ein Austauschprozeß erst nach $\omega > 1$ hergestellt sein. Ein Flußaggregat ist damit definiert durch:

$$F_v = Q_i^k (\overset{\alpha\beta}{\underset{\mu\nu}{}})_{\text{ext}} F(q_j)_v \omega \quad (4.17)$$

4. Der Durchmesser eines Kondensorflusses läßt sich folgendermaßen bestimmen:

$\mu = \sqrt{\frac{hc}{\gamma}}$ ist die Kondensorkonstante der Massenspektren der Hermetrieformen c und d . Der zugehörige Durchmesser ergibt sich aus deren Comptonwellenlänge λ_0 . Wegen der Kompressorisostasie gilt:

$$m \lambda_{(c,d)} = \mu \lambda_0 = \text{const.} \quad (4.18)$$

Nach der Spektralfunktion (2.31) ist mit (2.56) und (2.57)

$$(\mu/m_c)^4 = (2n - 1)^2 / (2n \eta^4) \quad (4.19)$$

und mit (4.18) ergibt sich der Durchmesser eines Kondensorflusses zu:

$$\lambda_{(c,d)} = \sqrt[4]{\frac{(2n - 1)^2}{2n} [1 + 4(q / \pi)^4] \lambda_0^4} \quad (4.20)$$

5. Im Folgenden soll gezeigt werden, wie die imaginären a -Hermetrie Größen die Raumkondensation verursachen. In Raumkondensationen existiert nur die reelle Struktureinheit $s_{(3)} = x_1, x_2, x_3 \equiv R_3$. Dann ist nach (3.16) und (3.28) und weil die Koordinaten der Struktur $s_{(3)}$ reell sind:

$$\Re e \left\{ \left[\overset{s}{33} \right]_+ + Q_{(33)}^{(33)} \left[\overset{s}{33} \right]_+ \right\} = \Re e \left\{ A_{kl(3)}^i \exp \{ \lambda_{kl} V - c_i \int \left[\overset{i}{kl} \right] \mathcal{V} \} \right\}; \quad (4.21)$$

darin bezeichnet V die Koordinatensumme $V = \sum_{i=1}^3 x_i$. Im zweiten Exponenten kann der

Realteil $c_s \left[\overset{s}{kl} \right] = \frac{c_s}{C_{kl}} \psi_{kl} = a \psi_{kl}$ gesetzt und nach (2.6) durch $\psi_{kl} = (E - e^{-\lambda_{kl} Q})^{-1}$

ausgedrückt werden. Wenn $Q = \sum_{i=1}^6 x_i$ die Summe sämtlicher Koordinaten ist oder mit $\omega = x_4$

+ $x_5 + x_6$ und

$r = x_1 + x_2 + x_3$ ergibt sich für ψ_{kl} :

$$\psi_{kl} = [E - e^{-\lambda_{kl}r} (\cos \lambda_{kl}\omega - i \sin \lambda_{kl}\omega)]^{-1}. \quad (4.22)$$

Eingesetzt in (4.21) mit der Schreibweise $\left[\begin{smallmatrix} 33 \\ 33 \end{smallmatrix} \right]_+ = \left[\begin{smallmatrix} i \\ kl \end{smallmatrix} \right]_{(3)}$ und $\lambda = \lambda_{kl}$ folgt:

$$\left[\begin{smallmatrix} i \\ kl \end{smallmatrix} \right]_{(3)} + Q_{m(3)}^i [k^m]_{(3)} = A_{kl(3)}^i e^{\lambda r} \left\{ \frac{1}{2} (E + \cos \lambda \omega) \cdot [E + (e^\lambda - \cos \lambda \omega)^2] \sin^{-2} \lambda \omega \right\}^{-a/2\lambda}. \quad (4.23a)$$

Die imaginären Weltkoordinaten bewirken die Raumkondensationen $[3] \equiv [3]_{kl}^i \equiv \left[\begin{smallmatrix} 33 \\ 33 \end{smallmatrix} \right]_+$. Denn falls $\omega = 0$, also $\sin \lambda \omega = 0$ sein sollte, hätte dies auch $[3]$ zur Folge. Maximale Raumkondensationen ergeben sich für das Spektrum $\lambda_{kl} \omega = \pm \pi/2 (2n + 1)$ und damit vereinfacht sich (4.23a) zu

$$\left\{ \left[\begin{smallmatrix} i \\ kl \end{smallmatrix} \right]_{(3)} + Q_{m(3)}^i [k^m]_{(3)} \right\}_{\max} \rightarrow A_{kl}^i e^{\lambda_{kl}y} [1/2(E + e^{2\lambda y})]^{-a/2\lambda}. \quad (4.23b)$$

Für große $y = r$ ergibt sich mit $b = \cos \lambda \omega = \text{const}(R_3)$ und $a = \lambda_{kl}/\alpha$:

$$\left\{ [3] + Q_{m(3)}^i [3] \right\}_{\max} \rightarrow \hat{\varphi}_{lk}^i \sim e^{\lambda_{kl}r} \left(\frac{1}{2} \sqrt{\frac{1+b}{1-b}} (e^{\lambda r} - b)^2 \right)^{-a/2\lambda} \quad (4.24)$$

$$\hat{\varphi}_{lk}^i \approx e^{-\alpha r}$$

Die Raumkondensation bildet also ein stufenfreies Feld, im Gegensatz zu den imaginären Struktureinheiten, die sämtlich Kondensationsstufen bilden können.

4.2 Die Trägheit aller Hermetrieformen

Jedes System von Kondensorquellen und -Senken kann einen Kondensorfluß verursachen. Die Korrelationsminima N sind zugleich Maxima der Fundamentalkondensationen, die Zentren maximaler Beschleunigungswirkungen sind. Wird die Geodätengleichung (4.1) mit $\dot{x}_m \lambda_m(k,l)$ multipliziert, so gilt:

$$\lambda_m(k,l) \left[\begin{smallmatrix} i \\ kl \end{smallmatrix} \right]_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)} \dot{x}^k \dot{x}^l \dot{x}^m = -\ddot{x}^i \lambda_m(k,l) \dot{x}^m. \quad (4.25)$$

Der Ausdruck auf der rechten Seite von (4.25) kann auch aus Gleichung (3.20) erhalten werden (mit $\hat{\varphi}_{kl}^i = \left[\begin{smallmatrix} i \\ kl \end{smallmatrix} \right]_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)}$, wenn die Korrelationssignaturen fortgelassen werden):

$$\begin{aligned} \bar{\lambda} \left[\begin{smallmatrix} i \\ kl \end{smallmatrix} \right] \dot{x}^i \dot{x}^l \dot{x}^m &= \left\{ \bar{\partial}_l \left[\begin{smallmatrix} i \\ km \end{smallmatrix} \right] - \bar{\partial}_m \left[\begin{smallmatrix} i \\ kl \end{smallmatrix} \right] \right\} \dot{x}^k \dot{x}^l \dot{x}^m + \left(\left[\begin{smallmatrix} i \\ sl \end{smallmatrix} \right] \left[\begin{smallmatrix} s \\ km \end{smallmatrix} \right] - \left[\begin{smallmatrix} i \\ sm \end{smallmatrix} \right] \left[\begin{smallmatrix} s \\ kl \end{smallmatrix} \right] \right) \dot{x}^k \dot{x}^l \dot{x}^m = \\ &= - \left[\begin{smallmatrix} i \\ km \end{smallmatrix} \right] \dot{x}^l \bar{\partial}_l (\dot{x}^k \dot{x}^m) + \dot{x}^l \bar{\partial}_l \left[\begin{smallmatrix} i \\ km \end{smallmatrix} \right] \sum_{l=1}^q \bar{\partial}_l (\dot{x}^k \dot{x}^m) + \left[\begin{smallmatrix} i \\ kl \end{smallmatrix} \right] \dot{x}_m \bar{\partial}_m (\dot{x}^k \dot{x}^l) - \dot{x}^m \bar{\partial}_m \left[\begin{smallmatrix} i \\ kl \end{smallmatrix} \right] \sum_{m=1}^q \bar{\partial}_m (\dot{x}^k \dot{x}^l) - \\ &\quad - \left(\dot{x}^l \left[\begin{smallmatrix} i \\ sl \end{smallmatrix} \right] \ddot{x}^s - \dot{x}^m \left[\begin{smallmatrix} i \\ sm \end{smallmatrix} \right] \ddot{x}^s \right) = 0. \end{aligned} \quad (4.26)$$

Da $\ddot{x}^i \neq 0$ solange $[] \neq 0$ ist, kann das Verschwinden von (4.25) nur durch $\bar{\lambda} \dot{x}^i = 0$ erfüllt werden. Da auch $\bar{\lambda}$ und $\dot{x}^i \neq 0$ bleiben, bedeutet dies, dass $\bar{\lambda} \perp \dot{x}^i$ gelten muß.

\mathbf{v} sei eine mögliche zeitliche Ortsveränderung im Raum und \mathbf{w} ist die Geschwindigkeit der kosmischen Expansion. Wenn sich $\dot{\varepsilon}$ und $\dot{\eta}$ zeitlich nicht ändern, ist $w = c$. Wenn \dot{x}_i als *Weltgeschwindigkeit* $\mathbf{Y}(6)$ im R_6 bezeichnet wird

$$\mathbf{Y}(q) = \sum_{i=1}^{q=6} \dot{x}_i = \bar{v} + i\bar{w} \quad \text{mit} \quad \bar{v}^2 = \dot{x}_1^2 + \dot{x}_2^2 + \dot{x}_3^2 = \mathbf{v}^2 \quad \text{und} \quad \bar{w}^2 = c^2 + \dot{\varepsilon}^2 + \dot{\eta}^2 = \mathbf{w}^2 ,$$

folgt daraus die Orthogonalität des Vektors kompositiver Kondensationsstufen $\lambda_m(k,l)$ im Fall der völligen Hermetrie $q = 6$. Für die Partialstrukturen $\bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ gilt die gleiche Überlegung. Bezogen auf den hermetrischen Unterraum $x(\kappa, \lambda, \mu, \nu)$ zeigen $\bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ und $\bar{\lambda} \equiv \lambda_m(k,l)$ eine Kongruenz die darin besteht, dass die $\bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ die $\bar{\lambda}$ als mosaikartiges Muster aufbauen.

Wenn die $\bar{\lambda}$ - Strukturen zur Weltgeschwindigkeit \mathbf{Y} , als einer allgemeinen Expansion, orthogonal verlaufen müssen, bedeutet dies, dass wenn bezogen auf ein Eigensystem ($\mathbf{v} = 0$) eine Raumbewegung der Kondensation entsteht, sich die $\bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ und $\bar{\lambda}$ neu einstellen müssen, was eine von \mathbf{v} abhängige komplexe Drehung im R_6 (bzw im R_4) darstellt. Diese Neueinstellung erfolgt während der gesamten Dauer der Beschleunigung $d\mathbf{v}/dt \neq 0$. Der damit verbundene reaktive Widerstand wirkt als Scheinkraft, die als Trägheit in Erscheinung tritt. Daher verhalten sich sämtliche Kondensorterme und damit entsprechend auch Energieterme träge. Auch die zeitliche Lageänderung eines hermetrischen Kondensormaximums, also der zyklische Kondensorfluß erfolgt so, dass die Bedingung $\bar{\lambda} \perp \dot{x}^i$ erfüllt wird. Es existieren daher nur solche Flußaggregate, bei welchen die zyklischen Flußrichtungen der Kondensationsstufen $\bar{\lambda}_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ zu \mathbf{Y} orthogonal verlaufen. ^{viii}

Die Kondensoren $\begin{bmatrix} \mu\mu \\ \mu\mu \end{bmatrix}$, die jeweils durch eine einzige Partialstruktur $\kappa_{(\mu)}$ mit den Indizierungen $\mu = 1, 2$ oder 3 bestimmt werden, sind korrelationsfrei. Sie bilden daher keine Strukturflüsse aus, sondern Felder quantisierter Raumverdichtungen. Die Hermetriestufen c und d werden auch durch reelle Kondensoren des Typs $\mu = 3$, d.h. $\begin{bmatrix} 33 \\ 33 \end{bmatrix} \equiv [3]$, begleitet und sind daher ponderabel, im Gegensatz zu den Formen a und b .

Da alle Hermetriestufen den Kondensor $\begin{bmatrix} 11 \\ 11 \end{bmatrix}$ enthalten, sind alle Hermetriestufen Quellen von Gravitationsfeldern, denn dieser Kondensor erscheint bei der Projektion in den R_3 als gravitative Feldstruktur des Raumes. Das Gravitationsfeld jedes Körpers versucht, einen Zustand minimaler Kompression der Metronen, d.h. eine isotrope Verteilung der Feldlinien, einzustellen. Wird diese Struktur durch das Feld eines anderen Körpers gestört, so wirkt eine Zugspannung in Richtung zwischen beiden Körpern, welche eine isotrope Feldverteilung beider Körper anzustreben versucht. Diese Zugspannung ist ebenso groß wie der Trägheitswiderstand, den der Körper gegen eine Bewegungsänderung aufbaut.

Trägheit und Schwere sind daher äquivalent, haben jedoch bezogen auf die Strukturodynamik ganz verschiedene Ursachen. Trägheit ist eine Folge der Expansion des Universums. Die Schwere ist ein Kraftfeld, das durch den Kondensor mit den a -Hermetriestufen verursacht wird. Trägheit ist keine Eigenschaft des absoluten Raumes. Sie geht auch nicht auf die

^{viii} Eine etwas andere Erklärung für die Trägheit findet *Dröscher* (2003) in seiner Erweiterung der Heimschen Theorie auf 8 Dimensionen. Ein anderer Ansatz als nach (4.25) führt auf die Beziehung $\lambda_{kl} \mathbf{Y} = \text{const}$. Das bedeutet, dass die λ_{kl} -Vektoren parallel oder antiparallel zu \mathbf{Y} ausgerichtet werden, was durch ein Wahrscheinlichkeitsfeld bewirkt wird. Da die λ_{kl} die Dimension einer reziproken Länge bzw. Masse besitzen, kann $\lambda_{kl} \mathbf{Y} = \text{const}$ als Impulserhaltung verstanden werden.

Wirkung entfernter Sterne zurück (Machsches Prinzip) und ist auch nicht auf Fluktuationen des Vakuums zurückzuführen (*Rudea, Haisch und Puthoff* 1994) sondern sie ist nach *Heim* und *Dröscher* eine Folge der Expansion des Universums.

5. Die prototypischen Grundflußverläufe und prototrope Konjunktoren

Im Folgenden werden entsprechend wie für die reelle Struktureinheit

$\left[\begin{smallmatrix} 33 \\ 33 \end{smallmatrix} \right]_+ = \left[\begin{smallmatrix} i \\ kl \end{smallmatrix} \right]_{(3)} \equiv [3]_{kl}^i \equiv [3]$ auch für die Kondensoren der imaginären Struktureinheiten die Kürzungen $[\mu] = [1]$ bzw. $[2]$ verwendet:

$$\left[\begin{smallmatrix} i \\ kl \end{smallmatrix} \right]_{(\mu\mu)}^{(\mu\mu)} \equiv \left[\begin{smallmatrix} \mu \\ \mu\mu \end{smallmatrix} \right]_+ , \left[\begin{smallmatrix} \mu \\ \mu \end{smallmatrix} \right]_+ , \left[\begin{smallmatrix} \mu \\ \mu \end{smallmatrix} \right]_+ = [\mu]. \quad (5.1)$$

Die Kondensationsstufen bildenden $f = 6$ Klassen für die Hermetriestufen $x \hat{=} (a, b, c, d)$ sind:

$$[1], [2], [1,2], [1,3], [2,3], [1,2,3] \equiv f$$

(Darin bedeutet beispielsweise $[1,2] \equiv [1^1 2^2]_+ + [2^2 1^1]_+$). Für die Hermetriestufen x kann mit (3.28) für die Kondensorklasse f im hermetrischen Aggregat $V = s_{(i)}$ aus (2.10) (mit $i = 1, 2, 3$) geschrieben werden:

$$F_f(x) = (A_{kl}^i)^{-1} \left\{ \left[\begin{smallmatrix} i \\ kl \end{smallmatrix} \right]_{(\mu\mu)}^{(\mu\mu)} + Q_m^i \left[\begin{smallmatrix} m \\ kl \end{smallmatrix} \right]_{(\mu\mu)}^{(\mu\mu)} \right\} = \exp \{ \lambda_{kl} V - c_i \int \left[\begin{smallmatrix} i \\ kl \end{smallmatrix} \right] \mathcal{D}V \}. \quad (5.2)$$

Mit (2.6) ist der zweite Exponent in (5.2)

$$c_s \int \left[\begin{smallmatrix} s \\ kl \end{smallmatrix} \right] dV = (c_s/V_{kl}) \int \psi_{kl} dV = a \lambda^{-1} \int (E - e^{-\lambda Q}) d(\lambda V), \quad (5.3)$$

wenn $a = c_s/V_{kl}$ und $Q = s_{(1)} + s_{(2)} + s_{(3)}$ bedeutet. Mit der Aufspaltung des Hermetriegrades $Q = V + P$ ist

$$c_s \int \left[\begin{smallmatrix} s \\ kl \end{smallmatrix} \right] \mathcal{D}V = \frac{a}{\lambda} \int (E - e^{-Q})^{-1} \mathcal{D}(\lambda V) = \frac{a}{\lambda} \ln(e^{\lambda V} - e^{-\lambda P}) + const = \ln \left(\frac{e^{\lambda V} - e^{-\lambda P}}{E - e^{-\lambda P}} \right)^\alpha. \quad (5.4)$$

Eingesetzt in (5.2) folgt für $F_f(x)$:

$$F_f(x) = e^{\lambda_{kl} V} \left(\frac{e^{\lambda V} - e^{-\lambda P}}{E - e^{-\lambda P}} \right)^{-\alpha} \quad (5.5)$$

Das Eigenwertspektrum der korrelierenden Felder $\lambda_{kl} \equiv \lambda_{kl}^{(\mu\nu)}_{(\kappa\lambda)}$ unterscheidet sich nur durch den Faktor α vom Spektrum der Kondensationsstufen für eine einzige Partialstruktur und wird für $\alpha = 1$ mit diesem identisch: $\alpha = \lambda_{kl}/\lambda$ (mit $\lambda \equiv \lambda(k, l)$).

Die einzelnen stufenbildenden Kondensationsklassen können nach (5.5), bzw. nach (3.30) falls $Q = V$ ist, für die möglichen Typen untersucht werden. Die zyklischen Prozesse äußern sich darin, dass die imaginären Koordinaten im Exponenten auftreten.

Die Kondensorflüsse in (5.5) können jetzt explizit angegeben werden. Das Minimum eines Kondensors N_x^- (für $F_{\{f\}}(x) = 0$) wechselt periodisch ab mit dem Kondensormaximum N_x^+

$$\boxed{N_x^+(f) N_x^- \equiv F_f(x) \quad \text{mit } x = a, b, c, d} \quad (5.6)$$

Für V und P werden folgende Kürzungen eingeführt:

$$S_{(3)} \equiv r = x_1 + x_2 + x_3, \quad S_{(2)} \equiv t = x_4, \quad S_{(1)} \equiv \omega = x_5 + x_6$$

Die einfachsten möglichen Verläufe der zyklischen Strukturkondensationen $F_f(x)$ sind:

$$\begin{aligned} F_1(a) &= [E - e^{-i\lambda\omega}]^{-\alpha} \\ F_1(b) &= e^{i\lambda_{kl}\omega} (E - e^{-i\lambda t})^\alpha (e^{i\lambda\omega} - e^{-i\lambda t})^{-\alpha} \\ F_2(b) &= e^{i\lambda_{kl}t} (E - e^{-i\lambda\omega})^\alpha (e^{i\lambda t} - e^{-i\lambda\omega})^{-\alpha} \\ F_{1,2}(b) &= [E - e^{-i\lambda(\omega+t)}]^{-\alpha} \\ F_1(c) &= e^{i\lambda_{kl}\omega} (E - e^{-\lambda r})^\alpha (e^{i\lambda\omega} - e^{-\lambda r})^{-\alpha} \\ F_{1,3}(c) &= [E - e^{-\lambda(r+i\omega)}]^{-\alpha} \\ F_{1,3}(d) &= e^{\lambda_{kl}(r+i\omega)} (E - e^{-i\lambda t})^\alpha (e^{\lambda(r+i\omega)} - e^{-i\lambda t})^{-\alpha} \\ F_{2,3}(d) &= e^{\lambda_{kl}(r+it)} (E - e^{-i\lambda\omega})^\alpha (e^{\lambda(r+it)} - e^{-i\lambda\omega})^{-\alpha} \\ F_{1,2,3}(d) &= [E - e^{-\lambda(r+it+i\omega)}]^{-\alpha} \end{aligned} \quad (5.7)$$

Im Hermetrietyp d treten [1] und [2] nur in Gestalt von $\begin{bmatrix} 11 \\ 11 \end{bmatrix}_+$ und $\begin{bmatrix} 22 \\ 22 \end{bmatrix}_+$, also ohne Korrelation auf und bilden daher keinen Kondensorfluß: $F_1(d) = 0$.

Die Kopplungsmaxima aller Kondensorsysteme liegen bei $F_f(x)_{\text{extr}}$, wenn die Kondensationen ein Minimum bei N^- haben. Die Dichte der Metronen N^\pm hängt nur vom Korrelationsexponenten α der betreffenden Kondensorsignatur ab. Wenn das Kondensorsystem die Bedingungen der Feldaktivierung der Kondensorflüsse und der Zyklizität N^\pm erfüllen, gibt es folgende Kondensorflüsse nach (4.16), wobei sich einige der Flüsse entsprechen, wenn $\lambda_{kl} = \alpha \lambda$ verwendet wird. Zur kürzeren Darstellung werden die Klassen durch Zahlen symbolisiert:

$$\begin{aligned} 1 &\hat{=} F_1(a) = F_1(b) = F_1(c) \equiv N_a^+(1)N_a^- \equiv N_b^+(1)N_b^- \equiv N_c^+(1)N_c^- \\ 2 &\hat{=} F_2(b) \equiv N_b^+(2)N_b^- \\ 3 &\hat{=} F_{1,2}(b) = F_{1,2}(d) \equiv N_b^+(1,2)N_b^- \equiv N_d^+(1,2)N_d^- \\ 4 &\hat{=} F_{1,3}(c) = F_{1,3}(d) \equiv N_c^+(1,3)N_c^- \equiv N_d^+(1,3)N_d^- \\ 5 &\hat{=} F_{2,3}(d) \equiv N_d^+(2,3)N_d^- \\ 6 &\hat{=} F_{1,2,3}(d) \equiv N_d^+(1,2,3)N_d^- \end{aligned} \quad (5.8)$$

Für diese sechs Kondensorflüsse müssen die Kopplungsstrukturen der Hermetrieformen untersucht werden. Da ab der Flußklasse 3 zwei verschiedene Indizierungen der Partialstrukturen auftreten, werden durch die innere Korrelation der Struktureinheiten zyklische Kondensorflüsse und ihre Superpositionen zu einem Kompositionsfeld beschrieben. Die Klassen 1 bis 6 sind *prototypische Grundflußverläufe*, die jedes Flußaggregat aufbauen. Heim bezeichnet einen solchen Grundflußverlauf als **Flukton**. Für ausgeartete Kondensorflüsse, d.h. wenn Basis- und Kontrasignaturen identisch sind, gibt es keine Korrelation und daher keine Kondensorflüsse. Solche Kondensoren erzeugen statische Felder, entsprechend (4.24). Wenn in

solchen Kondensoren $\begin{bmatrix} \circ \\ \mu\nu \\ -+ \\ \mu\nu \end{bmatrix}$ die Signaturen $\mu = \nu$ sind, dann werden **singuläre Schirmfelder**

ausgebildet, für $\mu \neq \nu$ entstehen **korrelative Schirmfelder**. Handelt es sich bei den hermetrischen Koordinaten um die räumlichen, d.h. $\mu = \nu = 3$, dann wird das singuläre Schirmfeld ein **Straton** genannt.

Im Falle von Gravitonen, $x \hat{=} a$, gibt es 1 singuläres Schirmfeld und zwei mögliche Kondensorflüsse. Für Photonen und neutrale Partikel, $x \hat{=} b$ und c , existieren 6 Schirmfelder, davon sind 4 singuläre Schirmfelder $[1^1_1]$, $[1_1]$, $[\mu^\mu_\mu]$, $[\mu^\mu]$, . . . und 2 korrelative Schirmfelder $[1^1_\mu]$, $[\mu^1_\mu]$ und es gibt 30 Kondensorflüsse in der Kopplungsstruktur.

Im Fall $x \hat{=} d$ (geladene Partikel) gibt es 9 Schirmfelder (3 singuläre und 6 korrelative) und darunter ein Straton, die 72 gekoppelte Kondensorflüsse umschließen.

Aus 6 kann kein Schirmfeld hergeleitet werden. Weil es in sämtlichen Unterräumen des R_6 existiert wird es **Weltflukton** genannt. Die Klassen 1 bis 6 sind Urgestalten der Weltarchitektur oder **Prototrope**. Die materiellen Eigenschaften entstehen aber erst durch Korrelation mehrerer Prototrope. Es sind folgende Kürzungen zweckmäßig:

$\text{fluktonenhafte Prototrope} \hat{=} [- (1, \dots, 6)] = (-k)$ $\text{Schirmfeld-Prototrope} \hat{=} [\mu^\nu_\nu] \hat{=} [+(1, \dots, 5)] = (+k)$ $\text{Straton:} \hat{=} [{}^3_3^3] \equiv [3] \hat{=} (+7)$

Die Schirmfelder mit den Kondensationsstufen (+k) umschließen die Fluktonen, also die Prototrope (-k). Das Straton (+7) bestimmt die Ponderabilität der Hermetrieformen c und d. Die Prototrope $k \leq 5$ bilden bereits einfachste Struktursysteme ($\pm k$), die **Protosimplexe** genannt werden. Da es zum Weltflukton (-6) kein Schirmfeld und zu (-7) kein Flukton gibt, existieren nur 5 Protosimplexe:

$$p_x = (\pm k), \quad 1 \leq k \leq 5 \quad (5.9)$$

Aus diesen Protosimplexen setzen sich die Kopplungsgruppen zusammen, deren Quellen und Senken sich über die q_j austauschen können.

Die Hermetrieformen x werden durch die Protosimplexe folgendermaßen definiert:

a: $(\pm 1)_a$	Selbstkondensation,
b: $(\pm(123))_b$	Zeitkondensation,
c: $(\pm(14))_c(+7)_c$	Raumkondensationen,
d: $(+(127))_d(\pm(345))_d(-6)_d$	Raumzeitkondensationen. ^{ix*} (5.10)

^{ix} Beispiel: Es bedeutet: $+(127) \hat{=} [1] + [2] + [3]$ mit $(+1) \hat{=} [1^1_1] \equiv [1]$, $(+2) \hat{=} [{}^2_2^2] \equiv [2]$, $(+3) \hat{=} [{}^3_3^3] \equiv [3]$

particles	x\k	(±1)	(±2)	(±3)	(±4)	(±5)	(-6)	(+7)	protosimplexes	
gravitons	a	(1)								p[1] ≡ (±1) _a
photons	b	(1)	(2)	(1,2)						p[123] ≡ (±123) _b
neutral particles	c	(1)			(1,3)				(3)	p[14][7] ≡ (±14) _c (+7) _c
charged particles	d			(1,2)	(1,3)	(2,3)	(1,2,3)	(3)	p[123][4567] ≡ (+127) _d , (±345) _d (-6) _d	
		(x ₅ x ₆)	(x ₄)	(x ₄ x ₅ x ₆)	(x ₁ x ₂ x ₃ x ₅ x ₆)	(x ₁ x ₂ x ₃ x ₄)	(x ₁ x ₂ x ₃ x ₄ x ₅ x ₆)	(x ₁ x ₂ x ₃)	condensations	
		x			x			x	inertia field	
			x	x		x	x		charge field	
		fluctons					world flucton	straton		

Table 1: Basic Elements of Hermetries a-d

Die Anzahl der überhaupt möglichen Isomeren eines aus N verschiedenen Grundflüssen aufgebauten Flukttons ist überaus groß. Jedes Fluktton umfaßt eine Schar elementarer Grundflüsse, die sich durch die Anzahl der möglichen Signaturpermutationen unterscheiden.

Die Eigenwertspektren λ und λ_{kl} sind aus $n_x^{(k)} \geq 1$ Protosimplexen $(\pm k)_x$ aufgebaut. Es wird daher der Begriff der *Protosimplexladung*

$$Q_x^{(k)} = n_x^{(k)} (\pm k)_x \quad (5.11)$$

für die Beschreibung der realen Hermetrie-Terme definiert. Für die aus Partialstrukturen aufgebauten Kondensationsstufen gilt damit:

$$(\lambda, \lambda_{kl}) \sim Q_x^{(k)}. \quad (5.12)$$

Die Komposition zu den Termen der jeweiligen Hermetrieformen wird durch ein Korrelationsgesetz bestimmt, das durch ein Konjunktionsgesetz der Prototrope definiert wird. Es muß *prototrope Konjunktoren* $-()-$ geben, welche die Komposition der Kopplungsstrukturen

$$\begin{aligned} &(\pm 1)_a \\ &(\pm 1)_b(\pm 2)_b(\pm 3)_b \\ &(\pm 1)_c(\pm 4)_c(+7)_c \\ &(\pm 127)_d(\pm 345)_d(-6)_d \end{aligned}$$

zu den entsprechenden Hermetrieformen ermöglichen. Das entsprechende Konjunktur-Gesetz besteht aus einem Austauschprozeß der Flukttonen mit $(\pm p)$ und $(\pm q)$. Der Austausch erfolgt nur dann, wenn die korrelierenden Kondensatorflüsse im gleichen Unterraum des R_6 liegen. Sie müssen also dieselbe Struktureinheit $\kappa_{(\mu)} \hat{=} \kappa_{kl(\mu)}$ besitzen (mit $\mu = 1,2,3$), mit dem **Konjunktur** $-(\mu)-$ über dieselbe Struktureinheit (**Konjunktiv**):

$$(\pm p) -(\mu)- (\pm q). \quad (5.13)$$

Es sind drei Konjunktive zu unterscheiden:

- a) *Korrelations-Konjunktiv* wie (5.13). In diesem Fall bezieht sich μ auf den Flukttonenaustausch hinsichtlich $\kappa_{(\mu)} : -(\mu)- \hat{=} \kappa_{(\mu)}$

- b) *Kontakt-Konjunktiv*: $(\pm q) - (\mu) - (\mp q)$. Ein Flukton geht über $-(\mu)$ in ein Schirmfeld über, das den Kontakt zu einem anderen Flukton vermittelt.
- c) *Straton-Konjunktiv*: Wenn $\mu = 3$ und das vermittelnde Schirmfeld $(+7)$ ist: $(\pm q) - (3) - (+7)$

Es müssen jedoch nicht sämtliche Grundflüsse eines Fluktons über einen Konjunktiv zum korrelierenden Austausch kommen. Im Falle der a-Hermetrie $(\pm 1)_a$ existiert kein Konjunktiv. Dagegen wird die Protosimplex-Triade der b-Hermetrie gemäß

$$(\pm 1)_b - (1) - (\pm 3)_b - (2) - (\pm 2)_b$$

nur durch Korrelations-Konjunktive bestimmt. In der Triade der c-Hermetrie

$$(\pm 1)_c - (1) - (\pm 4)_c - (3) - (\pm 7)_c$$

wirkt neben dem Korrelations-Konjunktiv noch ein Straton-Konjunktiv. Bei der d-Hermetrie tritt die Schirmfeld-Triade $(+(127))$ auf. Es kommt zum Einfluß von $(-6)_d$ im Kontakt-Konjunktiv zu den $(+(127))$. Die zyklische Kontaktstruktur ist somit:

$$(+1)_d - (1) - (-6)_d - (2) - (+2)_d - (2) - (\pm 5)_d - (3) - (-6)_d - (3) - (+7)_d - (3) - (\pm 4)_d - (1) - (+1)_d$$

Die zur Konjunktion kommenden Fluktonen $-(q,p)$ sind Aggregate zyklischer Kondensorflüsse, die zwischen Strukturen maximaler N^+ und minimaler N^- korrelieren. Der Spin eines Flußaggregates wird durch die Anzahl der Zyklen festgelegt, die bis zur Wiederherstellung des Anfangszustands vergehen. Die zyklischen Kondensorflüsse werden durch die antihermiteschen Anteile ihrer Kontrasignaturen aktiviert.

Angenommen, p und q werden durch die Signaturen

$$(-p) \hat{=} \begin{pmatrix} \kappa\lambda \\ \nu\mu \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad (-q) \hat{=} \begin{pmatrix} \alpha\beta \\ \gamma\mu \end{pmatrix} \quad (5.14)$$

gekennzeichnet, dann ist in beiden Kondensoren dieselbe Struktureinheit $\kappa_{(\mu)}$ enthalten, und über diese kann die Konjunktion $-(\mu)$ erfolgen. Wenn $N^\pm(p,q)$ die Korrespondenzmaxima für p und q in μ darstellen, dann gilt:

$$(-p) \equiv F_p(\mu) = N^+(p) \begin{pmatrix} \kappa\lambda \\ \nu\mu \end{pmatrix} N^-(p) \quad (5.15)$$

und
$$(-q) \equiv F_q(\mu) = N^+(q) \begin{pmatrix} \alpha\beta \\ \gamma\mu \end{pmatrix} N^-(q) \quad (5.16)$$

In $\kappa_{(\mu)}$ besteht zwischen den Perioden maximaler Kondensationen in F_p und F_q ein Phasenunterschied von $\varphi = \pi/2$. Die Konjunktion bezieht sich auf das jeweilige Kondensormaximum in N^+ , wenn $F_p(N^\pm)$ mit $F_q(N^\mp)$ zusammenfällt. Die F_p, F_q sind hinsichtlich $\kappa_{(\mu)}$ orientiert. Daher kann für die Stromvektoren der Flußaggregate $\vec{F}_{pq} \hat{=} \mathbf{F}$ gesetzt werden. Hinsichtlich $\kappa_{(\mu)}$ existieren auch partielle Spinvektoren σ_{pq} , mit der Anzahl der Zyklen ω_{pq} : $\sigma_{pq} = \omega_{pq} \mathbf{s}_{pq}$, wenn \mathbf{s}_{pq} der *Fluktonspin* in $\kappa_{(\mu)}$ ist (wobei $\mathbf{s}_p \parallel \mathbf{s}_q$ sein muß). Eine Korrelationskonjugation nach (5.13) ist nur unter der Bedingung

$$\mathbf{F}_{pq}(\mu) \perp \sigma \quad (5.17)$$

möglich. Mit dem Spineinheitsvektor $|\mathbf{s}_{pq}| = 1$ ist $\mathbf{s}_{pq} = \mathbf{s}_{pq}^0$. Darin ist $\mathbf{s}_p^0 = \pm \mathbf{s}_q^0$ zweideutig. Für $\mathbf{s}_p^0 = +\mathbf{s}_q^0$ wäre $-(\mu)$ ein *Orthokonjunktiv*. Für $\mathbf{s}_p^0 = -\mathbf{s}_q^0$, d.h. im Falle der Antiparallelität, ist $-(\mu)$ ein *Parakonjunktiv*. Der durch $-(\mu)$ -bezeichnete Korrelationsfluß wird als *Konjunkt* bezeichnet. Aus der Zweideutigkeit folgt die Existenz eines allgemeinen *Konjunktorspins*

$$\boxed{S [(\pm p)_x \text{ } -(\mu)\text{ } (\pm q)_x] = p_x(\mu)_{\pm} \equiv (\mu)_{\pm}} \quad (5.18)$$

mit $\cos [(\mu)_+, (\mu)_-] = -1$ und $x \hat{=} (a, b, c)$.

Allen Hermetrieformen x , die durch Konjunktivgesetze definiert werden, ist der Protosimplex- und Konjunktorstuktur stets eine Struktur von Konjunktorspinen überlagert. Das führt zu einer weiteren Isomerie: der Konjunkt-Isomerie.

Für die Zeitkondensationen (b) gibt es 16 Konjugations-Isomerien. In der Raumkondensation (c) existieren 4, und in der Raumzeitkondensation (d) bereits 512 Konjugations-Isomere.

6. Die geometrodynamische Ursachen von Spin, Isospin, Helizität und Antistrukturen

1. Wie bei den Flußaggregaten, so handelt es sich auch beim Konjunktorspin um zyklische Strukturprozesse, wobei das betreffende Konjunktivgesetz eine stabile Kondensation beschreibt. Für die Beschreibung des Spins prototroper Konjunktive muß auch das Gesetz von der Erhaltung des Drehimpulses gelten. M_{kl}^i sei ein Drehimpulstensor im Raum R_6 und w der Imaginärteil des Weltgeschwindigkeitsvektors Y_k (d.h. $w^2 = c^2 + \dot{\varepsilon}^2 + \dot{\eta}^2$), dann gilt:

$$w M_{kl}^i = \xi \times T_{kl}, \quad (6.1)$$

wenn T_{kl} der Energiedichtetensor im R_6 und $\xi = \sum_{i=1}^6 x_i$ ein Radiusvektor sind. Für die Quellen von $w M_{kl}^i$ gilt:

$$\operatorname{div}_6 (w M_{kl}^i) = \operatorname{div}_6 (\xi \times T_{kl}) = T_{kl} - T_{kl}^* = 2 T_{kl} \cdot \cdot \quad (6.2)$$

Da der antihermitesche Energiedichtetensor $T_{kl} \cdot \cdot = 0$ ist, erzwingt die Erhaltung des Drehimpulses die Hermitesierung, und wegen (1.4)

$$T_{kl+} \sim (R_{kl} - \frac{1}{2} g_{kl} R)^* \quad (6.3)$$

Andererseits bewirkt die Feldaktivierung (3.18) eine Spinüberlagerung (3.19) und damit die Erhaltung des Drehimpulses sämtlicher Strukturen im R_6 . M_{kl} ist eine Drehimpulsdichte, die bezogen auf die räumliche Spindichte $\sigma = \operatorname{sp} M_{kl}^i$ lautet:

$$\sigma = M_{ik} = (1/w) \operatorname{sp} (\xi \times T_{kl}) = (1/w) \xi T_{ik}, \quad (6.4)$$

und für den Eigendrehimpuls (Spin):

$$\mathbf{s} = \iiint 1/w \xi T_{ik} dx_1 dx_2 dx_3 \quad (6.5)$$

(im euklidischen Fall). Im nichteuklidischen Kontinuum beschreiben $\lambda_{kl}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ Kondensationsstufen der Struktureinheiten, so dass sich im Fall der Divergenz (3.20) der Energiedichtetensor W_{ik}

$$\text{sp } K_{ik}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \left[\overset{\circ}{\mu\nu} \right] \sim W_{ik}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \quad (6.6)$$

ergibt. Beim Vorliegen einer x-Hermetrie mit einem Korrelationskonjunktorspin (5.13) hat dies den Konjunktorspin (5.18) zur Folge, dessen räumliche Dichte nach (6.4) beschrieben wird, wenn

$\xi(\mu)$ der Radius der zyklischen Konjugation in $\kappa_{(\mu\nu)}$ und $P_{ik}(\mu) = \sum_{\varepsilon} W_{ik(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)}$ der Energiedichtetensor ist, der aus allen Anteilen zusammengesetzt ist, welche die Protosimplexe p und q in der Konjunktion $-(\mu)$ - aufbauen:

$$d [{}_x^p(\mu)q_{\pm}] / dV = 1/w \xi(\mu) P_{ik}(\mu). \quad (6.7)$$

ε ist die Anzahl der signaturisomeren Grundflüsse. Aus (6.7) ergibt sich der Konjunktorspin im Raum mit dem Volumenelement $dV = dx_1 dx_2 dx_3$:

$${}_x^p(\mu)q_{\pm} \sim \int (1/w) \xi(\mu) \sum_{\varepsilon} \text{sp } K_{ik(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} \left[\overset{\circ}{\mu\nu} \right] dV \quad (6.8)$$

oder approximativ:

$${}_x^p(\mu)q_{\pm} \sim \int (1/w) \xi(\mu) P_{ik}(\mu) dV = \int (1/w) \xi(\mu) dE_{ik}(\mu) \quad (6.9)$$

mit dem Energiedifferenzial $dE_{ik}(\mu) = h v_{\mu} m_{ik(\mu)}^{(pq)}$.

Die Komponenten von $m_{ik(x)}^{(pq)}$ bestehen aus Quantenzahlen, die innerhalb μ die Simplexe (p,q) kennzeichnen. $\xi_i(\mu) = \xi_i^{(0)}(\mu) u_i(\mu)/2\pi$ wird interpretiert als Radius der zyklischen Konjunktorspinbahn $u(\mu)$, der mit der „Folgefrequenz“ der Kondensationen $v'(\mu)$ in Zusammenhang $u(\mu)v'(\mu) = w$ steht. $v'(\mu)$ kann durch die Kreisfrequenz $v(\mu)$ des Kondensatorflusses im Konjunktorspin ausgedrückt werden. Ein Konjunktorspin ist ein Kondensatorausaustausch zwischen zwei Fluktonen der im Konjunktorspin stehenden Protosimplexe. Daher „laufen“ auf $u(\mu)$ jeweils 2 Kondensatoren mit der Flußfrequenz $v(\mu)$ „um“ und für die Folgefrequenz der Kondensatoren längs $u(\mu)$ ist $v'(\mu) = 2 v(\mu)$ zu setzen. Dann wird aus (6.9):

$${}_x^p(\mu)q_{\pm} = \pm \hbar / 2 \int \xi_i^{(0)}(\mu) dm_{ik(x)}^{(pq)}. \quad (6.10)$$

$\mathbf{m}_{(x)}^{(pq)}$ sind Tensoren ganzer positiver Quantenzahlen, die aus den $m_{ik(x)}^{(pq)}$ gebildet werden und \mathbf{s}_{μ} der Einheitsvektor dieses Konjunktorspins:

$$\xi_i^{(0)}(\mu) \partial m_{ik(x)}^{(pq)} = \mathbf{s}_{\mu} \partial \mathbf{m}_{(x)}^{(pq)}. \quad (6.11)$$

Damit ergibt sich für (6.10):

$$\boxed{{}_x^p(\mu)q_{\pm} = \pm \frac{\hbar}{2} \mathbf{s}_{\mu} \int \partial \mathbf{m}_{(x)}^{(pq)} = \pm \frac{\hbar}{2} \mathbf{s}_{\mu} \mathbf{m}_{(x)}^{(pq)}} \quad (6.12)$$

Dieser Spin wird als **Stratonspin** bezeichnet, weil er im R_3 auftritt, in dem jedes Straton (+7) für die Hermetrieformen c und d definiert ist. Die Summe der Konjunktorspin-Integrale gilt auch für die imaginären Kondensationen a und b . Wie diese im R_3 wirken, wird durch (4.23) beschrieben. Die zur Kondensation kommenden imaginären Struktureinheiten bewirken eine R_3 -Kondensation, die entweder als Straton die Ponderabilität der c - und d -Hermetrien bestimmt oder als pseudostratonischer räumlicher Wirkungsbereich erscheint. Hierdurch wird die empirisch beobachtete Umwandlung imaginärer (Photonen) in komplexe Formen (Elektronen) möglich. Den imaginären Hermetrieformen kommen somit auch pseudostratonische Eigenschaften eines Raumpins zu.

Es sei $m_x = \sum_{p,q} m_{(x)}^{(pq)}$ die Summe ganzer Spinquantenzahlen eines Straton- oder

Pseudostratonspins s_x und $s_0 = \sum_{\mu} s^{\mu}$ der entsprechende Einheitsvektor, dann ist (6.12):

$$s_x = \sum_{p,q,\mu} x^{p(\mu)q}_{\pm} = \pm \sum_{\mu} s_{\mu} \sum_{p,q} m_{(x)}^{(pq)}. \quad (6.13)$$

Für den Stratonspin ergibt sich somit:

$$s_x = \pm \frac{\hbar}{2} s_0 m_x \quad (6.14)$$

und mit der Kürzung $\sigma(x) = s_0 m_x / 2$:

$$s_x = \pm \hbar \sigma(x). \quad (6.15)$$

Der Stratonspin setzt sich zusammen aus einem Anteil σ_r der im R_3 , und aus einem Anteil σ_t , der im $V_3(x_4 x_5 x_6)$ wirkt, mit $\sigma_r(R_3) \perp \sigma_t(V_3)$. σ_r kennzeichnet den **Raumpin** J des Stratons oder Pseudostratons mit $J = Q/2$:

$$s_x = z J, \quad (6.16)$$

wobei z ein Richtungsfaktor im Raum ist, der auch von der Flußphase φ fluktonisch konjugierter Kondensorextrema abhängt:

$$z = \cos(\mathbf{v}, \mathbf{e}_r) e^{i(\pi J + \varphi)}. \quad (6.17)$$

σ_r ist als zyklische Bewegung der Trägheitsmasse des Terms x aufzufassen. Daher muß sich bei jeder R_3 -Bewegung $\mathbf{v} \parallel \mathbf{e}_r$ einstellen, und es wird $\alpha_p = \cos(\mathbf{v}, \mathbf{e}_r) = \pm 1$. Da $\varphi = \pi/2$ ist, wird aus (6.17):

$$z = i \alpha_p e^{i\pi J} = i \alpha_p [\cos(\pi J) + i \sin(\pi J)]. \quad (6.18)$$

Für $Q = 2n$ ($n =$ positive ganze Zahlen) ist $J = Q/2 = n$, und (6.18) wird $z = i \alpha_p (\pm 1)$. Ist $Q = 2n + 1$ wird (6.18): $z = -\alpha_p$. Daraus folgt $z(J) = i \alpha_p (-1)^J$. Darin wird $\alpha_p (-1)^J = P_{\alpha}$ als **Parität** des Terms x bezeichnet. Mit den beiden Komponenten $\sigma_t = i s$ und $\sigma_r = i J P_{\alpha}$ ist der allgemeine Stratonspin:

$$\sigma(x) = i (\mathbf{e}_t s + \mathbf{e}_r J P_{\alpha}) \quad (6.19)$$

mit $s = P/2$, $J = Q/2$, $P_\alpha = \alpha_P(-1)^J$, und s, J, Q, P als reellen Zahlen. Die Komponente σ_t zählt immer imaginär; σ_r wird dagegen im Fall halbzahliger J reell. J wird als Quantenzahl des Raumspins $\hbar \sigma_r$, d.h. als quantenhafter Drehimpuls der Hermetrieform x , interpretiert. Der imaginäre Anteil s des Stratonspins ist eine interne Eigenschaft der in die stratonische R_3 -Struktur projizierten Konjunktorkonstruktion, eine Konjunktorkonstruktion bezüglich der R_3 -Projektion. Bei gleicher Protosimplexstruktur treten verschiedene projizierte Konjunktorgefüge in den c- und d-Formen auf. Die Terme dieser konjunktorkonstruktion unterliegen einem Isomorphismus hinsichtlich J , der sich in s ausdrückt. $\sigma_t = i s$ wird wegen dieses Spinisomorphismus als **Isomorphiespin** (Isospin) bezeichnet.

Für die Anzahl der spinisomorph transformierbaren λ_{kl} -Terme I ergibt sich $I = 2s + 1 = P + 1$, und für die maximale Anzahl spinisomorpher λ_{kl} ist $P = P_{\max}$ eine Kennziffer, die eine strukturelle Klasse stratonischer Felder (+7) der in den R_3 abgebildeten ($\pm p$) in Form von $P_{\max} + 1$ Multipletts beschreibt.

Enthält die Zahl k die konfigurativen Eigenschaften der Kondensatorquellsysteme (Ih, IIh, Ia, IIa), so ist k eine für (-7) charakteristische Kennziffer, und $P_{\max} = G(k)$ gibt die Anzahl der Subkonstituenten des Stratons an, wobei G eine positive ganze Zahl $G = k + 1$ ist. Daher müssen alle Komponenten eines spinisomorphen Multipletts mit verschiedenen Hermetrieformen durch den gleichen k -Wert gekennzeichnet sein.

Der algebraische Charakter des Raumspins σ_r hängt von P_α , also von der Gerad- oder Ungradzahligkeit von $J = Q/2$ ab. Mit der positiven ganzen Zahl n folgt für $Q = 2n \rightarrow J = n$, und der Raums Spin ist imaginär: $\sigma_r = \pm i n$. Im Fall $Q = 2n + 1$ wird J halbzahliger und $P_\alpha = \pm i$, so dass $\sigma_r = \pm J$ reell und halbzahliger ist. Die λ_{kl} -Terme mit $J = (2n + 1)/2$ werden als **Spinorterm** bezeichnet. Da $\sigma_r = \pm J s$ reell ist, ist ein solcher Spinor so mit dem reellen R_3 verwoben, dass im Raumvolumen dieses Spinorterm die Existenz für jeden anderen Spinorterm ausgeschlossen ist. Demnach ist keine Intensität im Sinne von Tensortermen definierbar. Doch begründen Spinorterm den *Begriff des Gegenständlichen*. Es ist daher zwischen der räumlichen Gegenständlichkeit von Spinortermen und der Nichtgegenständlichkeit von Tensortermen zu unterscheiden.

2. Nach Heim würden sich mögliche Antistrukturen dann ergeben, wenn im R_6 neben der Raumzeit R_4 mit $x_4 = i ct$ auch noch eine Antiraumzeit R_4^- mit $-i ct$ existieren würde, die jedoch nicht direkt nachgewiesen werden könnte. Bezogen auf den $R_4 \hat{=} R_4^+$ müßte es dann neben den Flukton- und Konjunktorspins der Flußaggregate und neben dem Stratonspin $s_x^+ \hat{=} s_x(R_4^+)$ entsprechende enantiostereoisomere Strukturen als Antistrukturen und ein Anti-Stratonspin $s_x^- \hat{=} s_x(R_4^-)$ geben. Deren Spingefüge sind spiegelsymmetrisch auf den R_4^+ orientiert und erscheinen im R_4^- als normale Struktur. Die Untersuchung mit Anti-Konjunktoren $-(\mu^-)$ - und Anti-Protosimplexen ergibt, dass Anti-Gravitonen und Anti-Photonen sich von den normalen nur in der Drehung der Polarisationssebene unterscheiden. Dagegen unterscheidet sich die neutrale Anti-Korpuskel c^- als enantiostereoisomere Spinstruktur von der normalen c^+ , was auf die spiegelsymmetrische Vertauschung aller Konjunktorspins und Stratonspins zurückgeht. Das gleiche gilt auch für die d-Hermetrie. Doch in diesen treten noch der Protosimplex (± 5) und das Weltflukton (-6) auf. Beide verursachen durch die Konjunktive $-(2^\pm)$ - die elektrische Ladungsstruktur, was eine simultane elektrische Ladungskonjugation zur Folge hat.

Im R_6 ist, unabhängig vom R_4^\pm - Bezug, stets $\lambda_{kl} \perp \mathbf{x}_4$ erreichbar. Daher ist es möglich, den integralen zyklischen Kondensorfluß auf einen zeitlichen Schraubungssinn $\mathbf{S} \parallel \mathbf{x}_4$ so zu beziehen, dass

$$\varepsilon = \cos(\mathbf{S}, \mathbf{x}_4) \quad (6.20)$$

als **Zeithelizität** definiert wird. Bezogen auf R_4^\pm gilt:

$$\cos((\mathbf{S}, \mathbf{x}_4) = \pm 1 \quad \text{oder} \quad \varepsilon(R_4^\pm) = \pm 1. \quad (6.21)$$

Alle Quantenzahlen $C_\pm(R_4^\pm) = -C_\mp$ werden mit $\varepsilon C_\pm = C$ von \mathbf{S} und damit vom R_4^\pm - Bezug unabhängig gemacht.

Die R_4^- - Hermetrieformen a^- und b^- sind wie a und b imponderabel, und die komplexen c^- und d^- sind ponderabel wie c und d . Hinsichtlich Konjunktur- und Stratonspin sowie der elektrischen Ladung unterscheiden sich die R_4^- - Strukturen von denen des R_4^+ , weil diese Symmetrie aller Flußaggregate, bezogen auf die x_4^\pm - Richtung der kosmischen Expansion aller R_3^\pm orientiert sind, die in den R_4^\pm mit antiparalleler Weltgeschwindigkeit \mathbf{Y}^\pm erfolgen. Spin- und Ladungskonjugation sind, bezogen auf die \mathbf{Y}^\pm - Richtung, relativ.

3. Die kompositiven Kondensorterme $\lambda_{kl}(x)$ sind identisch mit den empirischen elementaren Materiefeldquanten M_q . Die Kopplungsstruktur, die $\lambda_{kl}(x)$ bestimmt, wird durch zyklische Kondensorflüsse $N^\pm(\)N^\mp$ über interne Korrelationsmaxima N^- durch Konjunktive $-(\mu)$ - vermittelt. Der Kopplungsstruktur ist ein allgemeiner integraler Stratonspin überlagert. Daher gibt es zwei Klassen möglicher Korrespondenzen (bzw. nach außen greifender Wechselwirkungen):

Bei *Raumspin-Korespondenzen* R_k wird ein Materiefeldquant M_X , dargestellt durch λ_X , durch ein anderes M_Y gestört. Für die Korrespondenzen, symbolisiert durch den *Spinkonjunktiv*

$$-[M_X, M_Y]- \hat{=} -[J_X, J_Y]-, \quad (6.22)$$

muß die näherungsweise Parallelität der Spinvektoren $\mathbf{s}_X \parallel \mathbf{s}_Y$, d.h. $\cos(\mathbf{s}_X, \mathbf{s}_Y) = \pm 1$ gefordert werden. Dann existiert die Raumspin-Korrespondenz:

$$\lambda_X - [M_X, M_Y] - \lambda_Y \quad (6.23)$$

Die *Struktur-Korrespondenz* S_k kennzeichnet die Kopplungsstruktur eines λ -Terms. Im zyklischen Kondensorfluß $N^\pm(\)N^\mp$ eines Fluktons sind die Korrelationsminima N^+ Maxima der Fundamentalkondensoren. Diese Maxima sind wegen der Geodätenbeziehung (4.1) zugleich Zentren maximaler Beschleunigungen (Korrespondenzmaxima). Die N^+ sind mit den $\lambda_{kl} \equiv \lambda_{kl}^{(k\lambda)}_{(\mu\nu)}$ identisch. Diese λ_{kl} setzen sich in $\lambda \equiv \lambda(k,l)$ zu metaphorischen Mosaikmustern zusammen.

Die Elemente $n = n(\hat{g}_{(x)})$ definieren n^2 Fundamentalkondensoren, abzüglich der n Schirmfelder also $Z = n(n - 1)$.

Für die Hermetrieform a gilt: $n_a = 2$ und $Z(a) = 2$,
für die Typen $x \hat{=} b, c$ gilt: $n_b = n_c = 6$ mit $Z(b) = Z(c) = 30$,
und für $x \hat{=} d$ ist: $n_d = 9$ mit $Z(d) = 72$.

λ sind „Muster struktureller Korrespondenzfeldquellen“. Die Zahl der Korrespondenzfeldquellen Z ist gleich der Zahl der Kondensoren, die keine Schirmfelder ausbilden. $Z(x)$ muß aus den $\hat{g}_{(x)}$ bestimmt werden. Diese $Z(x)$ treten nicht einzeln auf, sondern sie bilden Kondensormaxima der zu λ_{kl} signaturisomeren Grundflüsse eines Fluktions (-p), das durch die Schirmfelder (+p) im Protosimplex ($\pm p$) ergänzt wird. Eine solche Struktur ($\pm p$) umschließt jeweils ein ganzes Spektrum von Korrespondenzfeldquellen.

Wird ein Materiefeldquant M_X , das sich im ungestörten dynamischen Gleichgewichtszustand befindet, durch eine andere Struktur M_Y bzw. λ_Y gestört, dann wird eine allgemeine Sk durch eine *Schirmfeld-Korrespondenz* eingeleitet, die eine Superposition der Schirmfelder $(+p)_X$ und $(+q)_Y$ ist. Symbolisiert wird dieser **Superpositions-Konjunktiv** durch

$$(+p)_X -[\hat{\mu}] - (+q)_Y. \quad (6.24)$$

Durch die Störung des Korrelationszustands (5.13) wird eine neue integrale Struktur beider Materiefeldquanten aufgebaut durch einen **Korrespondenz-Konjunktiv** $M_X \rightarrow M_Y$:

$$(\pm p)_X -|\mu >- (\pm q)_Y, \quad (6.25)$$

wenn M_X einen Kondensorfluß in Richtung M_Y bewirkt. Eine stabile Struktur erfordert, dass daraufhin die Umkehrung des Flusses erfolgt:

$$(\pm p)_X -<\mu | - (\pm q)_Y. \quad (6.26)$$

Ein übergeordnetes Aggregat entsteht, wenn beide Konjunktive zum **Simultan-Konjunktiv** superponieren. Auf diese Weise wird von der Sk aus M_X und M_Y ein Korrespondenzsystem $\Lambda(M_X M_Y)$ erzeugt:

$$\begin{aligned} (+p)_X -[\hat{\mu}] - (+q)_Y \rightarrow (\pm p)_X -|\mu >- (\pm q)_Y \rightarrow (\pm p)_X -<\mu | - (\pm q)_Y \rightarrow \\ (\pm p)_X -|\mu >- (\pm q)_Y + (\pm p)_X -<\mu | - (\pm q)_Y \hat{=} (\pm p)_X -(\hat{\mu}) - (\pm q)_Y. \end{aligned} \quad (6.27)$$

Neben den Rk mit $(+p)$ und $(+7)$ mit $p < 5$ gibt es noch 6 Klassen von Schirmfeldkorrespondenzen, und wegen $(-p)$ und (-6) noch weitere Klassen von 6 Fluß-Korrespondenzen.

Aus (6.27) mit (6.24) entwickelt Heim eine allgemeine Theorie der Korrespondenzfelder, die auf ein einheitliches Spektrum möglicher Elementarteilchen und deren Innenstrukturen führt.

7. Ermittlung der Summe der Partialmassen in einer Elementarstruktur

Aus dem Massenspektrum $m(n,q)$ aus (2.21), das ein Pseudokontinuum darstellt, müssen die ponderablen Massenterme mit einem Termelektor T von allen überhaupt möglichen Termen abgetrennt werden: $T; m(n,q) = M(c,d)$.

Mit einem zweiten Selektor müssen aus diesen logisch möglichen Massentermen $M(c,d)$ diejenigen herausgelöst werden, die über eine hinreichend lange Lebensdauer verfügen, um überhaupt meßbar zu sein.

Die fluktonische Eigenschaft eines jeden Protosimplex $(\pm p)_x$ der Hermetrieform x bedingt einen Kondensationszustand $\lambda_{kl(\mu\nu)}^{(k\lambda)} \equiv \lambda_{kl}$, der nach (4.26) eine Trägheitseigenschaft, entsprechend $\lambda_{kl} \perp \mathbf{Y}$, besitzt. Jedem $(\pm p)_x$ wird daher eine Trägheitswirkung als Masse zugeordnet, wenn $(\pm p)_x$ durch Konjunktive fluktonisch in das Interngefüge des Massenterms eingebaut ist. Die unterschiedliche Intensität der Trägheit eines $(\pm p)_x$ bezieht sich auf die Orthogonalität der λ_{kl} zum Weltgeschwindigkeitsvektor und ist ein ganzzahliges Vielfaches $N \equiv N_{(\mu\nu)}^{(k\lambda)}$ einer minimalen Einheitskondensation $\lambda_{kl(0)}$, die einem Einheitsprotosimplex entspricht:

$$\lambda_{kl} [(\pm p)_x] = N \lambda_{kl(0)}. \quad (7.1)$$

Die ganzen Zahlen N , die das Vielfache des elementaren Konfigurationsmusters $\lambda_{kl(0)}$ beschreiben, werden *Protosimplexladung* genannt. Da die λ_{kl} metrische Konfigurationsstufen als Krümmungsmaß $|\lambda_{kl}|$ darstellen, definieren sie einen Krümmungsradius $\varepsilon_{kl} = 1/\lambda_{kl}$. Für die Radien der Kondensationsstufen ist dann $\rho_n = n \varepsilon_{kl}$. Wenn $k > 0$ die konfigurative Kennziffer ist, welche die Anzahl der möglichen Grundflußverläufe in den c - und d -Termen der Einheitsstruktur angibt, ist $\lambda_{kl(0)} = \lambda_{kl(0)}(k)$. Die untersten Schranken für die Partialstrukturen c und d wurden in (2.62) bis (2.65) als m_1 , m_0 und $m_{(0)}$ angegeben. Die Protosimplexe $(\pm p)_{c,d}$ müssen daher für diese Minimalmassen die Protosimplexladung $N = 1$ haben.

Die Abweichungen der gemessenen Elektronenmasse zum theoretischen Wert (2.63) machen eine Korrektur in Bereichen niedriger Metronenzahlen notwendig. Die Differenz $m_1 - m_0 > 0$ ist auf die Eigenschaften der beiden gemeinsamen Protosimplexe $(\pm 4)_{c,d}$ und $(+1,7)_{c,d}$ zurückzuführen. Das Charakteristikum von m_0 sind $(\pm 1)_c$ und $(+7)_c$. Die Abweichung der Kopplungsstrukturen m_1 und m_0 wird durch $(\pm(3,5))_d$, $(+2)_d$ und $(-6)_d$ gegeben. Wenn zwei Konjunktive in $(\pm p)$ ansetzen, soll symbolisch geschrieben werden: $=(\pm p)-$.

In der Hermetrieform d sind (± 5) und (-6) als Ladungseigenschaft mit (± 4) und $(+7)$ durch folgende Konjunktive verbunden:

und

$$-(2) - (\pm 5) - (3) - (+7) - (3) - (\pm 4) - (1) -$$

bzw.

$$=(1,3) = (-6) - (2) - (+2) - (2) - (\pm 5) - (3) -$$

$$=(1,2) = (-6) - (3) - (+7) - (3) - (\pm 4) - (2) - .$$

Wegen der Konjunktorspins bleibt eine Ladungskomponente aus (2.43) latent und reduziert $\varepsilon_{0\pm}$ auf $e_R < \varepsilon_{0\pm}$. Die untere Schranke des c-Spektrums m_0 kann als exakt angenommen werden. Dagegen ist m_1 ein nur approximierter Wert. Die Korrektur kann aus den Trägheitsbeiträgen der Protosimplexe der elementaren Konfigurationsmuster ermittelt werden. Das elementare Konfigurationsmuster $N = 1$ für den als Elektron erscheinenden d-Term ist

$$(+ (1,2,7)), (\pm (3,5)), (-6), (\pm 4).$$

m_1 wird durch einen Faktor $u = (m_1 - m_e)/m_1 > 0$ reduziert, der von internen Strukturierungen herrührt, die wegen $\lambda_{kl(0)} \perp \mathbf{Y}$ zur Intensität der gesamten Trägheit beitragen.

Wegen der R_3 -Zellenverteilung kann eine aus v Metronen bestehende Oberfläche der Quelle des Ladungsfeldes $F(v)$ zwischen $v = z$ und $v = z - 1$ Metronen definiert werden, die zwischen dem inneren und äußeren Raum für das Ladungsfeld liegt. Die zyklischen Partialkonjunktoren P_j , welche den Konjunktoren $-(j)-$ (mit $j = 1, 2, 3$) entsprechen, verändern über $+(1,2)$ das R_3 -Strukturfeld $(+7)$ bzw. (4.24) im Bereich F durch Potenziale W_j im Sinne von u . Die metronische Änderung findet im Bereich niedriger Metronenzahlen statt.

Bisher wurde die Heimsche Theorie ohne den Metronenkalkül dargestellt. Das ist nun nicht mehr möglich, weil für die Korrekturrechnungen in den Bereich relativ kleiner Metronenziffern gegangen werden muß.

Die Metronendifferenziale seien durch Δ gekennzeichnet, wobei Δ eine Variation von der Größenordnung $\sqrt{\tau}$ beschreibt. Dann läßt sich folgender Ansatz machen:

$$\Delta u/u = \Delta F/F + \sum_{j=1}^3 \Delta F_j / F_j . \quad (7.2)$$

F kennzeichnet den Anstieg der Metronenziffern im Bereich der metaphorischen Oberfläche des d-Terms. Für F kann mit (4.24) angesetzt werden:

$$F \sim 1/\varphi(r) \sim e^{ar(v)}. \quad (7.3)$$

Für die drei zyklischen Partialkonjunktoren (Kontaktkonjunktive) gilt:

$$P(1) \hat{=} (\pm 3) -(1)- (\pm 4) -(1)- (-6) -(1) - (\pm 3) \quad (7.4)$$

$$P(2) \hat{=} (\pm 3) -(2)- (\pm 5) -(2)- (-6) -(2) - (\pm 3) \quad (7.5)$$

$$P(3) \hat{=} (\pm 4) -(3)- (\pm 5) -(3)- (-6) -(3) - (\pm 4). \quad (7.6)$$

$P(1)$ und $P(2)$ sind bezogen auf die imaginären Struktureinheiten (1) und (2) komplementär, und damit ist $W_1 = W_2 = W$. Mit $W_3 = U$ wird (7.2):

$$\Delta u/u - \Delta F/F = 2\Delta W/W + \Delta U/U. \quad (7.8)$$

Bei der metronischen Integration von (7.4) ist zu beachten, dass F von $v = z - 1$ bis $v = z$, u zwischen 0 und einem Festwert u_0 erfolgt, und W zwischen den Potenzialen $V_{\varepsilon,\varepsilon}$ und $V_{r,r}$ (nach (2.52) sowie U zwischen $V_{\varepsilon,\varepsilon}$ und $V_{D,\varepsilon}$ (mit $e_D = \varepsilon_{0\pm} - e_r$) genommen wird. Dann lautet die Integration von (7.4):

$$\begin{aligned} \ln(u/u_0) - \ln [F(z)/F(z-1)] &= 2 \sum_{(\varepsilon\varepsilon)}^{(RR)} \Delta \ln W + \sum_{(\varepsilon\varepsilon)}^{(D\varepsilon)} \Delta \ln U \\ &= 2 \ln (V_{RR}/V_{\varepsilon\varepsilon}) + \ln (V_{D\varepsilon}/V_{\varepsilon\varepsilon}) \end{aligned} \quad (7.8)$$

Der die m_i korrigierende Faktor ist mit (2.52) bis (2.54):

$$u = [F(z)/F(z-1)] u_0 \eta^2(1 - \eta) \quad (7.9)$$

Darin muß die Funktion $F(z)$ metronisch bestimmt werden.^x

Für $F(z)/F(z-1)$ kann in (7.9) wegen (A.5) und (A.11) gesetzt werden:

$$u = u_0 \xi \eta^2(1 - \eta). \quad (7.10)$$

Die Konstante u_0 muß als das arithmetische Mittel der Kopplungskonstanten α_j aufgefaßt werden, die sich auf die Partialstrukturen P_j im Elektron beziehen. Weil bei der Korrelation von P_j mit P_i ($i \neq j$) die gleiche Korrelation auf P_j zurück wirkt, tritt die Summe doppelt auf mit

$$u_0 = 2/3 \sum_{j=1}^3 \alpha_j .$$

Wegen $W_1 - W_2 = W$ ist auch $\alpha_1 = \alpha_2 = a < \alpha$, wenn α der richtige Wert der durch (2.60) approximierten Feinstrukturkonstante ist. P_1 und P_2 werden durch die imaginären Struktureinheiten $\kappa_{(1)}$ und $\kappa_{(2)}$ bedingt. Sie sind schwächer aneinander gekoppelt als die b-Hermetrie an das Ladungsfeld. Die Konstante α_3 hat als stärkste Kopplung einen Wert von $\beta \approx 1$. Somit ist

$$u_0 = 2/3 (\beta + 2a) \quad (7.11)$$

^x Um dem Leser einen Eindruck zu geben, was damit gemeint ist, soll die Ableitung kurz behandelt werden.

Nach den Regeln der Metronenrechnung kann jede Zellenfolge $a_n = \varphi(n)$ als metronische Funktion aufgefaßt werden, die wie folgt definiert ist:

$$\varphi(n) = \varphi(n-1) + \varphi(n-2). \quad (A.1)$$

Daraus folgt: $\varphi(n-2) = \varphi(n) - \varphi(n-1) = \Delta\varphi(n) = \Delta\varphi(n)/\Delta n \quad (A.2)$

und mit $\varphi = \varphi(n)$: $\Delta^2 \varphi = \Delta[\varphi - \varphi(n-1)] = \Delta\varphi - \Delta\varphi(n-1) = \Delta\varphi - \varphi(n-1) + \varphi(n-2) \quad (A.3)$

Mit der Substitution von (A.2) in (A.3) ergibt sich $\Delta^2 \varphi = 3 \Delta\varphi - \varphi \quad (A.4)$

oder als *Selektorgleichung*: $\Delta^2 () - 3 \Delta () + () = 0$.

Für $\varphi(n)/\varphi(n-1) > 1$ existiert ein Grenzwert $\xi > 1$:

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \varphi(n) / \varphi(n-1) = \lim_{n \rightarrow \infty} \varphi(n-1) / \varphi(n-2) = \xi \quad (A.5)$$

Gleichung (A.1) dividiert durch $\varphi(n-1)$ führt auf den Grenzwert

$$\begin{aligned} \xi &= \lim_{n \rightarrow \infty} \varphi(n) / \varphi(n-1) = 1 + \lim_{n \rightarrow \infty} \varphi(n-2) / \varphi(n-1) = \\ &= 1 + [\lim_{n \rightarrow \infty} \varphi(n-1) / \varphi(n-2)]^{-1} = 1 + 1 / \xi \end{aligned} \quad (A.10)$$

bzw. $\xi^2 - \xi = 1$, und mit der Bedingung $\xi > 1$ auf

$$\boxed{\xi = \frac{1}{2} (1 + \sqrt{5})} \quad (A.11)$$

eine Konstante, welche die Fibonacci-Reihen beschreibt.

und mit $a = \alpha/16\pi e$ und der Kürzung

$$f = \beta + \alpha/(8\pi e) \quad (7.12)$$

sowie $m_1 - m_e = u_0 m_1$ ergibt sich eine gegenüber (2.63) **korrigierte Masse des Elektrons**:

$$m_e = m_1(1 - u_0) \quad (7.13)$$

$$m_0 = \frac{4}{cs_0} \sqrt[4]{\pi} \sqrt[3]{3\pi s_0} \gamma \hbar \sqrt{\frac{c\hbar}{3\gamma}} \quad (7.14)$$

$$m_e = \frac{m_0}{\eta^3 \sqrt{\eta}} [1 - 2/3(f\xi\eta^2(1 - \sqrt{\eta}))] \quad (7.15)$$

mit (7.10), (7.11) und (7.12), der mit dem empirischen Wert übereinstimmt.

Die Masse m_0 könnte evtl. als Masse eines Lepto-Neutrinos ν_L und $m_{(0)}$ als die des Bary-Neutrinos interpretiert werden.

Für $N = 1$ werden die Protosimplexkombinationen, welche die Massen der Einheitsstrukturen m_e , m_0 und $m_{(0)}$ bilden, durch die Kombination der ponderablen Trägheit

$$(\pm(1,4))_x, (+7)_x \hat{=} \mu_+ = m_{(0)} - m_0 \quad (7.16)$$

und im Fall der d-Hermetrie noch durch die Kondensationen für das Ladungsfeld gegeben:

$$(\pm(2,3,5))_d, (-6)_d \hat{=} \mu_- = m_e - m_0 \quad (7.17)$$

Die Masse μ_S des Stratonspins, die durch das Konjunktorfeld definiert ist, lautet:

$$\mu_S = m_{(0)} - m_e, \quad (7.18)$$

wobei $m_{(0)} = m_e/\eta$ ein neutrales Komplement zu m_e ist. Damit sind die Partialmassen:

$\begin{aligned} \mu_+ &= 4 \mu \alpha_+ \\ \mu_- &= 4 \mu \alpha_- \\ \mu_S &= (1 - \alpha_-/\alpha_+) \mu_+ \\ \mu &= m_0/4 \end{aligned}$	} (7.19)
--	----------

Mit (7.19) und (7.14) werden die Bestimmungsgleichungen für α_{\pm} :

$$\eta^2(1 + \alpha_+) = \eta(1 + \alpha_-) = \frac{1}{\sqrt[3]{\eta}} \{1 - 2/3[\xi\eta^2(1 - \sqrt{\eta})]\} \quad (7.20)$$

Die elementaren Massen $M(c,d)$ setzen sich aus den Komponenten der $(\pm p)$ und aus dem Anteil des Konjunktorgefüges M_S sowie - im Fall der d-Hermetrie - aus einem Ladungsanteil M_q zusammen:

$$M(c,d) = M_p + M_S + M_q. \quad (7.21)$$

In der Verjüngung der Feldgleichungen (6.6) ist das Matrizenpektrum einem Energiedichtetensor $W_{ik}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ proportional, der einem Materietensor $M_{ik}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ entspricht:

$$W_{ik}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \sim \Delta V M_{ik}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}. \quad (7.22)$$

Das metronische Volumenelement ΔV_s des R_3 ist nicht eindeutig, weil $0 \leq s \leq 3$ Koordinaten metronische Konstanten sein können. Es gibt daher 4 mögliche Volumenelemente, mit $\Delta V = \Delta/\Delta V_s$ und $\Delta V_s = \beta_s \prod_{k=1}^{3-s} \Delta_k$ und $\beta_s = \text{const.}$

Es ist
$$\Delta V M_{ik}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \sim \lambda_{ik}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)} [\lambda_{\mu\nu}^{\kappa\lambda}]_+. \quad (7.23)$$

Die rechte Seite ist ein Tensor der raumzeitlichen Wirkungsichte und beschreibt den Kondensationszustand sowie wegen $\lambda_{ik}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \perp \mathbf{Y}$ den Trägheitszustand einer Kopplungsgruppe $(\pm p)_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$. Das Metronendifferenzial $\Delta V (\lambda_{ik}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)} [\lambda_{\mu\nu}^{\kappa\lambda}]_+) \sim \mu_+ P_{ik}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ ist einem Änderungstensor der Protosimplexladungen $P_{ik}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ proportional. Die Protosimplexladung kann sich immer nur um einen konstanten Wert ändern. Der Änderungstensor bzw. -Selektor, der auf die ganzen Zahlen N einwirkt, setzt sich aus einem Imaginär- und Realteil zusammen:

$$P_{ik}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)} ; N = G_{ik}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)} + i F_{ik}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}. \quad (7.24)$$

Für die ponderablen Terme ist nur der Realteil des Selektors maßgebend, der vom dynamischen Zustand der internen korrelativen Kopplungsstruktur abhängt. Im Zustand des ungestörten dynamischen Gleichgewichts ist der Realteil

$$\Re P_{jk}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)} ; N = A_{ik}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)} = \text{const.} . \quad (7.25)$$

Bei der Basisdynamik einer Wechselwirkung oder beim Zerfall eines Terms in tiefere energetische Niveaus stellt ein imaginärer Anteil $i F_{ik}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ die Änderungen dar. F_{ik} impliziert eine energetische Schwankungsbreite aller ponderablen Terme. Diese Größen sind ein Maß für die Lebensdauern der c- und d-Terme.

Der Realteil von (7.23) ist

$$\Delta V M_{ik}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \sim \Re \Delta (\lambda_{ik}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)} [\lambda_{\mu\nu}^{\kappa\lambda}]_+) \sim \Re \mu_+ P_{ik}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)} = \text{const.} . \quad (7.26)$$

Die Spurbildung liefert:

$$\Delta \Delta V \text{sp} M_{ik}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \sim \mu_+ \text{sp} P_{ik}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}. \quad (7.27)$$

Für das R_3 -Volumenelement ΔV_s existieren wegen $0 \leq s \leq 3$ vier konfigurative Existenzzonen der korrelierenden Kondensatorflüsse (d.h. Protosimplexe) im Raum. Deshalb kann jeweils in einem konfigurativen Bereich über die in ihm definierten Kondensatorsignaturen $\varepsilon = \varepsilon(s)$ summiert werden. Mit natürlichen ganzen Zahlen $N \geq 0$ wird von Tensoren zu metaphorischen Größen in den Zonen s übergegangen, entsprechend

$$\sum_{\varepsilon} M_{ik}^{(\kappa\lambda)}{}_{(\mu\nu)} ; N = M_{s+1} \quad \text{und} \quad \sum_{\varepsilon} P_{ik}^{(\kappa\lambda)}{}_{(\mu\nu)} ; N = P_{s+1} = \text{const} \quad (7.28)$$

Damit wird

$$\Delta\Delta_V M_{s+1} = (\Delta^2/\Delta V_s)M_{s+1} = B_{s+1} \mu_+, \quad (7.29)$$

oder

$$\Delta^2 M_{s+1} = \mu_+ \alpha_{s+1} \prod_{k=1}^{3-s} \Delta_k v_k, \quad (7.30)$$

mit $\alpha_{s+1} = B_{s+1}\beta_s$. Die Integration liefert:

$$\Delta M_{s+1} = \mu_+ \alpha_{s+1} \prod_{k=1}^{3-s} v_k \quad (7.31)$$

(für $s = 3$ ist $\prod_{k=1}^{3-s} v_k = 1$). Wird eine sphärische Symmetrie im R_3 vorausgesetzt, dann ist

$v_k = v_{k+1} = v$ und damit nach metronischer Integration

$$\boxed{M_{s+1} = \mu_+ \alpha_{s+1} S v^{3-s}} \quad (7.32)$$

Nach den Regeln der metronischen Integration folgt für

$$s = 0 : M_1 = \mu_+ \alpha_1 \frac{1}{4} N_{(1)}^2(N_{(1)} + 1)^2, \quad (7.33)$$

$$s = 1 : M_2 = \mu_+ \alpha_2 \frac{1}{6} N_{(2)}(2N_{(2)}^2 + 3N_{(2)} + 1), \quad (7.34)$$

$$s = 2 : M_3 = \mu_+ \alpha_3 \frac{1}{2} N_{(3)}(N_{(3)} + 1), \quad (7.35)$$

$$s = 3 : M_4 = \mu_+ \alpha_4 N_{(4)}. \quad (7.36)$$

Der Trägheitsanteil der Protosimplexe M_P aus M ist demnach:

$$M_P = \sum_{j=1}^4 M_j. \quad (7.37)$$

Diese vierfache Konturierung ist eine fundamentale Eigenschaft aller stratonischen Elementarstrukturen (d.h. c- und d-Hermetrieformen).

Die Stratonmassen $M_S(c,d)$ mit dem Eichfaktor μ_S nach (7.19) müssen einer Funktion F_S proportional sein und wegen (6.19) von den Quantenzahlen P und Q , von der Kopplungszahl k und von der Quantenzahl q des Ladungsfeldes abhängen. Damit folgt (in Weiterführung der j -Zählung):

$$M_S = M_5 = \mu_S F_S(k,P,Q,q) \quad (7.38)$$

und nach (6.19):

$$M_5 = \mu_+ \left(1 - \frac{\alpha_-}{\alpha_+}\right) F_S \quad (7.39)$$

(F_S ist unabhängig von q). Der Masseanteil des Ladungsfeldes ist

$$M_q = M_6 = \mu_- q = \mu_+ q \frac{\alpha_-}{\alpha_+}. \quad (7.40)$$

Damit setzt sich die Gesamtmasse zusammen aus:

$$M(c,d) = \sum_{i=1}^6 M_i := \mu_+ \left[\frac{1}{4} \alpha_1 N_{(1)}^2 (N_{(1)} + 1)^2 + \frac{1}{6} \alpha_2 N_{(2)} (2N_{(2)}^2 + 3N_{(2)} + 1) + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \alpha_3 N_{(3)} (N_{(3)} + 1) + \alpha_4 N_{(4)} + \left(1 - \frac{\alpha_-}{\alpha_+}\right) F_S + q \frac{\alpha_-}{\alpha_+} \right] \quad (7.41)$$

Darin müssen die Zahlenfolgen $N_{(j)}$, α_j und die Spinfunktionen F_S ermittelt werden. $N_{(j)}$ sind Zeitfunktionen, die sich aus ganzzahligen Zeitparametern $n_{(j)}(t)$ und konstanten Quantenzahlen Q_j zusammensetzen: $N_j(t) = n_j(t) + Q_j$. Die $1 \leq j \leq 4$ Folgen werden wahlweise mit 1, 2, 3, 4 oder n, m, p, σ symbolisiert, weil mit diesen Zustände hinsichtlich der Protosimplexbesetzungen in den R_3 -Konturierungen beschrieben werden können. Sind $n = m = p = \sigma = 0$, so handelt es sich um die durch Q_j beschriebenen Grundzustände. Da die Protosimplexladungen N mit Kondensationsstufen $\lambda_{ik}^{(\kappa\lambda)} = N \lambda_0^{(\kappa\lambda)} \perp \mathbf{Y}$ (mit $N \equiv N_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$, wie bisher geschrieben) identisch sind und λ_{kl} immer normal zum jeweiligen Flukton $(-p)_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ bzw. zum Fluktonspin σ verläuft, gibt es für den $(\pm p)$ -Zustand immer zwei Einstellungsmöglichkeiten $(-1)^r = \pm 1$, wenn r eine die metrisch-kombinatorische Verteilung kennzeichnende Strukturquantenzahl ist.

Die Zahl der Kondensationsstufen bzw. der Grundflüsse in einem spezifischen $(\pm p)_x$ sei κ . Jeder Grundfluß L verfügt über einen Flußspin $\sigma_L^{(\kappa\lambda)}$ mit $1 \leq L \leq \kappa$.

Für alle Fluktonen gilt $\sigma_L^{(\kappa\lambda)} \parallel \lambda_0^{(\kappa\lambda)}$, d.h. $\cos(\lambda_0, \sigma_L) = (-1)^L$.

Die Zahl der alternierenden σ_L -Einstellungen $(-1)^L$ im Fall $\lambda_0^{(\kappa\lambda)}$ sei $Z_{(\mu\nu)\kappa}^{(\kappa\lambda)} \equiv Z_\kappa$.

Mit $N = 1$ wäre das Metronendifferenzial der Ordnung κ , das von der Richtung $(-1)^L$ gebildet werden kann:

$$Z_\kappa = |\Delta^k (-1)^L| = 2^\kappa |(-1)^L| = 2^\kappa. \quad (7.42)$$

und für die Gesamtheit alternierender Einstellungen: $Z = 2 Z_\kappa$. Z_κ kann auch als Dichte einer Verteilung Z_V gemäß $Z_\kappa = \Delta_\kappa Z_V$ oder $\Delta Z_V = Z_\kappa \Delta \kappa$ angesehen werden. Das metronische Integral ist:

$$Z_V = \int_{\kappa} \left| \Delta^\kappa (-1)^L \right| \Delta \kappa = \left| \Delta^{\kappa-1} (-1)^L \right| = \frac{1}{2} Z_\kappa |(-1)^L|. \quad (7.43)$$

Die Besetzungen der Grundzustände Q_j werden mit den Ziffern κ : $Z_\kappa = 2^\kappa$, $Z = 2 Z_\kappa$ und $Z_V = \frac{1}{2} Z_\kappa$ bestimmt.

Die R_3 -Konturierung des stratonischen Terms ist durch die Besetzungen mit Protosimplexzahlen $N_{(j)}$ in (7.33) bis (7.36) gegeben:

$$\begin{aligned} G_1 &= \frac{1}{4} N_{(1)}^2 (N_{(1)} + 1)^2, & G_2 &= \frac{1}{6} N_{(2)} (2N_{(2)}^2 + 3N_{(2)} + 1), \\ G_3 &= \frac{1}{2} N_{(3)} (N_{(3)} + 1), & G_4 &= N_{(4)}. \end{aligned} \quad (7.44)$$

Die Protosimplexbesetzungen steigen in $j=1$ kubisch, in $j=2$ quadratisch und in $j=3$ linear an. Damit können Trägheitsdichten η_j definiert werden: $\eta_j = G_j/N_j$. Es ist $\eta_1 \geq \eta_2 \geq \eta_3 \geq \eta_4 = 1$.

Die Konturierung mit $j = 4$ wird als eine **Externzone** aufgefaßt, in welcher durch Potenzen von Korrespondenzen Wechselwirkungen vermittelt werden können. $j = 1$ wird als **Zentralzone** der n-Kontur bezeichnet. $j = 2$ ist die **Internzone** der m-Struktur, und $j = 3$ wird als **Mesozone** der p-Struktur definiert.

Eine ponderable Elementarstruktur besteht in diesem Bild aus einem sehr dichten undurchdringlichen Kern, der umgeben ist von einem Feldbereich, dessen mosaikartige Struktur verschiedene Wechselwirkungen aufweist. Die Mesozone wird als Quellenkontur der Korrespondenzfelder in der Externzone angesehen.

Die **Konfigurationszahl** k ist die Kondensoziffer möglicher elementarer Protosimplexe im gleichen hermetrischen Unterraum. Es sei $r_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ ein Radius des Fluktions $(-p)_{x(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ im R_3 , der das Krümmungsmaß in $|\lambda_{0(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}| = k/\varepsilon_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ um einen ganzzahligen Betrag erhöht. Es ist auch $|\lambda_{0(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}| = \kappa/r_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$, woraus $\kappa = r_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)} k/\varepsilon_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ folgt und mit $r = k\varepsilon$ wiederum $\kappa = k^2$.

$$\text{Das bedeutet:} \quad Z_K = Z_k = 2^{k^2}. \quad (7.45)$$

Somit können die zeitlich konstanten Protosimplexbesetzungen in der **Konfigurationszone** $j=n, m, p, \sigma$ eines stratonischen Terms aus Z_k abgeleitet werden. Die Differenz zwischen Q_p und Z muß als Betrag den Wert 2 haben. Daraus folgt:

$$\begin{aligned} Q_n &= Z - Z_V, \\ Q_m &= Z - 1, \\ Q_p &= Z + 2(-1)^k, \\ Q_\sigma &= Z_k - 1. \end{aligned} \quad (7.46)$$

Die noch zu bestimmenden Faktoren α_j , die in $\mu_j = \mu_+ \alpha_j$ die Besetzungen der Konfigurationszonen durch das Trägheitsmaß ausdrücken, sind auf die Konjunkturstruktur der Protosimplexgefüge zurückzuführen.

Aus (2.61) läßt sich folgende Beziehung herleiten:

$$\left(\frac{\mu f}{M}\right)^4 = \eta_q^4 = 1 + q^4 \left(\frac{a' \varepsilon_{0\pm} R_-}{2\pi\hbar}\right) \sin^2\left(\frac{2Nh}{a' q^2 \varepsilon_{0\pm}^2 R_-}\right) \quad (7.47)$$

mit den Kürzungen $f = \sqrt[4]{2n} / \sqrt{2n-1}$, $\mu = \sqrt{\frac{ch}{\gamma}}$ und $a' = (2/3 \pi^2 a)^2$.

Darin ist $\varepsilon_{0\pm}$ aus (2.43) gesetzt, das jedoch um eine Differenz $\Delta\varepsilon_{0\pm} = \varepsilon'_{0\pm} - \varepsilon_{0\pm} > 0$ kleiner ist als das nach außen wirksam werdende Ladungsfeld $\varepsilon'_{0\pm}$. Wegen der 4. Potenz im Massenverhältnis (7.47) wird auch das Ladungsfeld in der 4. Potenz wirksam. Also ist $\Delta(\varepsilon_{0\pm}^4) = (\varepsilon_{0\pm}'/\varepsilon_{0\pm})^4 - 1$ zu setzen. Ist $L=L(R_3)$ die Anzahl der Dimensionen kondensierender Vorgänge, dann wird die Basisquantenzahl $k = L \Delta\varepsilon_{0\pm}^4 = 4 \Delta\varepsilon_{0\pm}^4$ und damit:

$$\varepsilon_{0\pm}' = \varepsilon_{0\pm} \sqrt[4]{1 + k/4} = \pm \frac{3}{\pi^2} \sqrt{\frac{\hbar}{R_-}} \sqrt[4]{1 + k/4}. \quad (7.48)$$

Diese Beziehung eingesetzt in (7.47) ergibt im Fall der Extremalforderung, für die $\sin^2(\) = 1$ zu setzen ist:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\mu f}{M}\right)^4 &= 1 + q^4 \left(\frac{a' \varepsilon_{0\pm}^2 R_-}{2\pi h} \sqrt{1+k/4}\right)^2 = \\ &= 1 + q^4 \left(\frac{a^2}{\pi^2} \sqrt{1+k/4}\right)^2 = 1 + \left(\frac{q}{4}\right)^4 (4+k), \end{aligned} \quad (7.49)$$

wobei $a = \sqrt{2}$ gesetzt wurde. Für eine Protosimplexmasse M innerhalb der internen Struktur eines Ladungsfeldes ergibt sich:

$$M = \mu \pi f [\pi^4 + q^4(4+k)]^{-1/4} \quad (7.50)$$

und bei Einführung des Faktors η_{kq}

$$\boxed{\eta_{kq} = \sqrt[4]{\frac{\pi^4}{\pi^4 + q^4(4+k)}}} \quad (7.51)$$

ist $M = \mu f \eta_{kq}$. (7.52)

Für $q=0$ ist $\eta_{0k}=1$. Bei $k=0$ geht $\eta_{q0}=\eta_q$ in den das externe Ladungsfeld beschreibenden Faktor (2.48) über. η_{kq} bestimmt die konfigurativ-metrische Innenstruktur der betreffenden stratonischen Hermetrieform. Analog zur Herleitung von (2.59) können die internen Ladungsfeldkomponenten für das reduzierte Feld angegeben werden durch:

$$e_p = \varepsilon_{0\pm} \sqrt{\eta_{kq}}, \quad (7.53)$$

$$\varepsilon_{\omega} = \frac{1}{2} (\varepsilon_{0\pm} + e_p) = \frac{1}{2} \varepsilon_{0\pm} (1 + \sqrt{\eta_{kq}}), \quad (7.54)$$

$$\varepsilon_{\delta} = \varepsilon_{0\pm} - e_p = \varepsilon_{0\pm} (1 - \sqrt{\eta_{kq}}). \quad (7.55)$$

In Analogie zum meßbaren Externfeld e_{\pm} müßte im Korrelationszentrum ein Feld e_c erscheinen:

$$e_c = \varepsilon_{0\pm} \sqrt{\mathcal{G}_{qk}/8} \quad (7.56)$$

mit

$$\boxed{\mathcal{G}_{qk} = 5\eta_{qk} + 2\sqrt{\eta_{qk}} + 1} \quad (7.57)$$

8. Feinstrukturkonstante und das elektromagnetische Feld

Bisher ist untersucht worden, wie die Erscheinungen der Welt aufgrund der Dynamik einer metronisierten Geometrie prinzipiell zustande kommen. Infolge der Existenz von drei reellen Koordinaten des R_6 entstehen statische Felder, die an Partikel gekoppelt sind. Partikel werden aus Systemen von dynamischen Strukturprozessen gebildet, welche aufgrund der reellen und weiterer drei imaginären Koordinaten des R_6 entstehen, wobei die imaginären periodischen Austauschprozesse von Maxima und Minima der Deformation der lokalen metronischen Gitter in den Unterräumen des R_6 bewirken und strukturelle Flüsse bilden, die sich zu Flußsystemen zusammenfassen lassen.

Solche Austauschprozesse finden überall im materiefreien Kontinuum statt, seit die Metronengröße vor einigen 10^{18} Jahren klein genug geworden war, um hinreichend große Abweichung vom pseudo-euklidischen Gitter hervorzubringen, und korrespondieren mit „Vakuumschwankungen“. (Durch die Evolution der Metronenanzahl wird das kosmologische Prinzip verletzt). Bei komplexen Systemen, bei denen nach verschiedenen korrelativen Austauschvorgängen immer wieder ein Ausgangszustand eingestellt wird, bleibt ein solches strukturelles Flußsystem mindestens eine Zeit lang stabil und besitzt einen Spin, der sich orthogonal zur kosmologischen Expansionsgeschwindigkeit einzustellen versucht und daher Trägheit zeigt. Bei Flußsystemen, die nicht wieder einen definierten Anfangszustand einnehmen, bilden sich aufgrund der kurzen Existenz der Partialflüsse keine Trägheit aus. Diese Strukturodynamik korrespondiert mit virtuellen Energien, die nicht observabel sind. Es existieren nur wenige Flußsysteme (Protosimplexe), die sich als gekoppelte Strukturen über Konjunktive zu zeitlich stabilen Gebilden zusammenfügen und observabel in Erscheinung treten.

Sind sämtliche solcher Strukturkomplexe bekannt und über ihre Trägheitsstrukturen auch deren Massen, dann lassen sich auch Wechselwirkungen zwischen ihnen geometrisch verstehen. Als einfachsten Fall behandelt Heim zunächst das aus Elektron und Proton zusammengesetzte Wasserstoffatom und leitet daraus die Feinstrukturkonstante her. Auch die geometrischen Ursachen für das elektromagnetische Feld lassen sich aus den Feldgleichungen für den Mikrobereich herleiten, wenn in den Makrobereich approximiert wird.

1. Da in (2.59) die Innenstruktur der d-Terme in der Herleitung der Ladung nicht berücksichtigt wurde, ergab sich eine Abweichung für $(e^-)^2 \sim \alpha'$ vom empirischen Wert für α . Es wurde davon ausgegangen, dass sich die Innenstrukturen des Elektrons und des Protons im Wasserstoffatom nicht ändern, wenn das Elektron e^- als Folge der elektromagnetischen Wechselwirkung bzw. Korrespondenz in der K-Schale des Protonenfeldes als s-Term gebunden wird. Die Korrespondenz ändert die Protosimplexbesetzungen der internen Zonen von e^- und p nicht. Doch die R_3 - Strukturierung dieser Besetzungen des jeweiligen Stratoms von e^- und p ändern sich offenbar in der Weise, dass $\alpha' \neq \alpha$ wird.

Die Ladung e^- wird auf $\varepsilon = +1$ bezogen. Der Ladungszustand des Protons e^+ wird durch $\varepsilon = -1$ gedeutet. Daher wird angenommen, dass die die Ladungen e^- im Elektron und e^+ im Proton bestimmenden Protosimplexkorrelationen sich zueinander wie $\varepsilon = +1$ und $\varepsilon = -1$ verhalten. Dabei bleiben das Elektron und das Proton durch die zeitlich stabilen invarianten Grundmuster $(+(127))(\pm(345))(-6)$ erhalten. Die Partialstruktur des Elektrons wird durch

$$(+ (127))_e^+ (\pm (34))_e^+ \quad \text{und} \quad (\pm (5))_e^+ (-6)_e^+$$

beschrieben, die des Protons und seines Ladungsfeldes (einer Anti-Elektronladung) durch

$$(+ (127))_p^+ (\pm (34))_p^+ \quad \text{und} \quad (\pm (5))_e^- (-6)_e^-$$

Die Wechselwirkung erfolgt über (± 3) zeitartig, weil (± 5) über (-6) die Quellenstruktur von (± 3) ist. Außerhalb des H-Atoms mit dem Volumen $4/3 \pi r_H^3$ sind die Strukturen (± 5) (-6) (± 3) irrelevant. Deswegen ist die wechselseitige Korrespondenz zwischen e^- und p ein dynamisch stabiles Korrespondenzgefüge:

$$[+(127))_e (\pm 4))_e] \quad - (2) - \quad [(\pm 4))_p (+ (127))_p].$$

Die Korrespondenzen können aus den Potenzialen interner Ladungsfeldkomponenten ε_ρ , ε_ω , ε_δ und dem nichtreduzierten Ladungsfeld $\varepsilon_{0\pm}$ verstanden werden.

Wenn der Index y für ρ , ω und δ steht, soll $V'(y, \varepsilon)$ das interne Potenzial zwischen e_y und $\varepsilon_{0\pm}$ für $k = 1$ bedeuten. $V''(y, \varepsilon)$ sei entsprechend das Potenzial von p für $k = 2$. Dann werden die Anteile der Internpotenziale $\varphi(y)$ gegenüber den ungeänderten im H-System (e^-, p), wenn ΔV das metronische Differential von V bedeutet, beschrieben durch^{xi}

$$\varphi(y) = \frac{\Delta V'(y, \varepsilon)}{V'(y, \varepsilon)} + \frac{\Delta V''(y, \varepsilon)}{V''(y, \varepsilon)}, \quad f \varphi(\rho) + \varphi(\omega) = \varphi(\delta) \quad (8.1)$$

Der Faktor f im ersten Summanden in (8.1) wird folgendermaßen begründet: Durch das externe reduzierte Ladungsfeld $e_r = \varepsilon_\pm \sqrt{\eta}$ des Protons und des Elektrons im Wasserstoff-Atom wird die Deformation der metronische Zellenstruktur des Raumes verursacht, was durch eine vektorielle Funktion $\varphi(n)$ der Metronenziffer n beschrieben wird. Wenn \mathbf{p} ein um $\Delta\varphi$ veränderter Feldvektor $\mathbf{p} \parallel \varphi$ ist: $\mathbf{p} = \varphi - \Delta\varphi$, dann kann angenommen werden, dass zwei weitere Vektorfelder \mathbf{f} und \mathbf{X} existieren, für die $\mathbf{O}(\mathbf{f}, \varphi) = \gamma$, $\mathbf{O}(\mathbf{X}, \mathbf{f}) = \pi/2 - \gamma$ und $\mathbf{X} \perp \mathbf{p}$ gilt. γ ist ein Höhenwinkel in Bezug auf die Niveaulächen der Feldstruktur des deformierten Zellenraumes. Angenommen \mathbf{f} und φ seien hinsichtlich γ konstant. Dann sind die metronischen Differentiale $\Delta_\gamma \mathbf{f} = 0$ und $\Delta_\gamma \varphi = 0$, jedoch $\Delta_\gamma \mathbf{X} \neq 0$. Dann kann der Zusammenhang

$$\mathbf{p} \times \Delta_\gamma \mathbf{X} = \mathbf{f} \times \varphi \quad (8.2)$$

konzipiert werden. Andererseits muß es eine Funktion \mathbf{Z} geben, die mit dem Potenzial V , das zwischen der dem reduzierten äußeren Potenzial $V_{\varepsilon\varepsilon}$ und dem im Abstand r vorhandenen Potenzial V_r (zwischen Elektron und Proton) liegt, im Zusammenhang $V\Delta Z = Z\Delta V$ steht. Die Integration wird zwischen den Grenzen $X_0 < X < X_1$, $Z_0 < Z < Z_1$ und $V_{\varepsilon\varepsilon} < V < V_r$ vorgenommen. Aus (8.2) ergibt sich der Betrag:

$$p \Delta_\gamma X = f \varphi(n) \sin \gamma, \quad (8.3)$$

oder wegen $p = \varphi - \Delta\varphi = \varphi(n - 1)$:

$$\Delta_\gamma X = f \frac{\varphi(n)}{\varphi(n - 1)} \sin \gamma. \quad (8.4)$$

Die Näherung für große Metronenziffern $n \rightarrow \infty$ ergibt für φ den Grenzwert:

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{\varphi(n)}{\varphi(n - 1)} = \xi \quad (8.5)$$

mit $\xi = \frac{1}{2}(1 + \sqrt{5})$ nach A5 bis A11, folgt für (8.4):

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \Delta_\gamma X = dX / dy = f \xi \sin \gamma. \quad (8.6)$$

^{xi} Im Band 2 (Heim 1984) wurde die metronische Zellenstruktur des durch die Felder deformierten R_3 noch nicht berücksichtigt, d.h. der Faktor f fehlt im Produkt $f\varphi(\rho)$ in (8.1). Die oben korrigierte Darstellung wird im Anhang der 2. Auflage von Band 1 (Heim 1989) geliefert.

Die Integration liefert:

$$X_1 = f\xi \int_0^\pi \sin \gamma d\gamma = 2f\xi. \quad (8.7)$$

Im Grenzprozeß gilt: $\lim_{n \rightarrow \infty} \Delta Z / \Delta V = Z/V$ und nach

$$\int_{Z_0}^{Z_1} d \ln Z = \int_{V_{\varepsilon\varepsilon}}^{V_{\pi}} d \ln V \quad (8.8)$$

gilt: $Z_1/Z_0 = V_{\pi}/V_{\varepsilon\varepsilon}$.

Mit der Distanz y ist $V_{\varepsilon\varepsilon} = (1/4\pi\varepsilon_0)(1/y) \varepsilon_{\pm}^2$ und $V_{\pi} = (1/4\pi\varepsilon_0)(1/y) e_r' e_r''$ mit $e_r' = \varepsilon_- \sqrt{\eta}$ für das Elektron und $e_r'' = \varepsilon_+ \sqrt{\eta}$ für das Proton. Weil immer $Z_0=1$ gesetzt werden darf, wird:

$$Z_1/Z_0 = e_r' e_r'' / \varepsilon_{\pm}^2 = -\eta = Z_1. \quad (8.9)$$

Da Z_1 die phänomenologische Auswirkung von X_1 ist, kann $X_1=Z_1$ gesetzt werden. Daher ist $2\xi f = -\eta$. Damit kann der heuristische Ansatz in der Form (8.1) geschrieben werden:

$$-f \varphi(\rho) = \varphi(\delta) - \varphi(\omega),$$

was mit dem Variieren der Potenzialverhältnisse eingesetzt liefert:

$$-f \left(\frac{\partial V'(\varepsilon\rho)}{V'(\varepsilon\rho)} + \frac{\partial V''(\varepsilon\rho)}{V''(\varepsilon\rho)} \right) = \frac{\partial V'(\delta)}{V'(\delta)} - \frac{\partial V''(\omega)}{V''(\omega)} + \frac{\partial V''(\delta)}{V''(\delta)} - \frac{\partial V'(\omega)}{V'(\omega)}. \quad (8.10)$$

Das führt nach metronischer Integration mit der Integrationskonstanten $\ln A = \text{const}$ auf:

$$-f \ln V'_{\rho} - f \ln V''_{\rho} + 2 \ln V_{\varepsilon\varepsilon} + \ln A = \ln V'_{\varepsilon\delta} - \ln V''_{\varepsilon\omega} + \ln V''_{\varepsilon\varepsilon} - \ln V'_{\varepsilon\omega} \quad (8.12)$$

Einsetzen von $f(r)V_{(\cdot)(\cdot)} \sim e_{(\cdot)} e_{(\cdot)}$ mit den inneren Ladungsfeldkomponenten nach (7.35) bis (7.55) ergibt nach der Potenzierung für $k = 1$ bzw. 2:

$$A = 4 \sqrt{\eta_{11}}^f \sqrt{\eta_{12}}^f \left(\frac{1 - \sqrt{\eta_{11}}}{1 + \sqrt{\eta_{12}}} \right) \left(\frac{1 - \sqrt{\eta_{12}}}{1 + \sqrt{\eta_{11}}} \right) \quad (8.13)$$

oder mit $s = f/2$ und $k = 1, 2$:

$$A = 4 A_1 A_2, \quad A_k = \left(\frac{1 - \sqrt{\eta_{1k}}}{1 + \sqrt{\eta_{1k}}} \right) \eta_{1k}^s, \quad s = -1/4 \eta/\xi \quad (8.14)$$

Die durch η_{11} oder η_{12} gekennzeichneten Innenstrukturierungen der mit $q = 1$ geladenen d-Terme sind mit dem externen Feld durch Wechselwirkung verknüpft:

$$V f(y) 4 \pi \varepsilon_0 = e_+ e_- = -e \cdot e^2 \quad (8.15)$$

Die kinetische Energie des (e^-, p) -Systems sei E , seine potenzielle Energie X . Wegen der Energieerhaltung muß die Änderung

$$d(E + X) = 0 \quad (8.16)$$

sein. Die potenzielle Energie X muß zwischen einer durch die Wechselwirkungen der Ladungsfelder erzeugten Energie W und einer maximalen V liegen. Wird für $W \sim A_1 A_2 V$ oder $W = C V$ mit $C = C(\eta_{11}, \eta_{12})$ gesetzt, dann folgt aus (8.6):

$$-E_k = \int_W^V dX = V - W = V(1 - C). \quad (8.17)$$

Für den Abstand zwischen e^- und p kann $f(y) = y$ geschrieben werden. Mit (8.15) gilt:

$$e^2(1 - C) = 4 \pi \varepsilon_0 y E_k. \quad (8.18)$$

Ist die nicht zu vernachlässigende Geschwindigkeit des sich mit $v = v_H < c$ auf der K -Schale des p -Feldes bewegenden Elektrons, das als Korpuskel aufgefaßt wird, dann bestimmt $v_H = c \alpha$ die gesuchte Konstante der Kopplung. Ist $s_H = 2\pi r_H$ die Länge eines Schalenmeridians, der durch die relativistische Bewegung auf $s = 2\pi y < s_H$ verkürzt erscheint, so ist $s = s_H \sqrt{1 - \alpha^2}$ bzw. $y = r_H \sqrt{1 - \alpha^2}$.

Mit dem Impuls mv_H des Elektrons ist $E_k = m v_H c = \alpha m c^2$. In (8.18) eingesetzt ergibt dies:

$$e^2(1 - C) = 4 \pi \varepsilon_0 r_H \alpha \sqrt{1 - \alpha^2} m c^2 \quad (8.19)$$

und mit $m c^2 = h v_H = ch/\lambda_H = ch/(2\pi r_H)$ und $R_- = 1/\varepsilon_0 c$ folgt:

$$e^2(1 - C) = 4 \pi \alpha \sqrt{1 - \alpha^2} \hbar / R_- \quad (8.20)$$

Substituiert mit (2.59) ergibt sich:

$$\alpha \sqrt{1 - \alpha^2} = \frac{9g}{(2\pi)^5} (1 - C) \quad (8.21)$$

Gegenüber (2.60) ist C der Korrekturbeitrag. Weil $A_1 A_2 \ll 1$ die strukturelle Abweichung der Ladungsfelder von e^- und p im Fall der Korrespondenz zum H -Atom durch interne Ladungsfeldkomponenten beschreibt, darf näherungsweise $C \approx A_1 A_2$ gesetzt werden. Die **Sommerfeld-Feinstrukturkonstante** α_{\pm}^2 ist mit (8.14):

$$\alpha_{\pm}^2 = B (1 \pm \sqrt{1 - 2/B})$$

$$\text{mit } B = \frac{1}{2} \left[\frac{(2\pi)^5}{9g} \right]^2 (1 - A_1 A_2)^{-2} \quad (8.22)$$

Numerisch ergeben sich für den positiven und für den negativen Zweig die reziproken Werte:

$$\alpha_{(+)}^{-1} = 137,0359895$$

$$\alpha_{(-)}^{-1} = 1,000026627 \quad (8.23)$$

Der empirischen Wert für $\alpha_{(+)}^{-1}$ wird von der Particle Data Group CERN 2002 mit 137,03599976(50) angegeben.. Der negative Zweig stellt eine sehr starke Kopplung dar, welche wahrscheinlich die internen Korrelationen zwischen den quasikorpuskulären Bereichen

wiedergibt. (Eine noch weiter korrigierte Formel für die Feinstrukturkonstante gibt Heim in seiner Massenformel 1989, wofür die theoretische Entwicklung nicht angegeben und noch aus den Unterlagen aufgefunden werden muß.)

2. Bei hoher Dichte und Temperatur kann die (p, e^-) -Korrespondenz im Wasserstoffatom unter den Radius r_H der K-Schale gebracht werden, so dass p und e^- die exponentiellen Nahwirkungsfelder der (-7) (nach 4.24) tangieren, so dass die Wechselwirkung auch über die (± 4) läuft. Es kommt zu einer etwas stärkeren als der elektromagnetischen Wechselwirkung, die als *Ladungsfeld-Korrespondenz* erscheint. Denn die enantiostereoisomeren Partialstrukturen (± 5) und (-6) der Ladungsfelder $e_+(p)$ und $e_-(e^-)$ mit ihren (± 3) des elektromagnetischen Austausches zweier b-Hermetriefformen kommen hier zur Kompensation, während die Korrespondenzen durch $-(\hat{1}, \hat{2}, \hat{3})$ gekennzeichnet wird. Der aufzuwendende Energiebetrag sei E . Dann wird der Übergang von der elektromagnetischen Korrespondenz zur Ladungsfeld-Korrespondenz beschrieben durch:

$$\begin{aligned} & [+(127))_p(\pm 4)_p](\pm 5)_e^-(-6)_e^-(\pm 3) - (\hat{2}) - (\pm 3)(-6)_e^+(\pm 5)_e^+[(\pm 4)_e^+(127))_e] + E \rightarrow \\ & \rightarrow [+(127))_p](\pm 4)_p - (\hat{1}, \hat{2}, \hat{3}) - (\pm 4)_e^+[(127))_e] . \end{aligned} \quad (8.24)$$

Diese Beziehung entspricht dem Übergang zum Neutron $(p, e^-) \rightarrow n$. Da die Quantenzahlen invariant bleiben müssen muß noch ein „Feldkatalysator“ beteiligt sein, der diese Invarianz sicher stellt. Der Struktur des Neutrons entspricht die Ladungsfeld-Korrespondenz; das Wasserstoffatom wird durch die elektromagnetische Korrespondenz (p, e^-) zusammengehalten.

Wegen der Eichinvarianz in korrelierenden Flußaggregaten $(-p)$ und deren Fehlen in Schirmfeldern, tritt bei Neutronen und beim H-Atom nur $(+127))$ im äußeren R_3 auf. Die elektromagnetische Korrespondenz der Z -fach negativen Elektronenhülle Ze^- mit der Ladung Ze^+ des aus Z Protonen strukturierten Nuklids eines beliebigen Atoms, läßt im äußeren Raum nur eine Superposition subnuklearer Schirmfeldtriaten $(+127))$ erscheinen. Die im R_3 entsprechende R_6 -Struktur wird von $(+1)$ in x_5 und x_6 , sowie $(+7)$ im R_3 und im Zeitfeld x_4 bestimmt. Die Projektion von $(+1)$ auf $(+7)$ erscheint dann im R_3 als Gravitationsfeld, das bei starker Annäherung in das exponential ansteigende Nahwirkungsfeld von $(+7)$ übergeht.

Elektromagnetische Prozesse werden von der b-Hermetrie bestimmt. Das elektrische Feld kann nur ein Schirmfeld sein, d.h. die Basis- und die Kontrasignatur dieser Kondensoren sind gleich. Die Schirmfelder werden dargestellt durch $\begin{bmatrix} \hat{a}b \\ ab \end{bmatrix} \equiv [ab]$.

Für $(+127))$ gelten die Entsprechungen $(+1) \equiv [1]$, $(+2) \equiv [2]$ und $(+7) \equiv [3]$, wobei z.B.

$[1] \equiv \begin{bmatrix} \hat{1}1 \\ 11 \end{bmatrix}$ bedeutet. Das Kompositionsgesetz für $(+127))$ lautet: $\begin{bmatrix} \hat{1} \\ \hat{1} \end{bmatrix} = [1]+[2]+[3]$, weil im Fall der Schirmfelder immer $Q_{k(bb)}^i = 0$ ist.

Wenn die materielle Struktur nicht in einem Bezugssystem C_0 ruht, sondern mit $v = \text{const}$ relativ zu C_0 bewegt wird, dann kann auf das neue Bezugssystem C_v bezogen diese Bewegung als imaginäre Drehung gegen x_4 aufgefaßt werden. Kommt es in $\begin{bmatrix} \hat{1} \\ \hat{1} \end{bmatrix}$ zu einer solchen Drehung der Partialstrukturen $[1]$, $[3]$ gegen die Struktur $[2]$, 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 dagegen die Materie beschleunigt, so muß $(+\bar{3}) \rightarrow (+3)$ als reale

Feldstruktur auch im beschleunigten System der Materie auftreten. Bei diesem Schirmfeld (+3) $\equiv [1\ 2]$ kann es sich nur um einen Komponententyp des statischen Feldes der b-Hermetrie handeln, welcher keine Energie übertragen kann. In das Kompositionsfeld ist zu ergänzen auf die Form:

$$[\hat{\quad}] = [1] + [2] + [3] + [1\ 2], \quad (8.25)$$

wobei $[1\ 2] \equiv (+3)$ hier als Summe der beiden möglichen Schirmfelder verstanden werden muß: $[\hat{\begin{smallmatrix} 12 \\ 12 \end{smallmatrix}}]_+ + [\hat{\begin{smallmatrix} 21 \\ 21 \end{smallmatrix}}]_+ \equiv [1\ 2]$ (wegen der Entsprechung zu (+3)).

Um diese durch $\dot{\nu} \neq 0$ induzierte Struktur $[12]$ zu untersuchen, muß die Fundamentalbeziehung (3.20) verwendet werden. Da für Schirmfelder keine Korrelationstensoren $Q_{(\mu\nu)}^{(\kappa\lambda)}$ existieren, vereinfacht sich (3.20). Wird außerdem die Indizierung, welche die beiden Komponenten in $[1\ 2]$ kennzeichnen, einheitlich mit $(ab \equiv (12))$ oder $(ab \equiv (21))$ angegeben, so gilt im ersten Gültigkeitsbereich (mit kleiner Metronenanzahl n) mit (3.20):

$$K_{(ab)}^{(ab)} + D_{(ab)}^{(ab)} \cdot \left[\begin{smallmatrix} ab \\ -+ \\ ab \end{smallmatrix} \right]_+ = \bar{\lambda}_{(ab)}^{(ab)} \times \left[\begin{smallmatrix} ab \\ -+ \\ ab \end{smallmatrix} \right]_+. \quad (8.26)$$

Für die Komponenten der Kondensatorwirkungen in (+3) werden die folgenden metronischen Funktionen eingeführt:

$$\left[\begin{smallmatrix} i \\ km \end{smallmatrix} \right]_{(12)}^{(12)}; n = G_{km}^i \quad \text{und} \quad \left[\begin{smallmatrix} i \\ km \end{smallmatrix} \right]_{(21)}^{(21)}; n = H_{km}^i,$$

sowie

$$\bar{\lambda}_{(12)}^{(12)} = \bar{\lambda}^{(1)}, \quad \bar{\lambda}_{(21)}^{(21)} = \bar{\lambda}^{(2)}, \quad D_{(12)}^{(12)} = D^{(1)} \quad \text{und} \quad D_{(21)}^{(21)} = D^{(2)}. \quad (8.27)$$

Wird in den 2. Gültigkeitsbereich übergegangen und anstelle der Metronendifferentiation Δ_m die gewöhnliche, mit $\partial_m = \partial/\partial x_m$, verwendet, dann wird die Komponentendarstellung für (8.26):

$$\partial_m G_{kp}^i - \partial_p G_{sm}^i + G_{sm}^i G_{kp}^s - G_{sp}^i G_{km}^s + D_p^{(1)} G_{km}^i = \lambda_p^{(1)} G_{km}^i \quad (8.28)$$

$$\partial_m H_{kp}^i - \partial_p H_{sm}^i + H_{sm}^i H_{kp}^s - H_{sp}^i H_{km}^s + D_p^{(2)} H_{km}^i = \lambda_p^{(2)} H_{km}^i. \quad (8.29)$$

Bildung der Matrixenspur in $i = k$ und mit den Vektorfeldern

$$\varphi_m^{(1)} = G_{km}^k \quad \text{und} \quad \varphi_m^{(2)} = H_{km}^k \quad (8.30)$$

liefert wegen

$$G_{sm}^k G_{kp}^s - G_{sp}^k G_{km}^s = H_{sm}^k H_{kp}^s - H_{sp}^k H_{km}^s = 0 \quad (8.31)$$

als Folge des Summationsprozesses für $b = 1$ bzw. $b = 2$:

$$\partial_m \varphi_p^{(b)} - \partial_p \varphi_m^{(b)} = \lambda_p^{(b)} \varphi_m^{(b)} - D_p^{(b)} \varphi_m^{(b)}. \quad (8.32)$$

Die Summe $\varphi_m = \varphi_m^{(1)} + \varphi_m^{(2)}$ entspricht der induzierten Kombination [1 2], bzw. (+3). Der Einfluß der Triade (+127), also [1], [2] und [3] ist in den Tensoren $D_m^{(b)}$ enthalten. Die Summation der beiden Differentiale für $b = 1$ und $b = 2$ liefert:

$$\partial_m \varphi_p - \partial_p \varphi_m = \lambda_p^{(1)} \varphi_m^{(1)} - \lambda_p^{(2)} \varphi_m^{(2)} - D_p^{(1)} \varphi_m^{(1)} - D_p^{(2)} \varphi_m^{(2)}. \quad (8.33)$$

Wegen der geforderten zeitlich stationären Eigenschaften des betrachteten Systems (+127) und der (+3)-Induktion als [1 2] muß φ_m eine Funktion des R_3 sein, so dass für alle $p \geq 4$ gilt: $\partial_m \varphi_p = 0$, $\varphi_p = \text{const}(R_3)$ und $\partial_k \varphi_p = 0$ für $k \leq 3$. Damit werden die $\partial_i \varphi_k - \partial_k \varphi_i$ der R_3 -Koordinaten zu den rot-Komponenten des R_3 -Feldes $\boldsymbol{\varphi}$, während

$$D_i^{(1)} \varphi_m^{(1)} + D_i^{(2)} \varphi_m^{(2)} = F_{ik} = -F_{ki} \quad (8.34)$$

zu einem antisymmetrischen R_3 Tensor wird. Es gilt entsprechend:

$$\lambda_i^{(b)} \varphi_k^{(b)} = (\boldsymbol{\lambda}^{(b)} \times \boldsymbol{\varphi}^{(b)}) \quad (8.35)$$

und daraus folgt:

$$\text{rot } \boldsymbol{\varphi} = (\boldsymbol{\lambda}^{(1)} \times \boldsymbol{\varphi}^{(1)}) + (\boldsymbol{\lambda}^{(2)} \times \boldsymbol{\varphi}^{(2)}) - \mathbf{F}. \quad (8.36)$$

Im dritten Gültigkeitsbereich geht $n \rightarrow \infty$ und die diskreten Stufen $\boldsymbol{\lambda}^{(b)}$ von [12] gehen in diesem Bereich in ein kontinuierliches Vektorfeld $\boldsymbol{\Lambda}$ über. Wird für \mathbf{F} das Vektorprodukt aus \mathbf{f} und \mathbf{w} gesetzt, mit $f_i = \mathbf{e}_i \partial / \partial x_i$ und $w_k = A_k$:

$$\boldsymbol{\lambda}^{(1)} \times \boldsymbol{\varphi}^{(1)} + \boldsymbol{\lambda}^{(2)} \times \boldsymbol{\varphi}^{(2)} - \mathbf{F} \rightarrow \boldsymbol{\Lambda} \times \mathbf{u} - \mathbf{f} \times \mathbf{w}, \quad (8.37)$$

so wird im 4. Gültigkeitsbereich das Korrespondenzprinzip zum Feldkontinuum wirksam, wo sich die polaren makroskopischen Vektorfelder als ein einziges zeigen:

$$\boldsymbol{\Lambda} \times \mathbf{u} - \mathbf{f} \times \mathbf{w} \rightarrow \mathbf{x} \times \mathbf{y}, \quad (8.38)$$

in dem nur ein vereinfachtes Vektorprodukt erscheint:

$$\mathbf{x} \times \mathbf{y} = \lim_{n \rightarrow \infty} \text{rot } \boldsymbol{\varphi} = \text{rot } \lim_{n \rightarrow \infty} \boldsymbol{\varphi}. \quad (8.39)$$

$\boldsymbol{\varphi} = \boldsymbol{\varphi}^{(1)} + \boldsymbol{\varphi}^{(2)}$ kann auch auf (+2) und (+17) der Triade (+127) bezogen werden, weil die R_3 -Projektion des (+1) in das stratonische Nahwirkungsfeld (+7) übergeht. Das bedeutet, dass beide Grenzwerte in (8.39) Vektorfelder im R_3 sind, die in den Formen

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \boldsymbol{\varphi}^{(1)} = \mathbf{C} \quad \text{und} \quad \lim_{n \rightarrow \infty} \boldsymbol{\varphi}^{(2)} = \mathbf{g} \quad (8.40)$$

solche Komponenten der a- und b-Hermetrie sind, die keine Energie übertragen können. Aus (8.39) und (8.40) wird dann

$$\text{rot } (\mathbf{C} + \mathbf{g}) = \mathbf{x} \times \mathbf{y}. \quad (8.41)$$

Aus der Empirie ergibt sich, dass \mathbf{C} der Komponente der magnetischen Feldstärke \mathbf{H} proportional ist. Entsprechend sollte \mathbf{g} einem Orthogonaltrajektorienfeld der

Gravitationsfeldstärke \mathbf{G} , von Heim als *Mesofeld* $\boldsymbol{\mu}$ bezeichnet, proportional sein. Für das magnetische Feld gilt die Beziehung:

$$\text{rot } \mathbf{C} \sim \varepsilon_0 \partial/\partial t \mathbf{E} + \rho \mathbf{v}, \quad (8.42)$$

worin ε_0 die Influenzkonstante, \mathbf{E} die elektrische Feldstärke, \mathbf{v} die Geschwindigkeit der bewegten Ladung und ρ die elektrische Ladungsdichte sind. Unter der Annahme, dass $\boldsymbol{\mu}$ und \mathbf{H} in keinem Zusammenhang stehen, setzt Heim formal eine entsprechende Beziehung für $\boldsymbol{\mu}$ an, wobei σ die Massendichte und \mathbf{G} die Gravitationsfeldstärke bezeichnen:

$$\text{rot } \boldsymbol{\mu} \sim \alpha \partial/\partial t \mathbf{G} + \sigma \mathbf{v}. \quad (8.43)$$

α ist eine neue Naturkonstante, die bestimmt werden muß.

Im Falle der zeitlichen Stationarität sind $\partial/\partial t \mathbf{E} = \partial/\partial t \mathbf{G} = 0$, während $|\mathbf{v}| = \text{const}$ hinsichtlich t nur die Richtung ändert. Da in (8.41) die Vektorfelder als physikalische Größen gleiche Dimensionierungen haben müssen, werden aus den Proportionalitäten: $\mathbf{C} = \mathbf{H} \sqrt{\mu_0}$ und $\mathbf{g} = \boldsymbol{\mu} \sqrt{\beta}$, wobei β eine noch zu bestimmende Naturkonstante ist, die im Ausbreitungsgesetz für Gravitationsstörungen auftritt:

$$\text{div grad } \mathbf{p} + \alpha \beta \partial^2/\partial t^2 \mathbf{p} = 0 \quad (8.44)$$

Verglichen mit (8.41) gilt:

$$\text{rot } (\mathbf{C} + \mathbf{g}) = \mathbf{v} (\rho \sqrt{\mu_0} + \sigma \sqrt{\beta}) = \mathbf{x} \times \mathbf{y}. \quad (8.45)$$

\mathbf{v} tritt als Vektorprodukt zweier polarer Vektoren auf, was eine Rotationsbewegung kennzeichnet. Wenn \mathbf{r} der Radiusvektor dieser Bewegung und $\boldsymbol{\omega}'$ ihre Drehgeschwindigkeit ist, dann gilt $\mathbf{v} = \mathbf{r} \times \boldsymbol{\omega}'$. Wird unterstellt, dass es in der Massenverteilung σ keine freien nicht kompensierten Ladungen gibt und dass diese auch nicht verschiebbar sind, so dass $\rho = 0$, dann ergibt sich der einfache Zusammenhang:

$$\text{rot } (\mathbf{H} \sqrt{\mu_0} + \boldsymbol{\mu} \sqrt{\beta}) = (\mathbf{r} \times \boldsymbol{\omega}') \sigma \sqrt{\beta} \quad (8.46)$$

Von β ist nur bekannt $\beta \neq 0$.

a) Annahme: $\beta < 0$: In diesem Fall ist das Ausbreitungsgesetz gravitativer Feldstörungen

$$\text{div grad } \mathbf{p} - \alpha \beta' \partial^2/\partial t^2 \mathbf{p} = 0$$

eine transversale Wellengleichung. Aber wegen $\sqrt{\beta} = i \sqrt{\beta'}$ würde die Rotorbeziehung komplex mit dem Realteil $\text{rot } \mathbf{H} = 0$ und dem Imaginärteil $\text{rot } \boldsymbol{\mu} = \sigma \mathbf{r} \times \boldsymbol{\omega}'$, was für $\partial/\partial t \mathbf{G} = 0$, $\partial/\partial t \mathbf{E} = 0$ und $\rho = 0$ dem elektromagnetischen Gesetz entspricht. Die zeitliche Koordinate würde $x_4 = ict$ lauten, und der R_4 wäre der Minkowskiraum.

b) Annahme: $\beta > 0$: In diesem Fall ist (8.44) keine Wellengleichung, sondern eine Potenzialgleichung mit der Geschwindigkeit ω des Potenzialausbreitung. Die Rotorbeziehung bleibt reell. Eine mit $\omega' = \text{const}$ rotierende Masse der Dichte σ müßte ein Feld \mathbf{H} erzeugen, und es wäre $x_4 = \omega t$, was wiederum ein zweites Relativitätsprinzip zur Folge hätte. Die

Transformationsmatrix \hat{A}' im R_{+4} bleibt reell, im Gegensatz zu \hat{A} im elektromagnetischen Relativitätsprinzip des R_4 . Anstelle der Matrixelemente mit $\gamma = \sqrt{1 - v^2/c^2}^{-1/2}$ treten die Matrixelemente $\gamma' = \sqrt{1 + v^2/\omega^2}^{-1/2}$. Das Relativitätsprinzip gravitativer Feldstörungen hätte eine reguläre und orthogonale Transformationsmatrix, die über dem reellen algebraischen Körper definiert ist. Es wäre dann Invarianz gegen $G = \hat{A} \hat{A}'$ zu fordern. Das übergeordnete Relativitätsprinzip würde die Lorentz-Matrix nicht wesentlich beeinflussen, da die Matrixelemente $\gamma\gamma'$ in G nur mit einem kaum von 1 abweichenden Faktor multipliziert erscheinen.

Weil sich \mathbf{H} und $\boldsymbol{\mu}$ wechselseitig bedingen setzt Heim:

$$\mathbf{B} = \frac{1}{2} (\mu_0 \mathbf{H} + \sqrt{\mu_0 \beta} \boldsymbol{\mu}). \quad (8.47)$$

Für die magnetometrisch relevante Kraftflußdichte in Tesla bzw. Gauß ist zu setzen:

$$\text{rot } \mathbf{B} = \frac{1}{2} (\mathbf{r} \times \boldsymbol{\omega}') \sigma \sqrt{\mu_0 \beta} \quad (8.49)$$

oder mit w , der Zahl der Umdrehungen pro Zeiteinheit, dann ist mit $\boldsymbol{\omega}' = 2\pi \mathbf{w}$:

$$\text{rot } \mathbf{B} = \pi \sqrt{\mu_0 \beta} \sigma (\mathbf{r} \times \mathbf{w}). \quad (8.50)$$

β ist aus (8.44) zu ermitteln.

c) Annahme: $\underline{\omega} \neq \underline{c}$. Aus Heims ursprünglicher Berechnung für den Dichteoperator folgt die Konstante $\alpha = 3/(64\pi\gamma)$, woraus die Ausbreitungsgeschwindigkeit gravitativer Feldstörungen mit $\omega = 4/3 c$ und die Konstante $\beta = 12 \pi\gamma/c^2$ folgen.

d) Annahme: $\underline{\omega} = \underline{c}$, dann ergibt sich $\alpha' = 1/(4\pi\gamma)$ und $\beta' = 4\pi\gamma/c^2$ bzw. $\beta' = 2\beta/3$.

Mit c) und d) gibt es die alternativen Fälle mit den Naturkonstanten A bzw. A' :

$$A = (\pi \sqrt{3\pi\gamma\mu_0})/c^2 \quad \text{und} \quad A' = (\pi \sqrt{2\pi\gamma\mu_0})/c^2 \quad (8.51)$$

Damit ergibt sich die integrierbare Fassung mit den Konstanten A :

$$\text{rot } \mathbf{B} = 2A\sigma (\mathbf{r} \times \mathbf{w}) \quad (8.52)$$

Die Entscheidung für $\underline{\omega} \neq \underline{c}$ ist durch die Messungen der Zeitverzögerung des Eintreffens von Radiosignalen des Quasars JO842+1835 bei einer Jupiter-Passage am 8. Sept. 2002 noch nicht entschieden worden. Nach Ansicht von E.B. Fomalont und Sergej Kopeikin (2003) wurde $\underline{\omega} = \underline{c}$ bis auf den Faktor 1.06 ± 0.21 bestätigt. J.A. Faber (2003) und C.M. Will (2003) wiesen jedoch nach, dass ω nicht aus der Bestimmung der Zeitverzögerung des Eintreffens der Signale gewonnen konnte. Effekte die sich auf die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Gravitation zurückführen lassen, nehmen erst in höheren als den gemessenen Termen Einfluß. Doch dazu reichte die Genauigkeit des Experimentes noch nicht aus. Die Interpretation der Messungen beruhten auf falschen Voraussetzungen Kopeikins (2003).

Auch eine Entscheidung für a): $\beta < 0$ oder b): $\beta > 0$ steht noch aus. Fall b) ist nicht ganz unwahrscheinlich. Denn aus (8.45) ergibt sich bei Vernachlässigung von $\text{rot } \mathbf{g}$ als Lösung für eine rotierend Kugel in Abwesenheit elektrischer Ströme für die radiale Komponente des Magnetfeldes B_r auf der Oberfläche (mit dem Radius r_0 und der geographischen Breite θ):

$$B_r(r_0, \theta) = 3/10\pi \sqrt{\mu_0 \beta'} / (1+2\mu_0) \omega m \sin\theta / r_0, \quad (8.53)$$

und für die tangentielle Komponente B_t :

$$B_t(r_0, \theta) = 3/20\pi \sqrt{\mu_0 \beta'} / (1+2\mu_0) \omega m \cos\theta / r_0. \quad (8.54)$$

Gleichung (8.53) hat aber genau die gleiche Gestalt wie diejenige, die bereits aus rein empirischen Beobachtungen der Magnetfelder rotierender Sterne von Blackett (1947) abgeleitet und von Sirag (1979) bestätigt wurde.

Wenn anstelle von Sternmassen ein Zylinder von 5 cm Durchmesser mit hoher Permeabilität mit $w = 300$ Umdrehungen pro Sekunde (in einem Vakuum auf einem Heliumbad) rotieren gelassen wird, dann treten nur sehr schwache Magnetfelder auf (etwa 10^{-11} Tesla). Doch sollten Squid-Magnetometer mit einer Empfindlichkeit von 10^{-13} Tesla für einen experimentellen Nachweis ausreichend sein, sofern Störeffekte ausgeschaltet bzw. kompensiert werden können. (Harasim, von Ludwiger, und Auerbach 1985).^{xii}

9. Grundzustände der Elementarteilchen und „Quarks“

1. Zur Abschätzung der Maximalwerte der Quantenzahlen q_{\max} und k_{\max} wird eine Ungleichung hergeleitet:

$$k < u_q = (\pi/q)^4 \{ [(1 + \sqrt{\eta_q})^2 / 4\eta\eta_q + (1 - \eta_q/\eta)\sqrt{\eta}]^4 - 1 \} - 4 \quad (9.1)$$

und numerisch ausgewertet. Demnach ist für

$q = 1$ und 2 :	$2 < u_q < 3$
$q = 3$:	$1 < u_3 < 2$
$q = 4$:	$0 < u_4 < 1$
$q > 4$:	$u_q < 0$

und k wäre nur für die Werte 1 und 2 für $q = 1$ bis 3 verträglich. Daher ist $k_{\max} = 2$ und $q_{\max} = 3$.

Über die Analyse der internen Ladungspotenziale V_{xy} können die α_j bestimmt werden. Die $\mu_+ \alpha_j = \mu_j$ sind elementare Masseeinheiten der Zonen j für n $Q_n = m + Q_m = p + Q_p = \sigma + Q_\sigma = 1$ derart, dass auch μ_5 und μ_6 Masseneinheiten der Beträge $F_S = 1$ und $q = 1$ im

^{xii} Dieses „Rotationsexperiment“ ist aus Kostengründen noch nicht durchgeführt worden. Die Firma DASA, Ottobrunn, hat in den 80er Jahren dazu vorbereitende Arbeiten durchgeführt. Das geplante Experiment wurde 1985 auf der Tagung „SQUID and their Applications“ in Berlin vorgestellt.

Massenspektrum (7.39) darstellen. Für den Zentralbereich $j = 1$ gilt analog wie in Kap.2 hergeleitet, mit $E_+ = \beta_+ w^2$ in der R_3 -Region das Verhältnis:

$$E_1/E_+ = V_{\varepsilon\omega}/V_\varepsilon = 1/2 (1 - \sqrt{\eta_{qk}}) \quad (9.2)$$

und für $j = 2$: $E_2/E_+ = V_\varepsilon/V_{RR} = 1/\eta_{qk}$ (9.3)

oder: $\mu_1 = (1 + \sqrt{\eta_{qk}}) (1/2) \mu_+$ (9.4)

$$\mu_2 = \mu_+ / \eta_{qk} \quad (9.5)$$

und wegen $\mu_{1,2} = \alpha_{1,2} \mu_+$

$\alpha_1 = 1/2 (1 + \sqrt{\eta_{qk}})$ $\alpha_2 = 1/ \eta_{qk}$	(9.6)
---	-------

In der Externzone ist

$\alpha_4 = 1$

μ_3 wird durch eine Funktion $\mu_+f(k)$ bestimmt, die auf das konfigurative Protosimplexgerüst zurückgeht, und von einer Funktion $\mu_+qF(k,q)$, die das Ladungsfeld durch Deformation von f durch F vermindert:

$$\mu_3 = \mu_+ (f - q F) \quad (9.7)$$

und wegen $\mu_3 = \mu_+ \alpha_3$:

$$\alpha_3(k,q) = f(k) - q F(k,q). \quad (9.8)$$

Die metronische Berechnung führt auf die Beziehungen:

$\alpha_3 = 1/k e^{k-1} - q F,$ $F = H + G,$ $H = \alpha/3 (1 + \sqrt{\eta_{qk}})(\xi/\eta_{qk}^2)^{2k+1} \eta_{qk}^3,$ $G = \eta_{11}/e\eta_{qk} (2\xi\eta_{qk})^k [(1 - \sqrt{\eta_{qk}})(1 + \sqrt{\eta_{qk}})]^2.$	(9.9)
--	-------

α ist die Feinstrukturkonstante. Bei zeitlich konstanten Strukturzuständen mit $(j \leq 4) \hat{=} (n,m,p,\sigma)$ sind die Protosimplexzahlen $N_{(j)}$ in (7.41):

mit
$$N_{(j)}(t) = n_j(t) + Q_j \quad (9.10)$$

$$Q_n = 3 \cdot 2^{s-2}$$

$$Q_m = 2^s - 1$$

$$Q_p = 2^s + 2(-1)^k$$

$$Q_\sigma = 2^{s-1} - 1, \quad s = k^2 + 1 = \text{const}$$

Damit ergibt sich eine vorläufige Massenformel:

$$M(c,d) = \mu_+ \left[\sum_{j=1}^4 \alpha_j G_j + (1 - \alpha_- / \alpha_+) F_S + q \alpha_- / \alpha_+ \right] \quad (9.11)$$

Es muß nun eine Auswahlregel für die Besetzungen der Konfigurationszonen (n, m, p, σ) der elementaren Muster $N = 1$ und der höheren Niveaus ermittelt werden.

2. Das Spektrum der c- und d-Hermetrie wird in die Spektralabschnitte $k = 1$ und $k = 2$ geteilt. Die möglichen invarianten P-Werte werden (wegen der Intervallforderung $0 \leq P \leq G = k + 1$) durch k begrenzt. Es gibt demnach für $k = 1$ drei und für $k = 2$ vier Multipletts von denen jedes aus $I = P + 1$ Komponenten besteht.

Es muß ein strukturelles Grundmuster geben, deren Zonenbesetzungen (n, m, p, σ) von Invarianzeigenschaften der c- und d-Terme bestimmt werden. Die Invarianzeigenschaften drücken sich in Sätzen von Quantenzahlen aus, die wie k, P und Q die spinisomeren Multipletts nach (6.19) beschreiben und wegen $q = 0$ oder $q \neq 0$ eine Trennung der c- und d-Terme des Spektrums bewirken. Außerdem können die Strukturflüsse hinsichtlich R_4^+ und R_4^- durch die Zeithelizität ε (nach (6.20)) unterschieden werden. Wenn v die Komponenten des Ladungsfeldes sind, kann man den Satz von Erhaltungsprinzipien symbolisch zusammenfassen in $(kPQ)_{\varepsilon q v}$. Diese Erhaltungsprinzipien brauchen nicht für die Parameter n_j ($1 \leq j \leq 4$) der strukturellen Konfigurationszonen (n, m, p, σ) zu gelten.

In Analogie zum Raumspinisomorphismus mit $I_{\max} = G + 1 = k + 2$ kann auch ein Multiplett der integralen Raumpinkomponente des Stratonspions (6.19) hinsichtlich der Tensor- und Spinorsterme definiert werden:

$$I_R = 2J + 1 = Q + 1 \quad (9.12)$$

Dabei kann sich J so ändern, dass Tensor- und Spinorsterme abwechseln, so dass $\Delta J' = \frac{1}{2}$ gilt, oder Spinor- und Tensorcharakter bleiben erhalten: $\Delta J = 1$. Dann ist $\Delta Q' = 1$ und $\Delta Q = G - Q = 2$, d.h. $Q(P) = G - 2 = k - 1$. $Q = k - 1$ gilt im P-Intervall, doch gibt es darin auch Stellen P' , an denen sich das Multiplett $P = P'$ verdoppelt, so dass sich der Spinisomorphismus des zweiten Multipletts auf $Q'(P') = 2k - 1$ bezieht.

Die Analyse der Lage der P' im P-Intervall ergibt zwei Lösungen:

$$P'_1 = P_+ = 2k - 1 \quad \text{und} \quad P'_2 = P_- = 2 - k.$$

Beide Lösungen liegen im P-Intervall und verdoppeln die entsprechenden Multipletts, die mit

$$Q(P) = k - 1, \quad Q'(P_{\pm}) = 2k - 1, \quad 0 \leq P \leq k + 1 \quad (9.13)$$

verschiedene Grundmuster-Multipletts darstellen. Es ist auch $Q' = Q + k$.

Für $k=2$ gilt: $G=3, Q=k-1=1, Q'=3$, was beim Singulett $P_-=2-k=0$ und Quartett $P_+=2k-1=3$ in Erscheinung tritt.

Für $k=1$ ist: $G=2, Q=0, Q'=1$ und $P_+=P_-=1$, was zu drei Doubletts $(kPQ) = (110)_A$ und zwei Spinordoubletts $(111)_B$ und $(111)_C$ führt. Das Skalardoublett A ist von den Spinordoubletts B und C verschieden, aber $B=C$ steht im Widerspruch zur Forderung, dass die Grundmuster in ihren Invarianten verschieden sein müssen. Wenn der Satz der Multiplettinvarianten durch eine

Eigenschaft κ erweitert wird, dann verschwindet der Widerspruch. Für alle $P \neq 1$ soll $\kappa = 0$ gelten, und für $P=1$ soll $\kappa=1$ sein. Für λ Doublets im Intervall $1 \leq \lambda \leq \lambda_k \equiv 4-k$ gilt die **Doublettziffer**:

$$\kappa(\lambda) = (1 - \delta_{1\lambda})\delta_{1P} \quad (\delta_{1\lambda} = 1 \text{ für } \lambda = 1, \text{ sonst } 0). \quad (9.14)$$

Die Quantenzahlensätze der Multiplettinvarianten lassen sich daher schreiben:

$$(kPQ\kappa)_\varepsilon. \quad (9.15)$$

Für die Doublets gilt für $k=1$: (1110) bzw. (1111) der Spinore und (1101) für das Skalarprodukt.

Es muß untersucht werden, wie sich die c- und d-Strukturen auf die einzelnen Komponenten eines Multipletts verteilen. Diese können als R_3 -Projektion von $(\pm(35))$ und (-6) aufgefaßt werden. Die Komponente x (mit $0 \leq x \leq P$) des Multipletts erscheint als Eigenschaft der Abbildung und ist darstellbar durch den imaginären Anteil von σ , also $s_x = P_x/2$ dieser Komponente x .

Die Multiplettkomponenten sind ausgeartete Isomorphismen einer stratonischen Raumpinstruktur J der betreffenden R_6 - Kondensation, die durch s in den Raum projiziert werden. Sie können deshalb als verschiedene Zustände der R_3 -Projektion der polymetrischen R_6 -Struktur interpretiert werden, so dass in dieser R_3 -Projektion jeweils die Eigenschaften $q_x \neq 0$ der d-Struktur oder $q_x = 0$ der c-Struktur erscheinen. In diesem Bild müssen die Multiplettkomponenten ineinander überführbar sein. Im Multiplett gibt es demnach eine weitere invariante Eigenschaft, die als Transfereigenschaft der verschiedenen R_3 -Zustände x die Verteilung der $q_x \neq 0$ und $q_x = 0$ im Multiplett als **Strukturdistributor** bewirkt.

Diese Eigenschaft wird wegen ihrer Invarianz als Quantenzahl C definiert. C hängt von der Zeithelizität ε gemäß (6.20) ab: $C_\pm(R_4^\pm) = -C_\mp$. ε ermöglicht spiegelsymmetrische Abbildungen von σ . Da σ aus den Komponenten σ_P und σ_Q aufgebaut ist, gibt es auch für ε als Oberbegriff die Komponenten einer **Iso-** und **Raumhelizität** ε_P und ε_Q , die aus $\varepsilon_P = \varepsilon \cos \alpha_P$ und $\varepsilon_Q = \varepsilon \cos \alpha_Q$ folgen (mit dem Projektionswinkel $\alpha_{P,Q} = \pi - \alpha_{P,Q}$). Die x werden auf Q bezogen identisch mit der Zahl N' der Zweierkombinationen $s_x = s - x$ für $x \neq 0$, und im Fall Q des zu N' addierten Produktes QQ_{\min} , so dass gilt:

$$x_{P,Q}/Q = N' + (\kappa QQ_{\min}) \quad (9.16)$$

N' wird im Intervall $1 \leq x \leq P$ zu den zwei Kombinationen der Klasse P , d.h. $N' = \binom{P}{2}$, $Q_{\min} = k - 1$. Daraus folgt für die Iso- und Raumhelizität:

$$\alpha_P = \pi Q (\kappa + \binom{P}{2}) \quad \text{und} \quad \alpha_Q = \pi Q [Q(k-1) + \binom{P}{2}] \quad (9.17)$$

Die Verhältnisse der Maximalwerte der Quantenzahlen k und κ zu ihren minimalen wird durch die Verhältniszahlen V_κ und V_k ausgedrückt:

$$V_\kappa = (\kappa_{\max} + \kappa) / (Q_{\min} + \kappa) \quad , \quad V_k = k_{\max}/k.$$

Diese Zahlen verhalten sich wie die Summe der Helizitätskomponenten des Stratonspins $P_{\varepsilon_P} + Q_{\varepsilon_Q}$ zum Struktur distributor C . Für $\kappa_{\max} = 1$, $k_{\max} = 2$ und $Q_{\min} = k - 1$ folgt für den Struktur distributor:

$$C = 2 (P_{\varepsilon_P} + Q_{\varepsilon_Q})(k - 1 + \kappa) / (k + \kappa) \quad (9.18)$$

Die Analyse der Ladungsquantenzahl q_x liefert eine Beziehung, die allein auf die Multipllettinvarianten $(kPQ\kappa)_{\varepsilon}$ und C zurückgeht:

$$q_x = \frac{1}{2} (P - 2x)[1 - \kappa Q(2 - k)] + \varepsilon[k - 1 - (1 + \kappa) Q(2 - k)] + C \quad (9.19)$$

mit $|q_x| = q_x$ und $0 \leq x \leq P$.

3. Die Folge der Multipletts $(kPQ\kappa)$ werde durch (ν) symbolisiert. Die Zahl quasikorpuskulärer Internbereiche ist $G_k = k + 1$ zw. die obere Schranke des P -Intervalls. Für $\underline{k} = 1$ folgt dann die Multipllettfolge vom Singulett bis zum Tripllett $G_1 = 2$. Wegen $Q = k - 1 = 0$ handelt es sich dabei um Skalarterme. Da $P_+ = P_- = 1$ und $\lambda_1 = 4 - k = 3$ sind, gibt es neben dem Skalardoublett noch zwei Spinordoubletts mit $Q' = 2k - 1 = 1$. Es gilt:

$$\begin{aligned} \text{Singulett: } (\nu)(kPQ\kappa) &= (1)(1000), \\ \text{Spinordoubletts:} & (2)(1110) \quad \text{und} \quad (3)(1111), \\ \text{Skalardoublett:} & (4)(1101) \\ \text{Tripllett (P begrenzend):} & (5)(1201) \end{aligned}$$

Für $(\nu) = (4)$ ist der Doublettwert $\varepsilon C = +1$; für die übrigen ist (bei $k = 1$) $\varepsilon C = 0$.

Im Spektralabschnitt $\underline{k} = 2$ wird das P -Intervall vom Quartett begrenzt, wegen $G_2 = k + 1 = 3$. Weil $P_+ = 2k - 1 = 3$ ist, erscheint neben diesem Quartett auch $P_- = 2 - k = 0$ als Singulett verdoppelt. Wegen $\lambda_2 = 4 - k = 2$ tritt auch das Doublett wegen $\kappa(1) = 0$ und $\kappa(2) = 1$ doppelt auf. Für die Multipllettinvarianten gilt:

$$\begin{aligned} \text{Singulett:} & (6)(2019) \quad \text{und} \quad (7)(2030), \\ \text{Doublets:} & (8)(2110) \quad \text{und} \quad (9)(2111), \\ \text{Tripllett:} & (10)(2210), \\ \text{Quartetts:} & (11)(2310) \quad \text{und} \quad (12)(2330) \end{aligned}$$

Das Intervall möglicher Grundmuster-Multipletts ist:

$$\boxed{(\nu)(kPQ\kappa) \varepsilon C (\varepsilon q_x)_0^P} \quad (9.20)$$

Darin die Quantenzahlen eingesetzt ergibt die folgende Liste:

$$\begin{aligned} & (1)(1000)0(0) \\ & (2)(1110)0(0,-1) \\ & (3)(1111)0(-1) \\ & (4)(1101)+1(+1,0) \\ & (5)(1200)0(+1,0,-1) \\ & (6)(2010)-1(0) \\ & (7)(2030)-3(-1) \\ & (8)(2110)0(+1,0) \end{aligned} \quad (9.21)$$

- (9)(2111)-2(0,-1)
- (10)(2210)-1(+1,0,-1)
- (11)(2310)-2(+1,0,-1,-2)
- (12)(2330)0(+2,+1,0,-1)

Werden diese theoretischen Grundmuster mit empirisch ermittelten Quantenzahlen von stabilen oder metastabilen Quantenzahlen verglichen, so zeigt sich, dass die bekannten Grundzustände des Elementarteilchenspektrums damit erfaßt werden:

Die **Baryonenzahl** B ist ein Maß der Konfigurationszahl $k = B + 1$. $K = 1$ bezeichnet Mesonen und $k = 2$ Baryonen.

Die Ziffer $P = 2s$, welche den Spinisomorphismus in den Multipletts $I = P + 1$ kennzeichnet, ist identisch mit dem doppelten empirischen **Isospin**.

$Q = 2J$ entspricht der doppelten Quantenzahl des Drehimpulses oder **Spin** (als Spinquantenzahl J des Raumpins $J\sigma_r$).

Die **Strangeness** S ist mit dem Struktur distributor C identisch.

Die Interpretation der Isospinmultipletts (ν), welche durch die Berechnung der Massen bestätigt werden, liefert folgende Entsprechungen mit Elementarteilchen:

$$\begin{array}{lll}
 (1) \hat{=} (\eta), & (2) \hat{=} (e_0, e^-) & (3) \hat{=} (\mu^-) \\
 (4) \hat{=} (K^+, K^0) & (5) \hat{=} (\pi^+, \pi^0, \pi^-) = (\pi^\pm, \pi^0) & \\
 (6) \hat{=} (\Lambda) & (7) \hat{=} (\Omega^-) & (8) \hat{=} (p, n) \\
 (9) \hat{=} (\Xi^0, \Xi^-) & (10) \hat{=} (\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-) & (11) \hat{=} (o^+, o^0, o^-, o^-) \\
 (12) \hat{=} (\Delta^{++}, \Delta^+, \Delta^0, \Delta^-) & & k = B + 1
 \end{array} \tag{9.22}$$

(2) und (3) geben die empirischen Leptonen (e^- und μ) wieder. Für sie wäre $P = 1$ zu setzen. Elektronen und μ -Mesonen müßten dann auch eine innere Struktur aufweisen, die allerdings so schwach ausgebildet ist, dass nur eine punktförmige Verdichtung registrierbar wäre. Für die b-Hermetrie ist P nicht definiert. Doch könnte beim Übergang $b \rightarrow d + \bar{d}$ (Paarbildung) wegen der stratonischen Eigenschaften der d-Hermetrieform auch für e^- und μ ein P-Wert in der Weise entstehen, dass sich εP mit $\varepsilon = +1$ auf d und $\varepsilon = -1$ auf die Antistruktur \bar{d} bezieht, so dass die Summe verschwindet. Mit $P = 1$ für (2) und (3) müßte eines der Leptonen als negativ geladenes Pseudosingulett (3) und das andere gemeinsam mit einer komplementären neutralen Komponente erscheinen. Wenn es also ein solches zeitlich stabiles **neutrales Elektron** e_0 , dessen Masse nur wenig von e^- abweichen würde, tatsächlich gäbe, so wäre sein Wirkungsquerschnitt wegen $q = 0$ äußerst gering, so dass sein Nachweis schwierig wäre.

(3) wird mit dem Elektronen-Doublett aus e_0 und e^- bzw. \bar{e}_0 und \bar{e}^+ (im Falle $\varepsilon = -1$) identifiziert. Hinsichtlich ε verhalten sich C und q_x spiegelsymmetrisch, so dass durch εC und εq_x diese Antisymmetrie kompensiert wird. Das π -Triplet ist Antitriplett zu sich selbst; daher ist die Kurzschreibweise (5) $\hat{=} (\pi^\pm, \pi^0) = (\bar{5})$ möglich. Im Fall $k = 2$ treten bei Übergang der Hermetrieformen $b \rightarrow d + \bar{d}$ oder $b \rightarrow c + \bar{c}$ wegen $B = 1$ (ν) und ($\bar{\nu}$) immer paarweise auf. Werden q_x und C auf die Multiplettinvarianten (9.15) reduziert, kann (9.20) folgendermaßen geschrieben werden:

$$\boxed{(\nu) (\varepsilon) (\varepsilon B, \varepsilon P, \varepsilon Q, \varepsilon \kappa) C (q_x)_0^P} \tag{9.23}$$

mit $(v)(\varepsilon = +1) \equiv (v)$ und $(v)(\varepsilon = -1) \equiv (\bar{v})$

k und P sind fundamentale Quantenzahlen (Invarianten). Q , κ , C und q_x sind abgeleitete Quantenzahlen und ε ist eine Entscheidung über die Zeithelizität. Daher gibt Heim den invarianten Grundmustereigenschaften die Form

$$\hat{I} \equiv kP \begin{pmatrix} Q\kappa \\ Cq_x \\ \varepsilon \end{pmatrix} \quad (9.24)$$

$4.G = k + 1$ kennzeichnet die Zahl interner quasikorpuskulärer Bereiche. In den Strukturen der Mesonen gibt es $G = 2$ und in denen der Baryonen $G = 3$ solcher Zonen.

In den $1 \leq j \leq 4$ Konfigurationszonen einer c- oder d-Hermetrie sei b_λ die Anzahl der quasikorpuskulären Bereiche $1 \leq \lambda \leq G$. Für die zeitlich konstante Gerüststruktur ist $n_j = 0$ und $G_j(Q_j) = \text{const}(t)$. In diesem Fall gilt für die Protosimplexbesetzungen nach (7.44):

$$\begin{aligned} G_1 &= \frac{1}{4} Q_1^2(1 + Q_1)^2, \\ G_2 &= \frac{1}{6} Q_2(2Q_2^2 + 3Q_2 + 1), \\ G_3 &= \frac{1}{2} Q_3(Q_3 + 1), \\ G_4 &= Q_4. \end{aligned} \quad (9.25)$$

Für $\underline{k=1}$ ist $Q_1 = 3$, $Q_2 = 3$, $Q_3 = 2$, $Q_4 = 1$ und damit
 $G_1 = 36$, $G_2 = 14$, $G_3 = 3$, $G_4 = 1$,

und wegen $G = k + 1 = 2$ existieren für diese Mesonen zwei quasikorpuskuläre Bereiche. Bezeichnen $Z(n)$, $Z(m)$, $Z(p)$, und $Z(\sigma)$ die Besetzungsziffern der 4 Konfigurationszonen, dann wären zwei mesonische Bereiche in der Form $b_1 = Z(n)$ und $b_2 = Z(m) + Z(p) + Z(\sigma)$ zusammengesetzt, weil nur für G_1 die Bedingung $Z_\lambda(b_\lambda) \geq 16$, die aus Invarianzgründen gefordert wird, erfüllt ist.

Für $\underline{k=2}$ ist $Q_1 = 24$, $Q_2 = 31$, $Q_3 = 33$, $Q_4 = 15$. Die Besetzungen G_1, G_2, G_3 genügen der Bedingung $Z_\lambda(b_\lambda) \geq 16$, mit Ausnahme von Q_4 . Wegen $G=3$ gelten daher für Baryonen die Verteilungen der quasikorpuskulären Bereiche $b_1 = Z(n)$, $b_2 = Z(m)$, und $b_3 = Z(p) + Z(\sigma)$. Es wird angenommen, dass wegen (2.43) die drei partiellen Elementarladungen $e_\pm = 3 C_{e\pm}$ durch die G -Bereiche b_λ durch den Zustand $C_{e\pm}$ oder $2 C_{e\pm}$ einen d-Term mit $q = 1$ bzw. $q = 2$ definieren. Damit erfährt die experimentelle Entdeckung der „Quarks“ eine andere theoretische Deutung. Denn die empirischen Quarks sind in Heims Theorie keine gebundenen Subpartikel, welche durch Gluonen gebunden werden müssen, sondern Bereiche extrem hoher Dichte, die sich nicht durch Streuexperimente separieren lassen.

Die zeitlich konstanten „Gerüstzustände“ ($n_j = 0$) können für $k = 1$ und $k = 2$ mit (7.41) abgeleitet werden:

$$m_0(k,q) - \mu_S F_S = \mu_+ [\alpha_1/4 Q_1^2(1 + Q_1)^2 + \alpha_2/6 Q_2(2Q_2^2 + 3Q_2 + 1) + \alpha_3/2 Q_3(1 + Q_3) + Q_4 + q \alpha_- / \alpha_+] = \text{const}(t) \quad (9.26)$$

Mit den Quantenzahlen (9.20) ergeben sich beispielsweise für $k = 1$ und 2 und für $q = 1$, wenn die unbekannte Funktion $F_S \approx 1$ gesetzt wird, folgende Massenwerte:

$$m_0(1,1) - \mu_S F_S = 0,50562729 \text{ [MeV] bzw.}$$

$$m_0(2,1) - \mu_S F_S = 938,2497 \text{ [MeV]}$$

Da die Spinfunktion F_S noch nicht berücksichtigt wurde, ergeben sich die Massen für Elektron $m_e \approx m_0(1,1)$ und Proton $m_p \approx m_0(2,1)$ zunächst nur näherungsweise. Für das neutrale Elektron ergibt sich der Wert $m_0(1,0) - \mu_S F_S = 0,501507 \text{ [MeV]}$.

10. Anregungsgrenzen von Resonanzen und Massen der Neutrino-Zustände

Aufgrund der zeitabhängigen Besetzungsziffern $n_j(t)$ der $j = 4$ Konfigurationszonen ist für $n_j = 0$ und $P = 1$ die zeitlich stabile Gerüststruktur definiert, welche für $k = 1$ bzw. 2 die Stabilität der Elementarteilchen e^- bzw. p garantiert. Die zeitabhängigen $n_j(t)$ müßten zu einer einheitlichen Beziehung führen, die als Auswahlregeln die zugelassenen n_j aller Multipllettkomponenten $(v)_x$ aus den möglichen ganzzahligen Quadrupeln selektieren. Eine Änderung des Niveaus $N_{(j)}$ in (7.44) um $\Delta_j G_j > G_{j+1}$ ($J = 1$ bis 3) mit $\Delta_j G_j \geq \Delta_{j+1} G_{j+1}$ bedeutet, dass eine Besetzung der j -Zone mit zusätzlichen Protosimplexelementen durch die Zentralzone mit $j = 1$ bestimmt wird.

Heim faßt die Multipllettkomponenten $(v)_x$ als Gitterpunkte eines abstrakten sechsdimensionalen Gitters $V_6(k,P,Q,\kappa,Cq_x)$ auf. Jedes Schema (9.15) kennzeichnet einen solchen Punkt. Wird dieses Schema auf das nicht existierende $\hat{I}(0) = 00 \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}_\varepsilon$ mit $\varepsilon = \pm 1$ bezogen, dann sollten die Übergänge $\hat{I}(0) \rightarrow \hat{I}(vx)$ durch die Funktion aus $(v)_x$ darstellbar sein, und der Übergang zum neuen Gitterpunkt würde die Besetzungen einer der 4 Zonen bezüglich n_j beschreiben, wenn als Bezugspunkt der tiefstmögliche Wert von N_j genommen wird. Für die $n_j(t)$ sind Werte < 0 möglich. Da $N_{(j)} = n_j + Q_j \geq 0$ bleiben muß, existiert eine untere Schranke $(n_j)_{\min} = -Q_j$, also $n_{(j)} = 0$ für den leeren Raum. Da $\Delta_4 N_{(4)} = 1$ ist, setzt sich der Übergang aus $\Delta_j M(c,d) + \Delta_4$ zusammen. Im leeren R_3 ist $\Delta_4 = 0$. Damit gilt für die Externzone $j = 4$ der Verlauf $\mu_+ \exp(-AN_{(4)})$, und für $N_{(4)} = 0$ im V_6 -Bezugspunkt μ_+ . Daher ist:

$$\Delta_4 = \mu_+ \exp(-A N_{(4)}) - \mu_+ = \mu_+ [\exp(-A N_{(4)}) - 1]. \quad (10,1)$$

Es muß eine Funktion $W(vx)$ in Abhängigkeit von den V_6 -Gitterpunkten invarianter Grundmuster geben, die beim Übergang $\hat{I}(0) \rightarrow \hat{I}(vx)$ diejenigen $N_{(j)}(vx)$ liefert, die den Zustand $(v)_x$ des betreffenden Gitterpunkte mit der Masse $\Delta_j M(c,d) + \Delta_4 \sim W(vx)$ bestimmt. Wird die Indizierung (vx) fortgelassen, ist

$$\mu_+ W = \Delta M + \Delta_4, \quad (10.2)$$

oder mit $\Delta_j N_{(k)} = \delta_{jk}$ und (7.41) mit (7.44):

$$W = \sum_{j=1}^4 \alpha_j \Delta_j G_j + \Delta [(1 - \alpha_- / \alpha_+) F_S + q \alpha_- / \alpha_+] + \exp(-AN_{(4)}) - 1 \quad (10.3)$$

Die unbekannte Funktion F_S hängt nur von den $(v)_x$ ab. Daher gilt:

$$\begin{aligned} \Delta F_S &= \Delta q = 0, \\ \Delta_1 G_1 &= N^3_{(1)}, \\ \Delta_2 G_2 &= N^2_{(2)}, \end{aligned} \quad (10.4)$$

$$\begin{aligned}\Delta_3 G_3 &= N_{(3)} \\ \Delta_4 G_4 &= N_{(4)} .\end{aligned}$$

Das ergibt mit $\alpha_4 = 1$ eingesetzt in (10.3)

$$\alpha_1 (n_1 + Q_1) + \alpha_2 (n_2 + Q_2) + \alpha_3 (n_3 + Q_3) + \exp[-A(n_q + Q_4)] = W \quad (10.5)$$

$W \equiv W(v_x)$ wird als **Protosimplexgenerator** des Grundmusters $(v)_x$ bezeichnet. Die Abklingkonstante A ist nur von k abhängig: $A = A(k)$. Für diese ergibt sich die Beziehung (mit $Q_4 = 1$):

$$A(k) = 1/(3Q_4) (2k - 1). \quad (10.6)$$

Aus (10.5) wird damit:

$$\boxed{W(v_x) = \alpha_1 N_{(1)}^3 + \alpha_2 N_{(2)}^2 + \alpha_3 N_{(3)} + \exp[-(2k - 1)N_{(4)}/3Q_4]} \quad (10.7)$$

Für beide k -Werte wird die zeitlich konstante Gerüststruktur durch $n_j = 0$ beschrieben, das bedeutet:

$$\alpha_1 Q_1^3 + \alpha_2 Q_2^2 + \alpha_3 Q_3 + \exp[-(2k - 1)/3] = g(k, q) = \text{const}(t) \quad (10.8)$$

$g(k, q)$ ist der **Basisanstieg** von $n_j = -Q_j$ nach $n_j = 0$ in einem zum V_6 -Gitter komplementären P_4 -Raster, das wegen $j = 4$ jedem V_6 -Punkt zugeordnet ist. Das Verhältnis $W/g = w \neq 0$ wird **Strukturpotenz** des betreffenden Grundmusters $(v)_x$ genannt. Für $n_j = 0$ ist $w = 1$. In diesem Fall ist der Basisanstieg mit dem Protosimplexgenerator identisch. Entsprechend der zwei k -Werte setzt sich w aus 2 Anteilen w_1' und w_2' zusammen, so dass gilt:

$$w = 1 + (2 - k)w_1' + (k - 1)w_2' \quad (10.9)$$

bzw. mit $w_1 = w_1' + k - 1$ und $w_2 = w_2' + 2 - k$ umgeschrieben:

$$w = w_1^{(2-k)} + w_2^{(k-1)} \quad (10.10)$$

Die kubische Gleichung des Protosimplexgenerators ordnet jedem V_6 -Punkt eine Quadrupel n_j im P_4 -Raster zu, die einen Masseterm (7.41) bedingt, so dass es ein ganzes Spektrum möglicher Anregungen geben muß.

Für $N = 0$ geben die 26 Punkte des V_6 die komplementären n_j im P_4 durch einen Protosimplexgenerator wieder. Für $N > 0$ ist das V_6 -Gitter noch zu einem V_7 zu ergänzen, was sich in W durch einen zusätzlichen Faktor $n_j(N)$ auf Linien über jedem Gitterpunkt $n_j(0)$ des Grundzustandes angeben läßt, der zu einem Grundmuster $(v)_x$ komplementär ist. Wegen $V_6 \rightarrow V_7$ mit $N > 0$ gibt es einen Faktor $F(N) \geq 1$, der den Protosimplexgenerator W erweitert auf $W(v_x) F(N)$, was in (10.7) zu berücksichtigen ist.

$F(N)$ wird durch die Anregungsfunktion $f(N)$ dargestellt: $F(N) = 1 + f(N)$. $f(N)$ und w sind vieldeutig und können durch Vergleich mit empirischen Daten (Heim verwendete die Partikeldaten aus „Review of Particle Properties“, CERN, 1974) in ihren Verläufen eindeutig gemacht werden.

Bezeichnet $\beta_j = \Delta_{j-1}G_{j-1} - G_j$ die mögliche Zahl von Anregungsstufen in j , so kann durch den Anstieg von f die Bandbreite $\beta_j > 0$ bis auf $\beta_j = 1$ zurückgesetzt werden. Die Einzelanregungen mit Vielfachen der Energie μ_+c^2 setzen zunächst in der Externzone $j = 4$ an und erreichen über $j = 3$ und $j = 2$ die Zentralzone $j = 1$. Die Bandbreite der Anregung in der Externzone ist

$$\beta_4 = \Delta_3G_3 - (n_4Q_4) = \alpha N_{(3)} - N_{(4)} > 0 \quad (10.11)$$

Der Übergang von $N = 0$ zu $N > 0$ erfolgt in einem Resonanzprozeß. Die Folgen der $M(N)$ eines V_6 -Gitterpunktes im P_4 -Raster werden als **Resonanzen** des betreffenden Grundmusters $(v)_x$ und die ganzen Zahlen $0 \leq N \leq N_{\max} < \infty$ als **Resonanzordnungen** bezeichnet.

In (10.10) setzt sich w_1 aus einem Skalaranteil S_C und aus einem Spinoranteil S_P zusammen:

$$w_1 = (1 - Q) S_C + Q S_P. \quad (10.12)$$

Für w_1 ergibt sich für $k=1$ mit $S_C = \sum_{i=1}^5 X_i$ und $S_P = X_6$ die Beziehung:

$$w_1 = (1 - Q) \sum_{i=1}^5 X_i + Q X_6, \quad (10.13)$$

mit

$$\begin{aligned} X_1 &= F_{11}, \\ X_2 &= -p F_{12} \\ X_3 &= -p (\kappa q / \eta_{qx}) F_{23}, \\ X_4 &= -\binom{p}{2} \frac{\kappa q}{\eta_{qx}} F_{14}, \\ X_5 &= \binom{p}{2} \frac{q}{\eta_{qx}} F_{15} \\ X_6 &= \kappa \eta_{qx} F_{16}, \end{aligned} \quad (10.14)$$

worin die F_{ik} metronische Funktionen sind, die bestimmt werden müssen. Für $k = 2$ gibt es weder Skalar- noch Tensorterme, sondern nur die Spinorterme $Q = 1$ und $Q = 3$.

$$\text{In} \quad w_2 = \sum_{r=1}^{10} Z_r \quad (10.15)$$

werden die Summanden Z_r von q, P, κ und $\binom{p}{2}$ sowie $\binom{p}{3}$ bestimmt. Die Summanden von w_2 berechnete Heim zu:

$$\begin{aligned} Z_1 &= -(1 - q) F_{21} \\ Z_2 &= (1 - P) F_{22} \\ Z_3 &= \binom{p}{2} F_{23} \\ Z_4 &= \varepsilon q_1 \eta_{qx} \binom{p}{2} [1 + (1 + \varepsilon q_x) F_{24}]^{-1} F_{25} \\ Z_5 &= \kappa F_{26} \\ Z_6 &= \kappa q \eta_{11}^2 F_{31} \\ Z_7 &= \binom{q}{3} \eta_{qk} F_{32} \\ Z_8 &= \binom{p}{3} q^2 [\varepsilon q_x - (-1)^q] F_{33} \\ Z_9 &= e(P-Q) \exp[(q \ln \eta)(q-1)/4] [1 - (q/\eta_{kk})(2-q) F_{34}^{(1-\varepsilon q_x)} F_{35}] \eta_{qk} \eta^{-2} [8 - (q-1)qF]^{-1} \end{aligned} \quad (10.16)$$

$$Z_{10} = - \binom{p}{3} F_{36}.$$

Die unbekanntenen F_{ik} und F konvergieren mit steigender Metronenziffer gegen reelle Grenzwerte A_{ik} und A . (A wird A_{66} geschrieben). Diese Grenzwerte werden für die F_{ik} und F in (10.12), (10.13) und (10.15) eingesetzt, was längere Ausdrücke liefert, wie sie im Kapitel E in den Gleichungen XVI, XVII und XVIII angegeben sind.

Die A_{ik} wurden von Heim durch Vergleich der empirischen Massenverhältnisse der Grundzustände mit zahlentheoretischen Möglichkeiten für die Parameter verglichen und numerisch allein auf die Zahlen π , e und ξ sowie auf die Kopplungskonstanten α_+ und α_- aus (8.12) zurückgeführt (sie sind unter Formel XXIV, Kapitel E, aufgelistet).

Aus der Analyse der empirischen Resonanzen ergibt sich, dass die unbekanntene Funktion $f(N)$ aus zwei Anteilen besteht:

$$f(N) = X_B(N) + X_R(N), \quad (10.17)$$

wobei $X_B(N)$ sich mit dem Anstieg von N nur unwesentlich ändert, aber $X_R(N)$ einem monotonen Anstieg mit N entspricht. Gelten für die Summanden die Grenzwerte:

$$\lim_{N \rightarrow \infty} X_B = a(vx) = \text{const}(N) < \infty \quad \text{und} \quad \lim_{N \rightarrow \infty} X_R = b(vx) = \text{const}(N) < \infty,$$

dann ist die Kurvenschar folgendermaßen definiert:

$$f(N) = [1 - Q(1-\kappa)(2-k)][a N/(N+2) + b\sqrt{N(N-2)} - ib\delta_{1N}] \quad (10.18)$$

$$(\delta_{1N} = 0 \text{ für } N \neq 1, \delta_{11} = 1)$$

$a(vx)$ hat die Funktion einer **Resonanzbasis**; $b(vx)$ gibt als **Resonanzraster** an, wie groß die Abstände theoretischer Resonanzniveaus voneinander sind. Die Resonanzbasis läßt sich bestimmen

zu:

$$a(vx) \equiv a = 1/k (1 + a_n a_q) A_4 \quad (10.19)$$

mit a_n und a_q in Kapitel E, Gleichungen XXI und XXII. Die Resonanzraster $b(vx)$ sind in Kapitel E, Gleichung XXIII angegeben.

Mit diesen Beziehungen können für jeden V_6 -Punkt $(v)_x$ die Größen W , a und b numerisch bestimmt werden. Mit $W = W(1 + f)$ ist (9.7)

$$\alpha_1 N_{(1)}^3 + \alpha_2 N_{(2)}^2 + \alpha_3 N_{(3)} + \exp[-(2k-1) N_{(4)}/3Q_4] = W_1 \quad (10.20)$$

Zur Bestimmung von $N_{(1)}$ bis $N_{(3)}$ wird ein Exhaustionsverfahren angewendet: die positiven ganzen Zahlen werden solange um 1 erhöht bis zum Maximalwert $N_{(1)}$ für den $\alpha_1 N_{(1)}^3 \leq W_1$ und $\alpha_1(N_{(1)}+1)^3 > W_1$ ist. Dann wird $W_2 = W_1 - \alpha_1 N_{(1)}^3$ gebildet und das Verfahren für $J = 2$, d.h. $\alpha_2 N_{(2)}^2 \leq W_2$, um mit diesem Wert $W_3 = W_2 - \alpha_2 N_{(2)}^2$ zu bilden. Dann wird mit $\alpha_3 N_{(3)} \leq W_3$ der Wert von $N_{(3)}$ durch Exhaustion ermittelt. W_4 ist dann $W_4 = W_3 - \alpha_3 N_{(3)}$.

Der Beitrag $\mu_S F_S$ kann zunächst aus den empirischen Meßdaten M_{emp} ermittelt werden. Es ist

$$\mu_S F_S = M_{\text{emp}} - \mu_+ \left(\sum_j \alpha_j G_j + q \frac{\alpha_-}{\alpha_+} \right) \quad (10.21)$$

mit $\mu_S = \mu_+(1 - \alpha_-/\alpha_+)$ und $\mu_+ = 4 \mu \alpha_+$. F_S hat die Gestalt:

$$F_S = [A_v F_1 F_q F_\kappa / F_2 + B_v (P + Q)] [4(1 - \alpha_-/\alpha_+)]^{-1} \quad (10.22)$$

F_1 und F_2 sind Funktionen, die von P , Q und k abhängig sind; und F_k und F_κ sind Funktionen, die von q und k bzw. von κ und k abhängen. A_v und B_v sind Konstanten, in denen α , α_- und α_+ auftreten.

Wird in (10.22) der Teil zusammengefaßt, der die Vereinheitlichung mit dem Ladungsterm $q \alpha_-/\alpha_+$ ermöglicht, so gilt:

$$F_S = [4(1 - \alpha_-/\alpha_+)]^{-1} [\Phi - 4 q \alpha_-/\alpha_+] \quad (10.23)$$

mit

$$\Phi = A_v F_1 F_q F_\kappa / F_2 + B_v (P + Q) + 4 q \alpha_-/\alpha_+. \quad (10.24)$$

Werden die neuen Faktoren eingeführt:

$$\begin{aligned} N_1 &= \alpha_1, \\ N_2 &= (2/3) \alpha_3, \\ N_3 &= 2 \alpha_3, \end{aligned} \quad (10.25)$$

mit G_j in die Komponenten zerlegt, in denen K der zeitlich konstante Anteil der Gerüststruktur ist, ein Anteil F , der nur von den n_j abhängt, und in einen gemischten Anteil H :

$$G_j = \frac{1}{4} \sum_{j=1}^4 1/\alpha_j [K(Q_j) + H(n_j Q_j) + F(n_j)], \quad (10.26)$$

dann ergibt sich eine einheitliche Spektralfunktion aller Massenterme:

$$M(N) = \mu \alpha_+ (K + F + H + \Phi), \quad (10.27)$$

mit K , H , Φ und $F \hat{=} \underline{G}$ im Kapitel E Gleichung (XI) (mit $Q_i = n_i$).

Der maximal mögliche Massenwert M_{max} wird durch die Begrenzung der Zentralzone $j=1$ durch den Anstieg $\alpha_1(L_1 + Q_1)^3$, mit $L_1 = (n_1)_{\text{max}}$, festgelegt, der ein Vielfaches S der invarianten M_x des Punktes $(v)_x$ im V_6 -Raster bei $N = 0$ ist: $\mu_+ \alpha_1 (L_1 + Q_1)^3 = S M_x$. Dabei gilt für $k = 1$: $S = s(1) = 2(P + 1) M_x$, und für $k = 2$: $S = s(2) = 3(P + 1) M_x$, weil $G(1) = 2$ und $G(2) = 3$ ist. Es kann die Beziehung

$$S(k, P) = 2/k G(P + 1)^{2/k} M_x \quad (10.28)$$

hergeleitet werden, was mit (7.44) für den numerischen Anstieg die Beziehung

$$\mu_+ \alpha_1 = 2/k (k + 1)(P + 1)^{2/k} M_x \quad (10.29)$$

ergibt. Für die übrigen $J > 1$ sind die Maximalbesetzungen wie im Kapitel E, Gleichung (XXXIV) (wenn das Gleichheitszeichen genommen wird, und die L_j Gleichung (XXXV) zu entnehmen sind).

Bei den Resonanzen $0 \leq N \leq L_N$ wird $M(N) > M_x$ durch Energiezufuhr über eine Resonanzanregung erreicht, so dass $M(N) - M_x > 0$ auf einem Anstieg n_j beruht.

Die ganzzahlige Pseudomatrix \hat{S} welche (9.15) ersetzt, lautet jetzt mit den Anregungen $N > 0$:

$$\hat{S} = k P \left(\begin{array}{c|c} n & m \\ \hline p & \sigma \end{array} \middle| \begin{array}{c} Q \\ C \\ q_x \end{array} \right)_\varepsilon^\kappa \quad (10.30)$$

Sie wird als **Stratonmatrix** bezeichnet. Bedeutet $X(v_x)$ den Namen der betreffenden N -Resonanz von $(v)_x$, dann wird dieser noch hinter die Stratonmatrix gesetzt:

$$\boxed{\hat{S} = k P \left(\begin{array}{c|c} n & m \\ \hline p & \sigma \end{array} \middle| \begin{array}{c} Q \\ C \\ q_x \end{array} \right)_\varepsilon^\kappa X(v_x)} \quad (10.31)$$

Beispiele:

1. Elektron:

$$11 \left(\begin{array}{c|c} 0 & 0 \\ \hline 0 & 0 \end{array} \middle| \begin{array}{c} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{array} \right)_+^0 e^- \quad (10.32)$$

2. Nukleardoublett p und n:

$$21 \left(\begin{array}{c|c} 0 & 0 \\ \hline 0 & 0 \end{array} \middle| \begin{array}{c} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{array} \right)_+^0 p \quad \text{und} \quad 21 \left(\begin{array}{c|c} 0 & 0 \\ \hline -2 & 17 \end{array} \middle| \begin{array}{c} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{array} \right)_+^0 n \quad (10.33)$$

Das invariante Grundmuster des Terms $(v)_x$ der Masse M_x beschreibt den stationären Zustand des dynamischen Gleichgewichts interner Korrelationen von Kondensorflüssen der $(\pm p)$, die insgesamt ein integrales Flußaggregat zyklischer Art aufbauen. Es muß eine definierte Periodendauer $\Theta_x > 0$ geben, während welcher periodisch ein Anfangszustand wieder eingestellt wird. Ist T die Dauer dieses Resonanzprozesses, während welcher $M(N)$ entstehen kann, dann ist $T > \Theta_x$ die Bedingung für eine solche Resonanz ω_R , mit $h\omega_R > (M(N) - M_x) c^2$. Bei $T < \Theta_x$ kann der Energiebetrag $E_x = h\omega_R \gg (M_L - M_x) c^2$ nicht mehr strukturiert werden. In einem solchen Fall des tief unelastischen Stoßes werden Energien emittiert, deren Strukturen sowohl von der Struktur des angeregten Terms als auch von derjenigen der Resonanzenergie E_r abhängen. Diese korpuskularen Strukturen werden in Gestalt von Jets abgestrahlt.

Wenn in (10.31) die Bedingung des leeren Raumes mit $n_j = -Q_j$ eingeführt wird, bleibt wegen $(v)_x$ trotz $\left(\begin{array}{c|c} -Q^1 & -Q^2 \\ \hline -Q^3 & -Q^4 \end{array} \right) \equiv 0$ in (9.27) $\mu\alpha_+\Phi \neq 0$ (mit Ausnahme des η -Zustandes). Wird $M_v = M(v_x) = \mu\alpha_+\Phi$ gesetzt, erweist sich $M_v \ll M(e_0)$, so dass es sich bei (7.14) nicht um eine Neutrinomasse handeln kann, und $q = 0$ ist erfüllt.

Für $(0]$ des leeren R_3 werden in (10.27) im Fall $n_j = -Q_j$ die Anteile $K + H + F = 0$, jedoch $\Phi \neq 0$. Trotz der Leerraumbedingung gibt es demnach Neutrinomassen

$$m(v_x) = \mu\alpha_+\Phi_{q=0} \neq 0 \quad (10.34)$$

Es gibt nur Neutrinozustände ν_x für Massen, für welche $P + Q$ geradzahlig ist:

$$\hat{S}(\nu)_x = k P \begin{pmatrix} 0 & \kappa \\ C & 0 \end{pmatrix}_\varepsilon \nu_x \quad (10.35)$$

Die durch $\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}$ charakterisierten protosimplexfreien R_3 -Zustände können mit den empirischen Neutrinos identifiziert werden. Sie sind wegen $\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}$ weder ponderabel, doch wegen $\Phi \neq 0$ auch nicht imponderabel.

Für $k = 2$ existieren keine Neutrinozustände. Nach (10.27) gibt es die Neutrinosorten:

$$11 \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}_\varepsilon \nu_e, \quad 11 \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}_\varepsilon \nu_\mu, \quad 12 \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}_\varepsilon \nu_\pi \quad (10.36)$$

Wegen (10.24) gibt es für $q = 0$ einen von k unabhängigen Summanden $B_\nu(P + Q)$, der als empirisches β -Neutrino mit

$$\Phi_\beta = B_\nu(P + Q) \quad (10.37)$$

auftritt. ν_β kann daher zeitlich periodisch in eine Komponente des **Raumspinneutrinos** ν_R mit $\Phi_R = B_\nu Q$ und in eine des **Isoneutrinos** ν_P mit $\Phi_P = B_\nu P$ aufspalten und rekombinieren, so dass die reversible Beziehung $\nu_\beta \rightleftharpoons \nu_P + \nu_R$ zu Oszillationen der Feldmasse $m(\nu_R) = m(\nu_P)$ zum doppelten Wert führt.

Die möglichen Feldmassen sind somit:

$$\begin{aligned} \Phi_e &= 4 A_\nu (3 - \alpha) \sqrt{\eta_{11}} + 2 B_\nu \\ \Phi_\mu &= 4 A_\nu (1 + 2\xi/3\eta^2)(3 - \alpha) \sqrt{\eta_{11}} + 2 B_\nu \\ \Phi_\pi &= 4 A_\nu (3 - \alpha)(1 + 4\xi)^{-1} \sqrt{\eta_{11}} + 2 B_\nu \\ \Phi_R &= \Phi_P = B_\nu \end{aligned} \quad (10.38)$$

Neutrinos sind nach Heim keine metrischen Zustände des leeren metronisierten Raumes, sondern „Feldkatalyte“, die als ν_x -Strahlung Invarianzeigenschaften übertragen und Reaktionen ponderabler Materiefeldquanten ermöglichen, die sonst nicht stattfinden könnten.

11. Experimentelle Bestätigungen der Heimschen Strukturtheorie

Die Massenformel (10.27) wurde 1982 von Mitarbeitern der DESY (Schulz und Ribgen) programmiert (siehe Kapitel E) und die Massen der Grundzustände und Resonanzen auf mehreren hundert Seiten ausgedruckt. Die Abweichungen der theoretischen von den gemessenen Werten ist so gering (mindestens auf 4 Stellen genau, Abweichung zum Elektronenmasse rd. 10^{-6} , zur Protonenmasse rd. 10^{-7}), dass die Heimsche Strukturtheorie durch die Elementarteilchenphysik bestätigt wird. Da es noch keine Auswahlregel für die Resonanzmassen gab, wurden durch die Massenformel noch zu viele wiedergegeben. Die Werte liegen in Abständen die bis hinunter zu 20 MeV reichen. Die Theorie sagt die neuen Omikron-Teilchen o^+ , o^0 , o^- und o^{--} vorher. Die Masse des o^+ liegt bei 1540 MeV/c². Eine der Resonanzen dieses Teilchens liegt bei 2317,4 MeV/c², das ist genau derjenige Wert, den das Teilchen $D_{SJ}^*(2317)$ hat, das kürzlich mit dem Experiment Barbar am SLAC entdeckt worden ist (2003). Die Existenz eines neutralen Elektrons wird von CERN-Physikern nicht ausgeschlossen. Der Nachweis wird wegen des geringen Wirkungsquerschnittes jedoch schwierig. (Möglicherweise sind die in der kosmischen Höhenstrahlung gefundenen Teilchen aus astronomischen Entfernungen, die von interstellaren Magnetfeldern nicht abgelenkt werden, diese neutralen Elektronen). Es muß noch eine Angabe über die Lebensdauern dieser kurzlebigen Anregungen gefunden werden, um angeben zu können, welche Resonanzen überhaupt meßbar sind.

Die Neutrinomassen wurden in dem bei DESY gerechneten Programm noch nicht berücksichtigt. Doch wurde der Firma MBB/DASA bereits 1989 eine weitere Formel geliefert, nach der auch die Lebensdauern der Grundzustände und die Neutrinomassen ermittelt werden können.

Nach dem Tode von B. Heim im Jahre 2001 hat der Arbeitskreis „Heimsche Theorie“ damit begonnen, aus dem Nachlaß von Heim einzelne numerischen Auswertungen nachzuprüfen. Nach der erneuten Programmierung und Rechnung konnten die bereits 1989 von Heim angegebenen Massen der Neutrinos bestätigt werden. Sie decken sich mit den empirischen Schätzwerten. (Wegen des erheblichen Aufwands, den die Überprüfung der Formeln für die Lebensdauern bereitet, wurde dieser Teil von uns noch nicht neu programmiert. Es werden die von Heim gerechneten Werte vorgestellt).

Da in die Gleichungen außer den mathematischen Konstanten π , e und ξ nur die physikalischen Naturkonstanten h , c und G eingehen, sind die Ergebnisse der Berechnungen von den genauen Werten dieser Konstanten, besonders der Gravitationskonstanten G (rel. Unsicherheit $1.5 \cdot 10^{-3}$, abhängig. Die Massen für die Grundzustände der Elementarteilchen wurden mit dem minimalen und dem maximalen Wert für G , wie sie in den CODATA/CERN-Daten angegeben werden, gerechnet. In beiden Fällen liegen die numerischen Massenwerte außerhalb der Meßtoleranzen. Der derzeit aus Experimenten ermittelte wahrscheinlichste Wert wird mit $G = 6.67407 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$ angenommen. (Gundlach und Merkowitz 2000, Kündig et al. 2002/03). Mit diesem Wert liegt aber die Mehrzahl der theoretischen Massenwerte noch außerhalb der Meßtoleranzen.

Heim hatte $G (6.6732 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2})$ aus seiner Massenformel bestimmt, indem er den empirischen Wert der Protonenmasse verwendete, was bereits zu genaueren Massenwerten für die langlebigen Partikel führte (vergleiche Diagramm Kapitel G). Von den berechneten Massen für 16 verschiedene Elementarteilchen liegen fünf innerhalb der gemessenen Fehlergrenzen,

wobei die Abweichung der übrigen allerdings nicht mehr als eine Größenordnung beträgt. Bei einer geringfügigen Erhöhung des von Heim gewählten Wertes für die Gravitationskonstante $G = 6.6733082 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$ liegen bereits acht innerhalb der Fehlergrenzen, wobei sich minimale relative Abweichungen bei den numerisch bestimmten Massenwerten für das Elektron, Proton und Neutron ergeben.

Eine Weiterentwicklung der Heimschen Theorie wurde von Dröscher (2003) unternommen. In der auf 8 Dimensionen erweiterten polymetrischen Strukturtheorie läßt sich u.a. der Wert der Gravitationskonstante herleiten. Mit diesem theoretisch bestimmten Wert $G = 6.6733198 \times 10^{-11}$ liegen ebenfalls acht der theoretisch abgeleiteten Massen innerhalb der Fehlergrenzen.

Von den gerechneten Lebensdauern für 14 Partikel liegen 12 innerhalb der empirischen Fehlergrenzen (vergleiche Diagramm Kapitel G). Daher ist Heims Strukturtheorie auch hier gut bestätigt worden.

Da sich aus Heims Gleichungen sowohl die Dirac-Gleichung als auch die Einsteinschen Feldgleichungen ableiten, ein Elementarteilchen-Massenspektrum und die Wechselwirkungskonstanten sowie ein numerischer Wert für die Gravitationskonstante herleiten lassen, hat sich diese Theorie im Vergleich zu anderen recht gut bewährt.

Heims halb-klassische Strukturtheorie beschreibt ausschließlich freie Teilchen. Wechselwirkungen zwischen diesen wollte Heim als den logisch zweiten Schritt behandeln.

Heim arbeitete bis zu seiner Erkrankung im Jahr 1999 an der Berechnung der Lebensdauern der Resonanzen, um so auf eine Auswahlregel zu kommen. Gleichzeitig berechnete er die magnetischen Momente der Elementarteilchen. Die Unterlagen dazu sind uns jedoch nicht überliefert.

B. Heim und W. Dröscher machten einen Vorschlag, die Wahrscheinlichkeitsaspekte der Quantentheorie mit der Strukturtheorie zu vereinigen (Dröscher und Heim 1996). Wie Wechselwirkungen zu behandeln seien, wurde noch nicht angedeutet. Die Umwandlungen der Teilchen müßte auch in der geometrisierten Theorie durch Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren erfolgen, die in der Heimschen Theorie Siebselektoren $S(x)$ (nach 3.10 bis 3.12) darstellen, und die auf die einzelnen Hermetrieformen als Wahrscheinlichkeitsfelder einwirken. Sie machen beispielsweise bei der Elektron/Positron-Paarbildung die R_3 -Komponenten von Elektron und Positron euklidisch. In der 8-dimensionalen Erweiterung der Heimschen Theorie durch Dröscher entstehen die Siebselektoren durch Projektion aus einem möglichen R_{12} . Diese Untersuchungen sind noch nicht abgeschlossen.

Solange keine bessere Beschreibung der Eigenschaften wechselwirkungsfreier Teilchen von anderer Seite vorgelegt wird, sollte die Heimsche Theorie große Beachtung finden und intensiv untersucht werden.

