

Synthetische
Maschinenelemente
Band VIII.

X. 1. Forts. aus Bd. VII, S. 249 ... S. 1.
2. Prototrope Konjunktionen " 20
3. Konjunktor- und Stratonsymbol " 35
4. Antikonjunktionen " 61
5. Elementarsätze minimaler komplexer Konjunktionen " 78

XI. Symmetrische Satzgefüge der Weltkonjunktion.
1. Das kosmologische Paradoxon " 94
2. Optische Raumgeometrie " 102
3. Maßsysteme und Grenzen der kosmischen Bewegung " 116
4. Korrelation zwischen kosmischer Bewegung und Raumgeometrie " 139
5. Elementarsätze minimaler komplexer Konjunktionen " 78
6. Die prototrope Struktur des Universums " 162
" 175

XII Stratonsymbiosen
1 Interkonjunktionale stratonische Elemente. " 223
2 Stratonische Spinkonjunktionen
3 Elemente und Grenzen der Stratonsymbiosen " 231

Die möglichen Korrelationsfunktionen
$N^+(\alpha\beta\gamma)N^- \equiv (A \ldots F)$ im R_6 lassen
sich gliedern in die Korrelations-
funktionalen N^+ und werden in ihrem
wiederegeben. Da $F_1(d)$ und $F_2(d)$ nicht
in der Lage sind, Korrelationsfunktionen
(F_1(a), F_1(b), F_1(c)) ≡ A(1)
für statistische, F_2(b) ≡ B(2) für
photonische, (F_{1,2}(b), F_{1,2}(d)) ≡ G(1,2)
für statistisch-photonische (F_{1,3}(c),
F_{1,3}(d)) ≡ D(1,3) für statistisch-
tänzerische, sowie F_{2,3}(d) ≡ E(2,3)
für photonisch-tänzerische und
F_{1,2,3}(d) ≡ F(1,2,3) für tänzerisch
photonisch-statistische Korrela-
tionsfunktionale. Da sie explizite Darstel-
lung der $F_{\alpha\beta\gamma}(x)$ wegen $S[k^i l]$ i
() F V im zweiten mathematischen
Gültigkeitsbereich erfolgte, und
hier dort $\underline{\lambda} = \underline{d} \cdot \lambda$ unter den je-
weiligen Korrelationsexponentialen
und die kompositiven Skalen λ
ausgedrückbar ist, können die Kor-
relationsfunktionale A bis F explizit in die-
sen Gültigkeitsbereich angegeben wer-
den. Es handelt sich offensichtlich

Synthetische
Naturheilkunde

Band VIII.

V. 1. Forts. aus Bd. VII, S. 249 ... S. 1.
2. Prototrope Konjugationen " 20
3. Konjugation und Stratonomie " 35
4. Antiprototropie " 61
5. Elementarsätze minimaler komplexer Konfigurationen " 28

XI. Symmetrische Antisätze. Gegenprototropie. Weltantipoden.
1. Das kosmologische Paradoxon " 94
2. Optische Raumelemente " 102
3. Magnetonen und Grenzen der kosmischen Bewegung " "
4. Korrelation zwischen Konfiguration und Bewegung im Raumelementen. " 139
5. Elementarsätze minimaler Komplexer Konfigurationen. " 78
6. Die prototrope Struktur des Universums " 162

XII Stratonumbrizen " 175
1 Interaktivierung stratonischer Elemente.
2 Stratonische Spinstrukturen " 223
3 Elemente und Grenzen der Stratonumbrizen " 271

Die möglichen Korrelationsfunktionen $N^+(\alpha\beta\gamma)\,N^- \equiv (A \dots F)$ im R_6 lassen also zyklisch zwischen dem Koppelungsmonomium N^+ und weiteren in ihrem funktionellen Verlauf stets die $F_{\alpha\beta\gamma}(x)$ wiedergeben. Da $F_1(a)$ und $F_2(a)$ nicht zur Ausbildung von Korrelationsfunktionen fähig sind, gelten die Entsprechungen $(F_1(a), F_1(b), F_1(c)) \equiv A(1)$ für stabilomische, $F_2(b) \equiv B(2)$ für phobomische, $(F_{1,2}(b), F_{1,2}(d)) \equiv B(1,2)$ für stabilomisch-phobomische $(F_{1,3}(c), F_{1,3}(d)) \equiv D(1,3)$ für stabilomisch-räumliche, sowie $F_{2,3}(d) \equiv E(2,3)$ für phobomisch-räumliche und $F_{1,2,3}(d) \equiv F(1,2,3)$ für räumlich phobomisch-stabilomische Korrelationsfunktionen. Da die explizite Darstellung der $F_{\alpha\beta\gamma}(x)$ wegen $S[k^i_l]$ i() FV im zweiten mathematischen Gültigkeitsbereich erfolgte, und hier stets $\underline{\lambda} = \underline{\alpha} \cdot \pi$ unter den jeweiligen Korrelationsexponenten und die kompositiven Stufen π ausgeschlossen sind, können die Korrelationsfunktionen A bis F explizit in diesem Gültigkeitsbereich angegeben werden. Es handelt sich offensichtlich

bei A bis F um prototypische Feynmanflüsse verläufe, die jedes Flußdiagramm aufbauten. Ein derartiges prototypisches Feynmanflußdiagramm soll dabei als Flußbon bezeichnet werden. Wegen $\underline{\lambda} = \underline{\alpha} \cdot \lambda$ folgt also für die im R_6 möglichen sechs Flußbonen das System

$\underline{\lambda} = \underline{\alpha} \cdot \lambda$, $P_{(\mu\nu)} = \underline{P}$,

$A(1) = (E - exp - \lambda(iT + i\sigma_{xb} 2 + \sigma_{xc} \mu))^{-\underline{\alpha}} \cdot (E - \sigma_{xb} \cdot e^{-i\lambda 2} - \sigma_{xc} e^{-\lambda\mu})^{\underline{\alpha}}$,

$B(2) = (E - exp - i\lambda(2 + T))^{-\underline{\alpha}} \cdot (E - e^{-i\lambda 2})^{\underline{\alpha}}$, $C(1,2) = (E - exp - \lambda(iT + i2 + \sigma_{xd}\mu))^{-\underline{\alpha}} \cdot (E - \sigma_{xd} e^{-\lambda\mu})^{\underline{\alpha}}$,

$D(1,3) = (E - exp - \lambda(\mu + iT + i\sigma_{xd} 2))^{-\underline{\alpha}} \cdot (E - \sigma_{xd} e^{-i\lambda 2})^{\underline{\alpha}}$, $E(2,3) = (E - exp - \lambda) \cdot (\mu + i2 + iT))^{-\underline{\alpha}} \cdot (E - e^{-i\lambda T})^{-\underline{\alpha}}$,

$F(1,2,3) = (E - exp - \lambda(\mu + iT + i2))^{-\underline{\alpha}}$,

$\mu = \sqrt{\tau} \cdot \sum_{k=1}^{3} ()_k$, $2 = \sqrt{\tau} \cdot ()_4$,

$T = \sqrt{\tau} \cdot ()_5 + ()_6)$, $x \equiv (a, b, c, d) \ldots\ldots$

$\ldots\ldots\ldots\ldots 165$,

wenn x die jeweilige Kombination a, b, c oder d annimmt. Bei diesen Flußbonen werden räumliche Flußdiagramme der Kopplungsflußbonen und allen ihren Quantisierungen angegeben.

Ein jedes Flußbon umfaßt eine Schar eben erster Feynmanflüsse vom jeweiligen Scharparameter $\underline{\alpha}$ des Flußbons; dann ist der Korrelationsexponent in der einzige Parameter welcher ein Flußbon bestimmt, während λ als komparitive Länge der Feynmanflußparameter innerhalb des Flußbons im reellen Gültigkeitsbereich kennzeichnet. Dieser Sachverhalt wird deutlich beim Aufstellen einer Signaturisomerie. Zwar wird jede Kopplungsgruppe einer Kopplungsflußbon aus § IX. 4 durch nur ein Flußbon beschrieben, doch werden hierdurch mehrere Feynmanflüsse abgefaßt, welche sich durch $\underline{\alpha}$ hinsichtlich der Signaturpermutation unterscheiden. Diese Signaturisomerie der Feynmanflüsse, also das Auftreten mehrerer Konfigurationen in den Klassen einer Kopplungsgruppe gerb raumzeitlich Rechnung trägt, daß höchstens drei Flußbons ein Gitter kantenlieren, aber mehr Konfigurationsmöglichkeiten ergeben muß. Nach Gleichung 161 bis Gleichung 161b besteht wiederum die Möglichkeit jeder dieser signaturisomeren Feynmanflüsse auf einem System quantisierter

Flippaggregate $F_\beta = (\overset{\alpha\beta}{\kappa\pi}) \mp (q_f)^\nu$ w zyklischer Konservatflüsse hinsichtlich der Systeme q_f von Konservatquellen und -senken, wodurch determiniert, daß im allgemeinen die Zahl N der Elemente eines Systems signifikanter Konservatflüsse nicht hoch liegen kann. Sind dagegen diese Konservatflüsse in ihrer Morphologie invariant, dann wird N allein durch die Permutationsmöglichkeiten der beteiligten Konservatsignifikanten bestimmt.

Handelt es sich nun eine allgemeine Kennzeichnung $\kappa \equiv (a,b,c,d)$ im R_6 derart, daß der Korrelator $\hat{\chi}_{(\kappa)} = (\hat{\chi}_{(\mu\kappa)})_3$ als Folge der Einwirkung eines Liboperators über $n \leq 9$ verschiedene Elemente verfügt, welche sich von $^2\bar{E}$ unterscheiden, dann können aus diesen Elementen insgesamt n^2 Konservatoren gebildet werden, von denen $Z = n(n-1)$ in Basis- und Kontersignifikanz unterschiedlich sind, und somit Korrelationen beschreiben. Die übrigen n haben dann die Form $\begin{bmatrix} \alpha\beta \\ \pm\pi \end{bmatrix}$ bei welcher es keine Korrelationen, und damit keine Konservatflüsse gibt. Diese Konservatoren, welche nicht mit Antisignifikanz von Flippaggregaten fähig sind, bilden jedoch mathematische Konservationsstufen, bzw. für $\alpha = \beta = 3$ das nicht im metrischen Feld der Raumkonservation auftretende Nullsignifikanzfeld der Raumkonservation an. Diese Konservationen ohne Konservatflüsse unterscheiden jedoch die Flippaggregate und werden daher als Schirmfelder bezeichnet werden. Es gibt hier wiederum die singulären Schirmfelder $\alpha = \beta$, welche die Kennzeichnung charakteristisch umfassen, während die Schirmfelder $\alpha \neq \beta$ als korrelative Schirmfelder bezeichnet werden sollen. →

Nach dieser Definition wäre das nicht in Konservationsstufen auftretende Konservatquantum [3] zusammengesetzt aus den singulären Pronoschirmfeldern $\begin{bmatrix} \hat{3}3 \\ 32 \end{bmatrix}$ und $\begin{bmatrix} \hat{3} \\ 3 \end{bmatrix}$, sowie den pronokorrelativen Schirmfeldern $\begin{bmatrix} \hat{3} \\ 33 \end{bmatrix}$ und $\begin{bmatrix} \hat{3}3 \\ 3 \end{bmatrix}$, welche jedoch mit wegen der Konservationsstufenfreiheit insgesamt den Charakter eines die Flippaggregate der Korrelationsstufe

umhüllenden Feldes quantisierter Raumwechselwirkung [3] haben. Nach 164 folgt die Quantisierung des Potentials bei Berücksichtigung des umhüllenden Wechselwirkungsfeldes durch das aggregat T invariant Liftselektoren. Wegen des Potentialschirmfeldcharakters ohne Korrelationsbeiträge und der Eigenschaft 164 welche [3] im Rahmen einer begrifflichen Verfeinerung als Chaton bezeichnet. Ein solches Chaton ist also ein korrelationsbeitragfreies Potentialschirmfeld einer R_3 - Verflechtung definiert.

Nach einer Untersuchung der mit Korrelation fähigen Elektronen und der physikalischen Schirmfelder in die Beziehung 165 zu ergänzen durch

$$\mathfrak{z}_{(x)} = \left({}^{2}\mathfrak{z}_{(\mu\nu)}\right)_3 , \; n\left({}^{2}\mathfrak{z}_{(\mu\nu)} \neq {}^{2}\bar{E}\right) \equiv 9 ,$$
$$2 = n(n-1) \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 165\,a)$$

Die n singulären und korrelativen Schirmfelder, bzw. das Chaton umschließen die Feldaggregate der beteiligten Kopplungsbindung, deren Kopplungsgruppen (Elektronen) nach 165 mit eigenbestimmten Quantisierungen invariant sind, wobei jeder Quantisierung durch ein quantisiertes Feldaggregat elementarer Korrelationsfähigkeit der beteiligten Kopplungsbindung charakteristisch wird. Für die einzelnen Kennzeichnungen gibt es dabei die folgenden Verhältnisse. Im Fall $x = a$ ist $n = 2$, das heißt, es gibt zwei singuläre Schirmfelder und $2 = 2$ mögliche Korrelationsfälle. Bei $x = b$, bezeichnet $x = c$ wird $n = 6$ und von diesen Schirmfeldern sind vier singulär und zwei korrelativ, wobei im Fall $x = c$ 4 Chatonen auftreten. Dort gibt es $2 = 30$ Korrelationsfälle in der Kopplungsbindung. Für $x = d$ haben wir $n = 9$ Schirmfelder (davon ein Chaton), nämlich drei singuläre und sechs korrelative Gebilde, welche $2 = 72$ gekoppelte Korrelationsfälle umschließen.

Die zu 164 und 165 führende Untersuchung erfolgte im 2. methodischen Fähigkeitsbereich hoher Mannigfaltigkeit, der dadurch gekennzeichnet ist, daß die Korrelation

zwischen Basis- und Kontravariante bei einem Konversor allein durch $\underline{h} \neq 1$ bestimmt wird. Jedes Fluidon ist mit 165 bereits auf einer Serie rotationssymmetrischer Grundflüsse, wobei formal zwei teilbige Grundflüsse als antipodal korrelationsfrei mit $\underline{h} = 1$ aufgefaßt werden können, bei denen Basis- und Kontravariante identisch werden. Solche antipodalen Grundflüsse können aber wegen der Korrelationsfreiheit nicht mehr als zyklische Konversorflüsse, sondern nur noch als Schirmfelder (mit eingebauter oder korrelativer Ruhe) erscheinen. $\underline{h} = 1$ im 165 führt also tatsächlich gemäß $(A \ldots \bar{E})_{\underline{h}=1} \equiv$ $\equiv [\alpha, \beta]$ zu den Schirmfeldern, während F mit dem symmetrischen linearen Konversor $\underline{\Psi} = (\psi)^{\underline{h}}$ identisch ist, weil hier Steinhalbleiter korrelieren. Aus diesem Grund kann auch F kein Schirmfeld repräsentieren, was für F in Analogie zum Begriff des Strahlens die Bezeichnung Wellpunkton nahelegt, weil F in allen Skalarfeldern und damit auch im räumlichen Interferenzen das R_6 definiert ist.

Das noch fehlende Schirmfeld ist 09
durch die nicht im methodischen Konversationsraum auftretende diskontinuierliche Raumverschiebung [3], also das Fluidon noch 164 ergeben, welches ein exponentielles abklingendes Nahwirkungsfeld des R_3 beschreibt. Nach der Bezeichnung

$$(A \ldots \bar{E})_{\underline{h}=1} \equiv [\overset{\alpha}{\alpha}\overset{\beta}{\beta}] \ldots\ldots\ldots 166$$

und Expansion durch 164 sind also die Begriffe Schirmfeld und Fluidon ineinander überführbar. Bei beiden Begriffen handelt es sich um verschiedene Formen des gleichen Phänomens symmetrischer Strukturkonversionen, welche damals als Urgebilden der Weltarchitektur aufgefaßt werden müssen. Diese Protoplasmen sind zwar materiell, aber nicht materieller Natur, denn sie materiellen Eigenschaften der Terme von 126 entstehen erst als Folge einer Korrelation solcher Protoplasmen. Da sie Protoplasma als Oberbegriff von Fluidon, Strahlen und Schirmfeld auftritt, ergibt eine einheitliche Symbolisierung

nimmvoll. Im Folgenden werden die Fluktonenkaskaden Protohadronen auf 165 symbolisiert durch (A...F) = (-(1...6)), während für die Schrumpfprotohadronen (A...E) = (+(1...5)) und [3] = (+7) gelten soll. Für die Protohadronen ist also die Symbolschrift

(A...F) = (-(1...6)), $(A...E)_{k=1} = (+(1...5))$,

[3] = (+7) 166

für die folgende Unterscheidung verbindlich.

Ein System signaturierender Grundflüsse bildet ein Fluktonum und hiernach wird wohl unterschieden, daß zu jedem Fluktonen (-k) in einem Unterhautum des R_6 für $1 \leq k \leq 5$ jeweils zwei zu Schrumpfelementen ausgeartete Grundflüsse gehören, so daß für $k \leq 5$ die (-k) stets im Verbund mit den Schrumpfelementen (+k) in den betreffenden Unterhäuten auftreten. Diese (+k) unterscheiden offenbar als symmetrische Konfigurationsträger die (-k), so daß die Protohadronen $k \leq 5$ bereits einfachste Fluktuationssysteme (±k) bilden. Ein solches einfachstes symmetrisches System (±k) soll im Folgenden als Protoimplex bezeichnet werden. Von diesen Protoimplexen kann es also nur fünf Arten geben; denn zu Weltfluktonen (-6) gibt es kein Schrumpfeld und zu (+7) kein Fluktonen. Die Kopplungsfluktuationen $c_{\underline{IX}}$ 4 für die möglichen Kennetziefarben a bis d liefern Schemata aus Kopplungsgruppen, welche Konfigurationsbrücken, sowie Verbindungen von Konfigurationsquellen und Konfigurationssenken definieren. Die hieraus resultierenden zyklischen Konfigurationsflüsse können aber nur in den Protoimplexen

$\gamma_k = (\pm k)$, $1 \leq k \leq 5$ 167a

nur im (-6) enthalten sein, während (+7) als Station die Konfigurabilität der komplexen Kennetziefarben x und d bestimmt. Es muß also ein Konjunktionssatz der Protoimplexe existieren, welches eine Konjunktion der Fluktonen implizierl und von der jeweiligen Kopplungsfluktuation bestimmt

wird. Hierin weisen die Kopplungs-
strukturen entsprechend die Proto-
simplexe zu einem Protohyperkom-
binatorischen Verknüpfungs-
system zusammen, deren
morphismen metaphorisch
Nutzen zu dem metaphorisch
Konfigurationsnutzen entsprechen.

Mit den im 167 und 183a angedeu-
teten Begriffen der Protohyperkom-
plexe wird eine entsprechende
einfache symmetrische Beschreibung
der vier kompositiven Kategorien
hinsichtlich ihrer Kopplungsstruk-
turen und Schrumpfverläufen
möglich. Die transfinite Selbstkon-
figuration $\varkappa = a$ erscheint als trans-
finiter Protosimplex $(\pm 1)_a$. Die pro-
fanische Zeitkonfiguration $\varkappa = b$ dage-
gen als Triade von Protosimplexen
$(\pm(123))_b$, während für die Raum-
konfigurationen $\varkappa = c$ der Neutrosor-
phieen $(\pm(14))_c$ $(+7)_c$ neben den
Protosimplexen das Strahlensystem
der Paradoxalität auftritt. Die sym-
metrische Protohyperkomplexität der Raum-
zeitkonfigurationen $\varkappa = d$ gelangt mit
Kategorien $(+(127))_d$ $(\pm(345))_d$ $(-6)_d$
verfügt über eine Schrumpfstufe
(singulär), eine Protosimplextriade
(mit korrelativen Schrumpfstufen) und
dem Weltpunkt aller drei Stufen-
kreisreihen.

Da jedes Tetradem auf signatur-
isomeren Funktionen abgebildet ist,
von denen jeder wiederum durch
eine Serie quantitätsreduzierter
Flipaggregate dargestellt wird, (mit
jeweils zwei Orientierungsmöglich-
keiten des Konfigurationsspins), wird
das Tetradem durch eine die Signatur-
isomerie kennzeichnende Zahl von
N bezüglich verschiedenen Elemen-
ten bestimmt, welche den Flip-
aggregate im betreffenden Defi-
nitionsbereich des Tetradems als R_6 –
Umbettungen der Kopplungsstruktur
und in einer zweiten tetradomischen
Korrelation signaturisomerer Funk-
tionen verfügt jedes der N Flipag-
gregate über eine Einbettung des
Konfigurationsspins, welche von den bei-
den möglichen Einbettungen verän-
dert ist, so daß auf $N > 1$ dieser Flip-
aggregate der Funktionen die Zahl Z_N
der möglichen Spinisomerien des betref-
fenden Tetradems ermittelt werden kann

liegt die Stereoisomerie der N Grundflüsse bezogen auf das Schirmfeldsystem des betreffenden Potosimplex fest, dann müßte sich für N = 1 die doppelte Spinentartung $Z_1 = 2$ ergeben. Für N = 2 wird dann $Z_2 = 2 \cdot 1 \cdot 2 = 4$ und für N = 3 ist $Z_3 = 2 \cdot 2 \cdot 1 \cdot 2 \cdot 3 = 24$ völlig evident. Der vollständige Induktionsschluß liefert dann für beliebige N > 3 das zahlentheoretische Gesetz $Z_N = 2^{N-1} \cdot N!$ möglicher Spinisomerien des Flutebons. Da sich alle Grundflüsse des Flutebons in ihren Signaturisomeren Variationsexponenten und quantisterenisomeren Flutaggregaten unterscheiden, wird das Flutebon aus N begrifflich verschiedenen Elementen aufgebaut, für welches (wie Sartre auch das Schirmfeld bezogen) N! Permutationsmöglichkeiten existieren. Diese N! Permutationen können aber mit verschiedene Relativlagen der Grundflüsse im Definitionsbereich des betreffenden Flutebons sein. Dies bedeutet aber, daß die N! Permutationen die möglichen Stereoisomeren des Flutebons hinsichtlich des Schirmfeldsystems sind. Bezeichnet S_N die Zahl der möglichen Stereoisomeren, dann fällt also $S_N = N!$ und $Z_N = 2^{N-1} \cdot S_N$ für die Zahl der Spinisomerien. Nun gibt es aber zu jeder der N Farbklasse stereoisomeren Grundflußkombinationen jeweils Z_N Spinisomerien, so daß es für das betreffende Flutebon $E_N = Z_N \cdot S_N$ Enantiostereoisomere geben muß. Hier schränkt der Begriff der Enantiostereoisomerie eines Flutebons besonders immobile, weil es zu jedem flutebonischen Isomerie hinsichtlich des gesamten Konfigurationsspins (+) allen Grundflüsse immer ein spiegelsymmetrisches Spinsystem (−) geben muß, welches bis auf die Spinorientierung mit (+) identisch ist. Kennzeichnet $E_N^{(\pm)}$ die Zahl dieser enantiostereoisomeren Flutebonen, welche paarweise spiegelsymmetrisch auftreten, dann gilt $2 E_N^{(\pm)} = E_N$. Die N signaturisomeren Grundflüsse eines Flutebons ermöglichen demnach hinsichtlich des zugehörigen S_N Schirmfeldsystems S_N stereoisomere Grundmuster im Definitionsbereich des betreffenden Potosimplex, welche von Z_N Spinisomerien überlagert werden. Auf diese Weise

entstehen $E_N^{(\pm)}$ enantiomorphe
Fluktonen des Protosimplex derart,
daß zu jedem Spinzustand eine
spiegelsymmetrische Antizustand
hinsichtlich des Konfigurationsspins
existiert. Zusammengefaßt wird
dieser Sachverhalt in

$$E_N^{(\pm)} = 2^{N-2} \cdot (N!)^2, \quad z_N = 2^{N-1} \cdot N!,$$
$$S_N = N! \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 168,$$

wodurch die Zahl aller möglichen Isomeren eines aus N verschiedenen Grundfluxonen aufgebauten Fluktons gegeben ist.

Da jedes Fluktonen aus zirkularisomeren Grundflüssen gekoppelt ist, von denen jeder wiederum durch eine Serie enantiosteresomerer Flußaffekte dargestellt wird, (mit jeweils zwei Orientierungsmöglichkeiten des Konfigurationsspins), wird das Fluktonen später eine sie signalisomerie

Da für die Schirmfelder keine Isomerien gegeben sind, beschreibt 168 auch sämtliche Isomere eines vorgegebenen Protosimplex. Nach der im Vorangegangenen entwickelten Beschreibung der Kopplungsmöglichkeiten aller Kernelektronen $\varkappa \equiv (a\ b\ c\ d)$ durch die $(\pm k)_\varkappa$ bleibt die Zahl $n(\varkappa)$ der Fluktonen eines jeden übrigbleibenden möglichen Materiefeldquants einfach $n \leq 6$ beschränkt. Wenn $1 \leq k \leq n \leq 6$ die laufende Indexziffer der mit Komposition kommutierenden Protosimplexe mit den Weltfluktonen, dann gibt es nach 168 für das Fluktonen k die Enantiosteresomeren $E_k^{(\pm)} = 2^{N_k-2} \cdot (N_k!)^2$, wenn in k die ganze Zahl von N_k Grundflüssen kondensieren. Gibt es ein Konjunktionsprodukt, welches k mit $l \neq k$ zyklisch komponiert, dann muß es wegen der $E_l^{(\pm)}$ Enantiosteresomeren von l für die Komposition $E_k^{(\pm)} \cdot E_l^{(\pm)}$ isomere Fluktonen geben. In einem beliebigen Materiefeldquant der Hermetizität $\varkappa$ korrelieren aber noch einem zyklischen Kompositionsgesetz n Prototrope mit fluktonischer Charakteristik, so daß sich für die Zahl $N_\varkappa^{(\pm)}$ reiner isomeren Formen

$$N_\varkappa^{(\pm)} = \prod_{k=1}^{n} \cdot E_k^{(\pm)} = 2^{\gamma} \cdot \prod_{k=1}^{n} (N_k!)^2$$

ergibt, wenn mit Kürzung $\gamma = \sum_{k=1}^{n} N_k - 2n$ gesetzt wird. Nach der Beziehung

$$N_\varkappa^{(\pm)} = 2^{\gamma} \cdot \prod_{k=1}^{n} (N_k!)^2, \quad \gamma = \sum_{k=1}^{n} N_k - 2n,$$

$n = n(\varkappa) \leq 6 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 168$ a

gibt es also für jeden polarisablen

entstehen $E_N^{(\pm)}$ enantiomorphe Isomere
Fullerenen des Prototopsimplexe derart,
daß zu jedem Spinfullerat ein
spiegelsymmetrisches antifullerat
hinsichtlich des Kondonspins
existiert. Zusammengefaßt wird
dieser Sachverhalt in

$E_N^{(\pm)} = 2^{N-2} \cdot (N!)^2$, $Z_N = 2^{N-1} \cdot N!$,

$S_N = N! \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 168$,

wodurch die Zahl aller überhaupt
möglichen Isomeren eines aus N
verschiedenen Grundflüssen aufge-
bauten Fullerens gegeben ist.

Da jedes Fulleren aus spinabson-
dierenden Grundflüssen gekoppelt in
den Ecken jedes wiederum durch eine
Serie enantiomorpher Flußpaare ge-
bildet dargestellt wird, (mit jeweils
zwei Orientierungsmöglichkeiten des
Kondonspins), wird das Fullerenen
daher eine sehr signifikante

Da für die Schimpelzahl keine
Formeln gegeben sind, beschreibt
168 auch sämtliche Isomere eines von
Fullerenen bestimmten Prototopsimplex.
Nach der im Vorangegangenen entwickelten Beschreibung der Kopplungsmöglichkeiten aller Kernelektronen
$\varkappa \equiv (a\ b\ c\ d)$ durch die $(\pm k)_\varkappa$ bleibt die
Zahl $n(\varkappa)$ der Fullerenen einer je-17
den überhaupt möglichen Materiespezies
gemäß $n \leq 6$ beschränkt. Mit
$1 \leq k \leq n \leq 6$ die laufende Indexziffer der mit Komposition kommensurablen Prototopsimplexe mit den Weltfullerenen, dann gibt es nach 168 für
das Fullerenen k die Enantiomorphenisomeren $E_k^{(\pm)} = 2^{N_k - 2} \cdot (N_k!)^2$, wenn in k die
gesamte Zahl von N_k Grundflüssen konstituieren. Gibt es irgendeine Konjunktionsorte, welches k mit $l \neq k$ symmetronisch komponiert, dann muß es
wegen der $E_l^{(\pm)}$ Enantiomorphenisomeren
von l für die Komposition $E_k^{(\pm)} \cdot E_l^{(\pm)}$
isomere Fullerenen geben. In einem
beliebigen Materiefeldquantum der
Hermitizität $\varkappa$ korrelieren aber
nach einem symmetronischen Kompositionsgesetz n Prototope mit
fullerenischer Charakteristik, so daß
sich für die Zahl $N_\varkappa^{(\pm)}$ reiner isomeren
Formen $N_\varkappa^{(\pm)} = \prod_{k=1}^{n} \cdot E_k^{(\pm)} = 2^\gamma \cdot \prod_{k=1}^{n} (N_k!)^2$
ergibt, wenn mit Hinzufügung $\gamma = \sum_{k=1}^{n} N_k - 2n$
gesetzt wird. Nach der Beziehung
$N_\varkappa^{(\pm)} = 2^\gamma \cdot \prod_{k=1}^{n} (N_k!)^2$, $\gamma = \sum_{k=1}^{n} N_k - 2n$,
$n = n(\varkappa) \leq 6 \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 168$ a
gibt es also für jeden polarisablen

Spektralserien auf 126, sowie für jeden imprimitiven Term der Heimatrie $\varkappa \equiv (a,b)$ eine im allgemeinen hohe Zahl von $N^{(\pm)}$ quantisierenden Stufen, welche immer auf den Zahlen N_k einer Folge ~~einer~~ einfacher quantisierenden Kopplungsstufen für die Komponenten $\varkappa \equiv (a\,b\,c\,d)$ einer Heimatrie warten kann. Hierfür wird es jedoch notwendig diese N_k numerisch festzustellen. Im jeden Fall weisen diese N_k von der Zahl imprimitiven Stufenflüsse im jeweiligen $(-k)$ bestimmt, doch ist zu jedem dieser Stufenflüsse ein ganzes Spektrum morphologisch ähnlicher Komponenten verknüpft, was N_k wesentlich abändern müßte. Tatsächlich werden aber die $(\pm k)_\varkappa$ von den $\underline{\pm}$ der betreffenden $\varkappa$-Heimatrie allein bestimmt, und diese liegen als symmetrische Konfigurationsbilder rein in diskreten Punktspektren, das heißt, es sind rein zahlentheoretische Funktionen ganzzahliger Indices. Dieser Sachverhalt verbirgt aber die Existenz morphologisch ähnlicher Stufenflüsse nicht, so daß N_k als Zahl der Signaturinvarianten mit der Besetzung einer Kopplungsklasse, also den Permutationen der zugehörigen Konfigurationsbilder identisch wird. Dies hat aber zur Folge, daß die Zahl die Photosimplexe der Zellbasen Kopplungsstrukturen der möglichen Heimatriepaaren mit Schranken der allgemeinen protonischen Strukturen Riesen Heimatrie-Konstante auf 126, sowie $\varkappa \equiv (a\,b)$ genügen zwar zunächst diesen Schranken, doch werden sie nicht allein gibt es zu jeder Heimatrie nach 126 ein ganzes Termspektrum, was mit Zahlen rückgeben kann, daß die $\underline{\pm}$ im allgemeinen auf $n_\varkappa^{(k)} \geq 1$ Photosimplexen $(\pm k)_\varkappa$ aufgebaut sind. Es muß demnach der Begriff eines Photosimplexbaustufe

$$\Theta_\varkappa^{(k)} = n_\varkappa^{(k)} (\pm k)_\varkappa$$

mit Beschreibung der realen Heimatriekonstante definiert werden. Zweifellos gilt dann $\underline{\pm} \equiv \Theta_\varkappa^{(k)}$ für die symmetrischen Konfigurationsbilder. Der Begriff dieser Photosimplexbaustufe wird also beschrieben durch die Definition

$$\Theta_\varkappa^{(k)} = n_\varkappa^{(k)} \cdot (\pm k)_\varkappa \equiv \underline{\pm}, \; n_\varkappa^{(k)} \geq 1 \ldots \ldots 168 \text{ b}$$

die auf jeden Fall bei der Beschreibung der Spektralserie aller Hermitie-
schen Matrizen angewendet werden müs-
sen.

Zur Weiterführung der Analyse
symmetrischer Korrelationen müs-
sen wir, das Konjunktionsprin-
zip der Photonen mit fluktuierender
Charakteristik zu beschreiben; denn
diese Konjunktion ist das eigentliche
Korrelationsgesetz welches die Kom-
position zu den Termen der jeweili-
gen Hermitiepolen bestimmt.
Ehe wenn eine Beschreibung dieses
Konjunktionsprinzips bekannt ist,
kann die korrelative Symmetrie
der Terme von 126 hinsichtlich
$x \equiv (c,d)$, sowie diejenige der im-
pulsenalen Stufen $x \equiv (a,b)$ transpa-
rent werden.

2.) Phototope Konjunktionen.

Die $k \leq 5$ Photonimplexfluk-
tuationen $(\pm k)$, sowie das Wellenfluktuon (-6)
und das Staboson $(+7)$ sind offensichtlich
fluktuierende Vorstufen, welche die
möglichen Hermitiepolynome zwar
als Koppelungsfluktuationen über Be-
rücksichtigung der Photonimplexkon-
jung komponieren, aber selbst sie
materiellen Eigenschaften der Träg-21
heit, Gravitation, Paulsenbarkeit
Impulsenbarkeit oder das elektrische
Ladungsverhalten mit Antimaterie
von $(\pm 1)_a$ noch nicht haben. Wenn
aber diese Photonimplexe die Koppe-
lungsfluktuationen gemäß $(\pm 1)_a$, sowie
$(\pm 1)_b$ $(\pm 2)_b$ $(\pm 3)_b$, oder $(\pm 1)_c$ $(\pm 4)_c$ $(+7)_c$
und $(+(123))_d$ $(\pm (345))_d$ $(-6)_d$ kompo-
nieren, dann mit es phototope
Konjunktionen $(\pm$ eben, welche die
Komposition mit Koppelungsfluk-
tuat der jeweiligen Hermitiepoly-
nome ermöglichen. Auf grund des sedi-
mentären Bauers eines $(\pm k)$ aus dem
Fluktuon $(-k)$ resultiert Konjunktu-
tionen mit ihrer Antimaterie-
en zu den simplexionen oder korrelati-
ven Schwingfolgen $(+k)$ kann
ein determiniertes Konjunktivgesetz
mit in einem Antikonjunktionsproz-
der Fluktuonen auf $(\pm p)$ und
$(\pm q)$ beziehen, das heißt, die ey-
klischen Konjunktionsfolgen bei der
Photonimplexe seien ineinander
über. Hieraus folgt unmittelbar,
daß ein solcher Antikonjunktionsver-
lauf mit Raum erfolgen kann,
wenn die korrelierenden Kon-

verschiedene Dimensionalität im gleichen Unterraum des R_6 liegen, also, wenn sie mit reellen Strukturkonstanten gebildet werden, eine Strukturkonstante $^2\bar{x}_{(\mu)}$ entsprechend kann es also mit drei möglichen Konjunktionen geben. Ein Konjunktivgesetz zwischen zwei Prototypen $(\pm(pq))$ kann also mit dann existieren, wenn p und q über eine gemeinsame Strukturkonstante μ verfügen. In diesem Fall gibt dann der Konjunktiv $(\pm q)-(\mu)-(\pm p)$, wobei der Konjunktor $-(\mu)-$ nicht definitionsgemäß mit auf die Elementen $(-(pq))$ bezogen kann. Mit dieser Darstellung des Konjunktors wird sofort deutlich, daß auf diese Weise drei Klassen von Konjunktivgesetzen formuliert sind. Im Falle der Konstellationskonjunktive $(\pm p)-(\mu)-(\pm q)$ bezieht sich μ auf den Elementenanteil hinsichtlich $^2\bar{x}_{(\mu)}$. Ein selbiges Korrelationskonjunktiv ist grundsätzlich verschieden, weil $-(\mu)-$ stets mit zwei Prototypen korreliert. Hingegen das so genannte Konturkonjunktiv $(\pm q)-(\mu)-(\mp p)$ definiert ist, kann bleibt μ nicht identifizierbar in diesem Fall nimmt es stets ein Element über $-(\mu)-$ in ein Schimpfwort, welches jedoch zu keiner Konjunktion fähig ist. Da aber $(-q)$ mit gleicher Strukturkonstante wie $(+p)$, kann das Schimpfwort den Kontrakt mit einem anderen Element über den gleichen Konjunktor vermitteln. Schließlich besteht noch die Möglichkeit, daß dieses vermittelnde Schimpfwort $(+z)$ und $\mu = 3$ ist, so daß $(\pm q)-(3)-(+z)$ den ebenfalls mehrdeutigen Strukturkonjunktiv definiert, der dennoch ein Sonderfall des allgemeinen Konturkonjunktivs ist. Hieraus folgt weiter, daß den Prototypenstrukturen gewisse Wertigkeiten hinsichtlich möglicher Konjunktoren zugeordnet werden können, sodaß die Prototypenwertigkeit identisch ist mit der Zahl s der verschiedenen Strukturkonstanten, welche als Konservatorien den jeweiligen Prototypen definieren. Demnach ist also $s = 2$ für $(-k)$ mit $k \neq 5$, aber $s = 3$ für

$k = 6$, weil alle drei Knotenpunkte bestimmen. Im Gegensatz zu diesen Knotenpunkten kann von einer Wertigkeit der $(+k)$ mit $k \neq 6$ nicht gesprochen werden; denn diese Schnittpunkte können mit über Konjunktion- oder Oppositionsstellung eine Korrelation vermitteln.

Die Konjunktionsdefinition aufgrund des Begriffes der Knotenpunkte und der Flugbahnkonjunktion ist offensichtlich noch nicht vollständig; denn es betrachten nicht sämtliche Fernpunkte eines Flugbahnbogens einen Konjunktionspunkt von korrelativen Bestandteilen (Flugbahnkonjunktion) kommen. Da $Z_k = Z((-k))$ mit $k < 7$ die Gesamtzahl der Fernpunkte im Flugbahnbogen $(-k)$ und mithin der Konjunktion $(\pm p)\text{-}(\mu)\text{-}(\pm q)$, dann ist im allgemeinen $Z_p \neq Z_q$, so sagt $|Z_p - Z_q| \geq 0$ zu setzen ist. Da $Z(Z_p, Z_q)$ die obere Schranke der Fernpunkte in p und q, welche über $|Z_p - Z_q|$ liegen, dann gilt $Z = \frac{1}{2}(Z_p + Z_q - |Z_p - Z_q|)$ und dies ist zugleich die obere Schranke der Fernpunktzahl, welche im Konjunktionsbogen von Konjunktion kommen kann. Da aber keineswegs alle Fernpunkte in p zu korrelieren brauchen, sondern nur $\varkappa_\mu \leq Z$ möge die Definition $-(\mu)-$ durch den Begriff der Konjunktionsvalenz $\varkappa_\mu$ zu $-(\mu\varkappa_\mu)-$ zu ergänzen. Die Hypothese $\varkappa_\mu = 0$ müsse bedeuten, daß überhaupt keine Korrelation zwischen p und q vorliegt, so daß für die Konjunktionsvalenz $\varkappa_\mu > 0$ zu fordern ist, wenn überhaupt ~~ein Konjunktiv~~ zwischen Flugbahnpunkten existieren soll. Die so ergänzte Konjunktionsdefinition zusammen mit den möglichen Konjunktivsetzungen wird also beschränkbare Formeln

$$-(\mu\varkappa_\mu)- \equiv {}^{\varkappa}\!\!-(\mu)-(\pm p)-(\mu\varkappa_\mu)-(\pm q),$$
$$(\pm p)-(\mu\varkappa_\mu)-(\mp q), (\pm p)-(3\varkappa_3)-(+7),$$
$$Z((-k)) = Z_k, Z(Z_p, Z_q) = \tfrac{1}{2}(Z_p + Z_q - |Z_p - Z_q|), 0 < \varkappa_\mu \leq Z \quad \ldots\ldots 169.$$

Da im allgemeinen $Z_p \neq Z_q$ und $\varkappa_\mu < Z$ bleibt, wird sogar partiell, daß es eine Konjunktionsmatrix unter der Voraussetzung

$$Z_p \neq Z_q, \varkappa_\mu < Z \quad \ldots\ldots 169a$$

geben muß, welche den bereits mitgeteilten Formationen der Protoimplexe

konfigurationen der Kernmetaphasen d
rat, dann teilt die Schwimmfeldstriche
(+(12+)) auf, so daß hier der Wahr-
scheinlichkeitsbereich 3 mit Konju-
gations- und Strahlenkonjunktive d
Farbe bestimmen. In der zyklischen Kon-
figuration (+1)d -(1)- (±3)d -(2)-
(+2)d -(2)- (±5)d -(3)- (+7)d -(3)- (±4)d
-(1)- → (+1)d kommt es nun zum
Einfluß von (-6)d im Konjunktionsbe-
reich zu den (+(12+))d, so daß
die zyklische Konstante Konjunktion
resultiert genau
::: (+1)d -(1)- (-6)d -(2)- (+2)d ::: und
::: (-6)d -(3)- (+7)d ::: mit Doppelung
resultiert der Kernmetaphasen d zu
ergänzen ist.

Immer dann, wenn -(μ)- in
$^{2}\mathfrak{K}_{(\mu)}$ Prometaphase in wie auch immer
beschaffene Konjunktive tritt, kommt
es zu einer Konjugation von Kon-
densatfilamenten der beteiligten Fluk-
toren (-x) mit $x \leq 6$; denen diese
Konjugation entscheidende morphische Form prometaphasischer Weiterelaborierungen. Die Abhängigkeit von der Konjunktivform fortauf die Tatsache zurück, daß die zu-
jugierten Schwimmfeldstriche mit den Defi-
nitionsbereich des -(μ)- in metaphasen
Kondensationsfäden Attraktoren,
aber keine Flugaggregate ausbilden,
mit diesem Prinzip genügt es, mit
den Valenzkonjunktiven
(±p) -(μ)- (±q) zu analysieren,
weil hierdurch die Allgemeingültigkeit nicht eingeschränkt wird.
Zur Analyse muß berücksichtigt werden, daß die mit Konjugation kommenden Flugaggregate zyklischer Konfigurationen, welche nach da IX je-
weils über ein pseudoattraktives Doppelungsmaximum N_ und ein Valenzmaximum N_+ mit einer Konzentration verfügen. Ferner ist der Definitionsbereich eines relativen Flugaggregates durch die beteiligten Konzentrationsfunktionen bestimmt, während der Sinn des Flugaggregates durch die Zahl w der zyklischen Konfiguration gegeben ist, nach welcher der Superzentrum wieder hervorgeht. Die zyklischen Konzentrationen selbst bestehen durch die antihomologen Anteile ihrer Konstituenten aktiviert, und Attra-

bationen die Eigenfrequenz der Grundlösung eines Funktionals durch die Verteilung der Nullstellen oder Singularitäten, bzw. der gitterlosen Konfigurationsräume innerhalb einer Kopplungsstruktur. Wenn p und q durch die Signaturen $(-p) \equiv \binom{x\,x}{y\,\mu}$ und $(-q) \equiv \binom{x'\,x'}{y'\,\mu}$ gekennzeichnet, dann heißt $-(\mu)$ möglich, weil beide Funktionen bei $(x\,x\,y) \neq (x'\,x'\,y')$ in der gleichen Struktureinheit ${}^2\bar{x}_{(\mu)}$ definiert sind, was der Existenzbedingung für $-(\mu)$ [illegible] für die $N_\pm(p,q)$ die Kopplungs- bzw. Korrelationsmaximen für p und q in μ, dann kann für die Eigenfrequenz nach den Untersuchungen über zyklische Konfigurationsräume

$F_p(\mu) = N_+(p)\,\binom{x\,x}{y\,\mu}\,N_-(p)$ und
$F_q(\mu) = N_+(q)\,\binom{x\,x}{y\,\mu}\,N_-(q)$

geschrieben werden. Nach § IX gilt aber für die Symmetrie der $F_{pq}(\mu)$ bei $N_\pm \to N_\mp$, d.h., die N_+ und die N_- werden periodisch vertauscht, was die Zyklizität der F_{pq} bedingt. Mit diesen symmetrischen Sachverhalten kann nunmehr die Konjugationsbedingung abgelesen werden, nach welcher in ${}^2\bar{x}_{(\mu)}$ die p und q Korrelationsbereiche sind. Die Konjugation kann sich dabei nur auf das jeweilige Konfigurationsmaximum in N_+ beziehen, was jedoch nur dann möglich ist, wenn der Korrelationsmatrix $F_p(N_\pm)$ auf p mit dem entsprechenden Wert $F_q(N_\mp)$ auf q zusammenfällt, das heißt, wenn zwischen F_p und F_q in ${}^2\bar{x}_{(\mu)}$ eine Eigenphase φ existiert, derart, daß beide Eigenfrequenzen um $\varphi = \pi/2$ phasenverschoben sind. Offenbar sind z. B. auf ${}^2\bar{x}_{(\mu)}$ die $F_{pq}(\mu)$ orientiert, so daß für die Strukturvektoren der Eigenfrequenz $\bar{F}_{pq}$ nur raten ist. Da entsprechend der Zyklizität $N_\pm \to N_\mp$ für p und q gilt, existieren auch die partiellen Spinvektoren hinsichtlich ${}^2\bar{x}_{(\mu)}$, nämlich $\bar{\sigma}_{pq} \perp \bar{F}_{pq}$, für welche mit den Spinzahlen w_{pq} hinsichtlich μ auch $\bar{\sigma}_{pq} = w_{pq}\,\bar{s}_{pq}$ gesetzt werden kann, wobei $\bar{s}$ der Spin des Aggregates und $\bar{s}$ der Elektronspin in ${}^2\bar{x}_{(\mu)}$ ist. Mit den Spineinheitsvektoren $\bar{s}^{(0)}_{pq}$ gilt dann $\bar{s}_{pq} = \bar{s}^{(0)}_{pq} \cdot s_{pq}$, wenn $|\bar{s}^{(0)}_{pq}| = 1$

ist. Wenn man für F_p und F_q die zur Konjugation notwendige Phasenbedingung $\varphi = \pi/2$ explizit ist, dann ist diese Bedingung zwar notwendig, aber nicht hinreichend, denn $\bar{s}_p$ und $\bar{s}_q$ können irgendwelche Winkel einschließen. Sollen in ${}^2\overline{\mathfrak{Re}}(\mu)$ die F_p und F_q im Sinne von $-(\mu)-$ eine Konjugation ihrer Konfigurationsmaxima stören, dann muß offensichtlich $\bar{F}_p \parallel \bar{F}_q$ sein, was aber wegen $\bar{F}_{pq} \perp \bar{\sigma}_{pq} = \omega_{pq} \cdot \bar{s}_{pq}$ unmittelbar $\bar{s}_p \parallel \bar{s}_q$ als hinreichende ergänzende Bedingung zur Folge hat. Für die Existenzbedingung von $-(\mu)$ als $(\pm p)-(\mu)-(\pm q)$ gibt demnach nunmehr die Bedingung der Konfigurationskonjugation, nämlich

$(-p) \equiv F_p(\mu, N_\pm) = N_+(p)\begin{pmatrix} \mathfrak{x} & \lambda \\ \lambda & \mu \end{pmatrix} N_-(p)$,

$(-q) \equiv F_q(\mu\, N_\pm) = N_+(q)\begin{pmatrix} \mathfrak{x}' & \lambda' \\ \lambda' & \mu \end{pmatrix} N_-(q)$,

$(\mathfrak{x}\,\lambda\,\mathfrak{x}) \neq (\mathfrak{x}'\,\lambda'\,\mathfrak{x}')$, $F_p(N_\pm(p), \mu) =$

$= F_q(N_\mp(q), \mu) \mid \mu \equiv {}^2\overline{\mathfrak{Re}}(\mu)$ 170,

welche durch die Parallelitätsbedingung der Feldkomponente

$\bar{F}_{pq}(\mu) \perp \bar{\sigma}_{pq} = \omega_{pq}\, \bar{s}_{pq}$,

$\bar{s}_{pq} = \bar{s}^{(\sigma)}_{pq} \cdot s_{pq}$, $|\bar{s}^{(\sigma)}_{pq}| = 1$,

$\bar{s}_p \parallel \bar{s}_q$ 170a

ist ergänzen ist. Die Bedingungen 170 und 170a beschreiben also die notwendige und hinreichende Existenzbedingung von $-(\mu)-$ im Falle der Konfigurationskonjunktion. Liegt davon ein Konjunkt- oder Strukturkonjunktion vor, dann ändert sich an dieser Existenzbedingung nichts, weil sie Schnittgebiet mit der Konjugation-Konfigurationsmaxima durch ihre metrischen Konfigurationsbasen separiert, nicht aber die Konjugationsdynamik der Feldbasen tangiert. Die Bedingung 170a, also $\bar{s}_p \parallel \bar{s}_q$ eröffnet einen weiteren Einblick in die möglichen Konjunktivstrukturen; denn diese Parallelität wird zweideutig durch $\bar{s}_p^{(\sigma)} = \pm \bar{s}_q^{(\sigma)}$ ermöglicht. Im Falle des positiven Zeichens, also der Parallelität wäre $-(\mu)$ ein Orthokonjunktor, aber im Falle des negativen Zeichens, also der Antiparallelität wäre $-(\mu)$ ein Parakonjunktor. Diese Möglichkeit der Ortho- und Parakonjunktoren findet also ihren Ausdruck in

$\bar{s}_p^{(0)} = \pm \bar{s}_q^{(0)}$ ..... 120 b,

woraus bewiesen wird, daß der mittlere Konjunktionsspin noch eine Klassifikation in Ortho- und Parakonjunktaten übrig läßt.

Aus der Existenz noch weiterer $-(\mu)$ und der Darstellung partieller Funktionspine, wie dem Konjugationsspinvektor zylindrischer Koordinaten eine über $-(\mu)$ bei der Phasenverschiebung um $\pi/2$ stehen sich zwei weitere Kombinationsmöglichkeiten der Ortho- und Parakonjunktaten, die Existenz eines allgemeinen Konjunktionsspins, während andererseits die Existenz der $-(\mu)$ und Helbat die Komposition der $(\pm k), (-6), (+7)$ mit $k \leq 5$ in den Termen von 126 und den im vorstehenden Hermitizitätsformen unter Berücksichtigung von 168 b aufzeigt. Diese Komposition der Protoimplexe in den Hermitizitätsformen schließt den Übergang von den Funktionalen Variationen in den elementaren Koordinatenformen, worin sich eine Funktionale Funktionale Hierarchie aller Wechselwirkungen der R_6 und ihrer R_3-Projektionen offenbart.

3.) Konjunktat- und Strahlenspin.

Wenn $-(\mu)$ in $(\pm p)$ $-(\mu)$ $(\pm q)$ wirkt, so sagt es nur die Vorzeitenkonjugation der partiellen Funktionen in μ kommt, dann folgt aus der Beziehung $\bar{s}_p^{(0)} = \pm \bar{s}_q^{(0)}$ der partiellen Einheitsspinvektoren dieser Funktionen, daß es in Folge dieser Konjugation mit Beibehaltung eines Konjunktatspins kommen muß, ganz einfach mit einem Spine von Ortho- und Parakonjunktat als Ortho- und Parakonjunktat antiparallel sein. Zur symbolhaften Darstellung eines solchen Konjunktatspins ist nur einfachen Schreibweise neben der Angabe der mit Konjugation kommenden Protoimplexe p und q, wie der Konjunktats μ noch diejenige der jeweiligen Hermitizitätsform $\varkappa$ und der Ortho- oder Paratonalität $(\pm)$ von μ notwendig. Z.B. $\bar{5}$ der Konjunktatspin des

Konjugations $(\pm p)_\varkappa\,\text{-}(\mu)\text{-}\,(\mp q)_\varkappa$ im Ortho- oder Paraeinstellung, kann nach der $\overline{S}\,((\pm p)_\varkappa\,\text{-}(\mu)\text{-}(\mp q)_\varkappa)$ Konjunktionsspins $S=\frac{p}{\varkappa}(\mu)^{q}_{\pm}$ in Ortho- (μ)$\pm$ zyklo- linien messen. Da auf jeden Fall Ortho- und Paraeinstellung (μ)+ und (μ)- der Konjunktionsspins antiparallel laufen, muß stets $\cos((\mu)_+,(\mu)_-)=-1$ sein. Aus der Definition

$$\overline{S}\,((\pm p)_\varkappa\,\text{-}(\mu)\text{-}(\mp q)_\varkappa)=\frac{p}{\varkappa}(\mu)^{q}_{\pm}$$

$$\cos((\mu)_+,(\mu)_-)=-1 \quad\ldots\ldots\ldots

welche auf die Typen x und y der beteiligten beiträgen Feldtensoren entsprechen, dann ist $V^x_\mu + V^y_\mu = V_\mu$. Diese Spaltung der Konjunktorspins im Falle beiträglicher Feldtensoren mit dem bisherigen Index

$$(-p)_{bc} - (\mu\, V_\mu +) \quad (\pm q)_{bc} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 121a.$$
$$V^x_\mu + V^y_\mu = V_\mu$$

Die durch diese Beziehung bezeichnete Konjunktorspaltung ist offensichtlich zweideutigkeitsfrei. Nach § IX sind nämlich die Feldtensoren der möglichen Photoimplexe typbezogene von Vorderseitenflüssen, deren kontrahierte Feldstärken allein durch die Quellen- und Senkenverteilungen innerhalb der jeweiligen Koppelungsstruktur alle Konstanten gegeben sind. Wenn nun $(\pm p) - (\mu +) (\pm q)$ in p gegeben ist, dann besteht die Möglichkeit, daß neben p und q im μ partiell auch noch $(\pm k)$ existiert, und eine Konjugation seiner Konstantflüsse in μ mit dem bereits existierenden Konjunktiv zwischen p und q erzeugt. Liegt eine derartige Konjugierende Photoimplexstruktur vor, dann muß es wenigstens zu minderst einer Konjunktorspaltung kommen, wenn alle drei Photoimplexe in der gleichen Strukturheit μ durch entsprechende Konjunktive in Verbindung stehen soll. Die Möglichkeit einer Konjunktorspaltung wächst offenbar mit der Zahl der Konstantflüsse des Feldtensors in der betreffenden Strukturheit, sie aber wiederum nach den Untersuchungen über Koppelungsstrukturen unmittelbar durch die Zahl der möglichen Signaturmomente gegeben ist. Demnach wird immer der Konjunktorspin $^p_x(\mu)^q_\pm$ von $(\pm p) - (\mu +) (\pm q)$ überlagert durch $^k_x(\mu)^{pq}_\pm (V^x_\mu, V^y_\mu)$, wenn $(-k)$ eine höhere Signaturmomente als diejenigen von $(-p)$ und $(-q)$ hat, das heißt, wenn $\frac{1}{2}(k) > \frac{1}{2}(p)$ und $\frac{1}{2}(k) > \frac{1}{2}(q)$ oder $\frac{1}{2}(k) > 1/2\,(\frac{1}{2}(p) + \frac{1}{2}(q))$ gilt. Die Beziehung 121a ist also zu ergänzen durch

$$(\pm p) - (\mu +) (\pm q), \quad (\pm p) - (\mu\, V^x_\mu +) \cdot$$
$$\cdot (\pm k) - (\mu\, V^y_\mu +) (\pm q) \quad ; \quad {}^k_x(\mu)^{pq}_\pm (V^x_\mu, V^y_\mu),$$
$$\tfrac{1}{2}(k) > 1/2\,(\tfrac{1}{2}(p) + \tfrac{1}{2}(q)) \ldots\ldots\ldots\ldots 121b.$$

Hierin besteht nun die Möglichkeit die konjunktiv bestimmten Feldstärkeformen $x \equiv (b\,c\,d)$ hinsichtlich ihrer Spinstrukturen und Konjugationssignaturen

Hadronen Unbarionzahlen der Konfigurationsbruchzahlen und einer Behauptung der Signaturkombinatorik

Haben $2\,\nu_3(6) > \nu_3(4) + \nu_3(3)$, aber auch $2\,\nu_3(6) > \nu_3(3) + \nu_3(5)$ und $2\,\nu_3(6) > \nu_3(4) + \nu_3(5)$, so sagt $(-6)_\alpha$ als Steinmetzlicher Probierprozess in allen Steinbruchkombinationen mit Konjunktivspaltung kommt. Für die Spinbruchzahl folgt dann, weil mit Kontaktkonjunktive $(+\mu)_\pm$ multiplizieren das Schema ${}^3_\alpha(+1)^4_{(\pm)}$; ${}^6_\alpha(+1)^{3,4}_{(\pm)}$ (ν_1^x, ν_1^y) für die Hausbinäre, aber ${}^3_\alpha(+2)^5_{(\pm)}$; ${}^6_\alpha(+2)^{3,5}_{(\pm)}$ (ν_2^x, ν_2^y) für die zeitliche und ${}^4_\alpha(+3)^5_{(\pm)}$; ${}^6_\alpha(+3)^{4,5}_{(\pm)}$ (ν_3^x, ν_3^y) für die Raumbruchzahl. Hier wird $(+3)_{(\pm)}$ möglich, weil in den Fehlstellen (-4) und (-5) Antikonjunktivanteile zu $-(3)-$ über $(+7)_\alpha$ kattelieren. In jeder der drei Bruchzahlen ${}^2\bar{\nu}_{(\mu)}$ sind nach diesem Schema $2 \cdot 4 = 8$ Spinvariationen möglich, so daß insgesamt $8^3 = 512$ Konjunktivsignaturen für $\kappa = \alpha$ existieren.

Bei der Konjunktivspinhandlung ist es wie bei der Flipoperation, daß nur zyklische Bruchzahlprozesse, wenn das be-

---

mit unbestimmten Zeichen folgt für die Zeitkonjunktionen $(\pm 1)_b$ $-(1\,\nu_1)-$ $(\pm 3)_b$ $-(2\,\nu_2)-$ $(\pm 2)_b$ die Spinbruchzahl ${}^b_\alpha(1)^3_{(\pm)}$ (ν_1^x, ν_1^y), ${}^3_b(2)^2_{(\pm)}$ (ν_2^x, ν_2^y), welche Summen über $4 \cdot 4 = 16$ Konjunktivsignaturen ergibt, wenn jeder Konjunktivsignatur $(\pm)$ angibt, daß die Möglichkeiten $(+)$ oder $(-)$ unabhängig von den vorgelegten Konjunktivsignaturen bei Konfigurationen $(\pm 1)_c$ $-(1\,\nu_1)-$ $(\pm 4)_c$ $-(3)-$ $(+7)_c$ gibt ${}^c_\alpha(1)^4_{(\pm)}$ (ν_1^x, ν_1^y), so daß mit $2 \cdot 2 = 4$ ν_1-Symmetrien vorliegen, weil $-(3)-(+7)_c$ wegen des Fehlens eines Fehlstellen im Chaton keinen Konjunktivspin ausbilden kann. Hiermit die Gruppe der Raumzeitkonfigurationen hat, dann führen alle Konjunktionen mit Kontaktkonjunktiven nach unter $(+\mu)_{(\pm)}$ im Spinzyklus gekennzeichnet werden soll. Da die Doppelungsbruchzahl für $\kappa = \alpha$ durch

$\ldots (\pm 4)_\alpha -(1)-(+1)_\alpha -(1)-(\pm 3)_\alpha -(2)-(+2)_\alpha$
$-(2)-(\pm 5)_\alpha -(3)-(+7)_\alpha -(3)-(\pm 4)_\alpha \ldots$,

$(+(1,2))_\alpha = (1,2) = (-6)_\alpha$ $(-3)_\alpha$ $(+7)_\alpha$ werden ist und hier neben den Konjunktivsignaturen das Weltgeschehen erscheint, müssen zunächst die Signaturkombinatorik betrachtet werden. Nach den zyklische

treffende Konjunktivsatz einen Nebensatz mit einstehen bestreitet. Ist $\bar{w}$ der Wirbelvektor der Wellengeschwindigkeit $\bar{v} = \bar{v}_0 + i\bar{w}$ noch $\hat{\varepsilon}$, also $w^2 = c^2 + \hat{\varepsilon}^2 + \bar{\eta}^2$, dann folgt für einen Drehimpulsstrom im $(3\bar{M})$ im R_6, wenn der Energiedichtestrom ${}^2\bar{T}$ bekannt wird $\bar{\varepsilon} = \sum_{k=1}^{6} \bar{x}_k$ ist. Sowie ein Radiusvektor in R_{1+}

$w\,{}^3\bar{M} = \bar{\varepsilon} \times {}^2\bar{T}$ und dieses Gesetz muß auch für die Spinbeschreibung gelten. Für die Quellen von ${}^3\bar{M}$ wo folgt unmittelbar $\overline{div}_6 (w\,{}^3\bar{M}) = \overline{div}_6 \sum \bar{\varepsilon} \times {}^2\bar{T} = {}^2\bar{T} - {}^2\bar{T}^{\times} = 2 \cdot {}^2\bar{T}$. Die Erhaltung des Drehimpulses $\overline{div}_6 (w\,{}^3\bar{M}) = {}^2\bar{\sigma}$ ist also nur dann gegeben, wenn ${}^2\bar{T}$ in der Beziehung 79 nicht relevant ist im Ansatz ${}^2\bar{R} - 1/2\,{}^2\bar{q} \cdot R \sim {}^2\bar{T}$ mit Strukturbeschreibung ist. Die Nichterhaltung des Drehimpulses ist zwingende Konsequenz zu ${}^2\bar{T} \neq 0$, also ${}^2\bar{R} - 1/2\,{}^2\bar{q} \cdot R = ({}^2\bar{R} - 1/2\,{}^2\bar{q} \cdot R)^*$, und damit $\{\} = \{\}^{\times}$ oder ${}^2\bar{q} = {}^2\bar{q}^{\times}$ mit Folge. Diese tensorische Symmetrie bleibt bei der Entwicklung von 115 auch nach der Normierung $[\hat{\ }] = [\hat{\ }]^{\times}$ erhalten, was in der systematischen Fundamentalisierung

$\left[\begin{smallmatrix} \mu\nu \\ \varkappa\lambda \end{smallmatrix}\right]^{\wedge} = {}^3\bar{\sigma}$ Hotz ${}^2\bar{j}_{(\varkappa\lambda)} \neq {}^2\bar{j}^{*}_{(\varkappa\lambda)}$ strukturell, weil ${}^2\bar{j}_{(\varkappa\lambda)}$ nur den Anteil des Elektronenspins führt. $n = const$ im Kathetalsatz $\hat{j}a$ Eigenschaft der Feldaktivabatenbeschreibung, unmittelbar die Erhaltung des Drehimpulses allgemeinstens im R_6. Der Tensor ${}^3\bar{M}$ beschreibt offensichtlich die räumliche Dichte (bezogen auf den R_3) des Drehimpulses, so daß für die räumliche Spindichte $\bar{\sigma} = \frac{1}{3} \rho_{\varkappa} {}^3\bar{M} = \frac{1}{w} \cdot \frac{1}{3} \rho_{\varkappa} \bar{\varepsilon} \times {}^2\bar{T} = \frac{1}{w} \cdot \bar{\varepsilon} \times {}^2\bar{T}$, also für den Spin des einfachen Einzelstrahlimpulses $\bar{\sigma} = \iiint \frac{\bar{\varepsilon}}{w} \cdot {}^2\bar{T} \cdot d\varkappa_1 d\varkappa_2 d\varkappa_3$ im euklidischen Fall zu setzen ist. Nach der symmetrischen Fassung der Wellengleichung (144 und 144a) bestehen die $\bar{\varkappa}_{(\mu\nu)}$ (symmetrische) Konjunktionsausdrücke der Strukturbeziehungen, so daß im divergenzfreien Fall $\lim_{\varkappa \to \infty} \rho \bar{\varkappa}_{(\varkappa\lambda)} = 0$;

$\left[\begin{smallmatrix} \mu\nu \\ \varkappa\lambda \end{smallmatrix}\right]^{\wedge} \sim {}^2\bar{w}_{(\varkappa\lambda)}^{(\mu\nu)}$ ist einem tensoriellen Feldzustand proportional, wird die Konjunktion $\bar{\varkappa}$ der $-(\mu)-$ im ${}^2\bar{\varkappa}_{(\mu)}$ der Konjunktion $(\pm p)\,-(\mu)-\,(\pm q)$ entsprechen, dann muß

dies den Konjunktionsspin $\overset{p}{\chi}(\mu)^q_{\pm}$ mit Folge-
haben, denen sämtliche Dichte-
matrizen gegenüber Störungen
$f_V \overset{p}{\chi}(\mu)^q_{\pm} = \overline{\xi}_\mu / w \quad \overline{p}_\mu$ zu beschreiben
ist, wenn $\overline{\xi}_\mu$ der Rang der zyklischen Konjunktion im $\overset{p}{\chi}(\mu)$ ist.
$^2\overline{p}_\mu = \frac{\varepsilon}{\varepsilon}$ $^2\overline{W}(\varkappa\varkappa)$ ist hierin ein
Entartungsfaktor, welcher additiv aus den jeweiligen Beiträgen
mannigfacht ist, denen Konfigurationen
die im Konjunktionsspin $-(\mu)$ benachbarten
Protonimpulsräume p und q aufbauen. Durch das R_3-~~Elektron~~ Element
$f\,V$ des Selektors f_V entsteht ferner
$\max p \; f\,V = \frac{3}{\prod_{k=1}} f\, 2_k = \tau \cdot \sqrt{\tau} \cdot \frac{3}{\prod_{k=1}} f()_k$
als Maximum eines R_3-Volumens. Für
den Konjunktionsspin folgt demnach
das Maximum $\max \overset{p}{\chi}(\mu)^q_{\pm} \sim S \frac{\overline{\xi}_\mu}{w} \cdot$
$\cdot \frac{\varepsilon}{\pi\varepsilon} \; sp^{\chi\Delta(\mu\nu)}(\varkappa\varkappa)\, i \frac{\left[\begin{smallmatrix}\mu\nu\\ \varkappa\varkappa\end{smallmatrix}\right]}{\left[\begin{smallmatrix}\mu\nu\\ \varkappa\varkappa\end{smallmatrix}\right]_+}\, i()\, f\, V_{\text{Konjunktion}}$ Sieht die
Beziehung nicht aber für $\frac{\varepsilon}{\varepsilon} \to \infty$ die
Fassung $\overset{p}{\chi}(\mu)^q_{\pm} \sim S \frac{\overline{\xi}_\mu}{w} \; ^2\overline{p}_\mu \; f\, V = S$
$= S \frac{\overline{\xi}_\mu}{w} f \; ^2\overline{W}_\mu$ und hierin ist nach
dem Prinzip der Entropiemaximierung
$E_\mu = h \cdot \nu_\mu$ das Maximaldifferential
$f \; ^2\overline{W}_\mu = h / \nu_\mu \; f \; ^2\overline{m}^{(pq)}_\chi$, wobei die Kom-
ponenten von $^2\overline{m}^{(pq)}_\chi$ aus den Selektoren
gewinnt Quantenzahlen bestehen,

welche innerhalb χ die Simplexe
$(p;q)$ kennzeichnen. Mit Beachtung
der Möglichkeit der Ortho- und Para-ein-
stellung des Konjunktionsspins be-
stimmt sich, dann $\max \overset{p}{\chi}(\mu)^q_{\pm} =$
$= \pm h \, S \frac{\overline{\xi}_\mu}{w} \nu_\mu \; f \; ^2\overline{m}^{(pq)}_\chi$. Hierin
ist $\overline{\xi}_\mu = \overline{\xi}_{\mu(\sigma)} \cdot \nu_\mu / 2\pi$ der Rang der zy-
klischen Konjunktionsumgebung, in welcher
welcher mit der Folgefrequenz der
Konfigurationen ν'_μ im Zusammen-
hang ~~Ach~~ $\nu_\mu \, \nu'_\mu = w$ steht.

Diese unbekannte Folgefre-
quenz ν'_μ wiederum kann durch
die Umlauffrequenz ν_μ des Flie-
gens eines Konfigurators im Kon-
junktor ausgedrückt werden.
Jeder Konjunktion kann nur
ein Konfigurator kommen von
zwei Flugbahnen aus den im Kon-
junktor benachbarten Protonimpuls-
räumen sein, so daß auf ν_μ immer
zwei Konfiguratoren mit der jewei-
ligen Flugfrequenz ν_μ kommen,
was aber bedeutet, daß für die
Folgefrequenz der Konfiguratoren
längs ν_μ die Verdoppelung $\nu'_\mu = 2\nu_\mu$ zu
setzen ist. Für die Substitution folgt
damit aber $2\nu_\mu \nu_\mu = w$. Damit wird
aber im Integranden

$\bar{\xi}_\mu / w \cdot \gamma_\mu = \bar{\xi}^{(0)}_\mu \cdot \frac{w_\mu \gamma_\mu}{2\pi w} = \bar{\xi}^{(0)}_\mu / 4\pi$, also

${}^{p}_{x}(\mu)^{q} = \pm 1/2 \hbar \, S \, \bar{\xi}^{(0)}_\mu \, f \, {}^{2}\underline{m}^{(pq)}_{x}$. Da $\bar{\xi}_\mu$ ein Einheitsvektor dieses Konjunktionsspins, und sind die $\underline{m}^{(pq)}_{x} \geq 0$ selektierten positiver Quantenzahlen, welche aus den Komponenten von ${}^{2}\underline{m}^{(pq)}_{x}$ (selbstverständlich werden können, dann wird $\bar{\xi}^{(0)}_\mu \, f \, {}^{2}\bar{m}^{(pq)}_{x} = \bar{\xi}_\mu \, f \, \underline{m}^{(pq)}_{x}$ mit $\bar{\xi}_\mu = \text{const}$ gegen S), also ${}^{p}_{x}(\mu)^{q} = \bar{\xi}_\mu \, | \, {}^{p}_{x}(\mu)^{q} \, |$, also ${}^{p}_{x}(\mu)^{q} = \pm 1/2 \hbar \, \bar{\xi}_\mu \, S \, \underline{m}^{(pq)}_{x} =$ $= \pm 1/2 \hbar \, \bar{\xi}_\mu \, \underline{m}^{(pq)}_{x}$ möglich. Das ist eine mathematische Darstellung des Konjunktionsspins

${}^{p}_{x}(\mu)^{q}_{\pm} \sim S \, \bar{\xi}_\mu / w \quad \# \sum_{\varepsilon} \, \text{sp} \, \mathfrak{K}^{(\mu\varkappa)}_{(\varepsilon\varkappa)} \; ;$

$\left[\frac{\mu\,p}{\varkappa\,q} \pm \lambda \right]_{+}$; $\prod_{k=1}^{3} \quad f(\,)_k$ - - - - - 172

ergibt sich also die einfache Lösung

${}^{p}_{x}(\mu)^{q} = \pm \bar{\xi}_\mu \cdot \hbar/2 \cdot \underline{m}^{(pq)}_{x}$!

${}^{p}_{x}(\mu)^{q} = \bar{\xi}_\mu \, | \, {}^{p}_{x}(\mu)^{q} \, |$ - - - - - - - - - 172a.

Bei dieser Beschreibung des Konjunktionsspins handelt es sich bekanntlich um das Wellenintegral erstreckt über einen Bereich des reellen physikalischen mathematischen R_3 in welchem aber auch jedes Strahlon definiert ist. Hierin müsste die Superposition aller Konjunktionsspins der Terme einer kanonischen $\varkappa$ des zu einer abstrakten beschränkten Spinrichtung im R_3 als R_3-Spin führen, der als Strahlspin zu definieren wäre. Ein Strahlon (+7) ist nur für $\varkappa \equiv (c,d)$ definiert, nicht aber für $\varkappa \equiv (a,b)$, daß für die Summe der Konjunktionsspin-Integrale auch für diese Quantenkonfigurationen. Der Interferenzbereich im R_3 kann im diesem Fall mit einem R_3-Wirkungsbereich der betroffenen Quantenkonfigurationen nun, der als Prädikat zu interpretieren wäre. Die Natur dieses räumlichen Wirkungsbereiches ist impulsstrahlen a- und b-Strukturen bei jeder (+2) wird unter die Tatsache der Gleichung 164 transparent. Umgekehrt von der Summe die Punktualität bestimmenden (+2)-Simplexe indizieren nach dieser Beziehung das mit Konfigurationen kommunizierende imaginäre räumliche Strahlwirkungsfeld eine R_3-Konfiguration, welche entweder als Strahlon die Punktualität der c- und d-Strukturen

Bestimmt, oder als Pseudovektoren
sieht dämlicher Wirkungsbereich
der Impulsmomenten vektoren
ergeibt. Hierin liegt der Grund
dafür, daß die a- und b-Kenne-
zahlen im Z übergehen wider den
Vertauschungssatz $(a,b) \to (a,d) + (c,d)$ möglich wird.
Die Kennzahlen kann man nun
den Kennziffern auch Pseudo-
Vektoren eigenschaften eines
Vektorspins zusammen:

$\mathfrak{M}\ m_\varkappa = \sum_{p,q} m_\varkappa^{(pq)}$ der Selektor
gerader Spinquantenzahlen eines reinen
Vektor- oder Pseudovektorspins $\bar{s}_\varkappa$, und
ist rein Einheitsvektor gegeben durch
$\sum_\mu \bar{s}_\mu = \bar{s}_0$, dann folgt für den
Selektor dieses Vektorspins der Kennzahlen $\varkappa$ die Darstellung

$\bar{s}_\varkappa = \sum_{\mu pq} {}^p_\varkappa(\mu)^q = \pm\, {}^1\!/_2\ \hbar \sum_\mu \bar{s}_\mu \cdot \sum_{pq} m_\varkappa^{(pq)}$

$= \pm\, \bar{s}_0 \cdot \hbar/2 \cdot m_\varkappa$. Der Vektorspinselektor
ist also explizit gegeben durch

$\bar{s}_\varkappa = \sum_{\mu pq} {}^p_\varkappa(\mu)^q = \pm\, \bar{s}_0 \cdot \hbar \cdot m_\varkappa/2 \cdot \ldots\ldots$

$\ldots\ldots\ldots\ldots 173.$

Ist $m \geq 0$ eine laufende Kennzahl, dann mit $\bar{s}_\varkappa$; $\varkappa = \overline{1,n}$ zum mehrfachen Vektorspin und $m_\varkappa$; $\varkappa = m \geq 0$ mit Folge der ganzen Zahlen. Mit der Quantenzahl $\sigma = m/2$ des Vektorspins folgt also die einfache Darstellung $\bar{s} = \pm\, \bar{s}_0\ \hbar\ \sigma$, wenn noch 164 auch für die Pseudovektoren gelten mit. Anmerkung s. S. 149

Mit Hilfe des Pauli-Spins ist es möglich, die beobachtbaren Komponenten des gesuchten Tensors von 126 zu ermitteln, wenn für diese $\chi \to 0$ gilt, weil sich mit der Pauli-Spin als Rotation mit der Winkelgeschwindigkeit $\bar{\omega}$ interpretieren läßt. Entsprechend einer Näherungsentwicklung muß also ein Gleichungssystem sein, welches die präsumtiven beginnenden makroskopischen Feldvektoren $\bar{H}, \bar{E}, \bar{\Gamma}$ und $\bar{\mu}$ mit der elektrischen Raumladungsdichte $\varrho = dQ/dV$, der Massendichte $\sigma_0 = \frac{dm_0}{dV}$ und der makroskopischen Geschwindigkeit $\bar{v}$ verknüpft. Für diese makroskopische Approximation bleiben nach Summation die beiden Rotationsgleichungen aus 69, nämlich rot $(\bar{H}\sqrt{\mu_0} + \bar{\mu}\sqrt{\beta}) - \ldots$

$- {}^1\!/_c \cdot \partial/\partial t\ (\bar{E}\sqrt{\varepsilon_0} + {}^3\!/_4 (\bar{\Gamma}\sqrt{\alpha} + \bar{\mu}\sqrt{\beta})) =$

$= (\varrho\sqrt{\mu_0} + \sigma_0\sqrt{\beta}) \cdot \bar{v}$ und

rot $(\bar{E}\sqrt{\varepsilon_0} + \bar{\Gamma}\sqrt{\alpha} + \bar{\mu}\sqrt{\beta}) +$

$+ {}^1\!/_c \cdot \partial/\partial t\ (\bar{H}\sqrt{\mu_0} - {}^3\!/_4\ \bar{\mu}\sqrt{\beta}) = \bar{q}(\sigma_0 - \dot{\sigma})$ an.

Es handelt sich um eine punktable

Konservation im Vorlieben Fluidum - Raum ohne translatorische Bewegung aber mit $\gamma > 0$. Die Vorlichkeit wirkt entgegengesetzt durch $\dot{\sigma}_v - \dot{\sigma} = 0$ und $\bar{q} = \bar{0}$, wie $\partial/\partial t\,(\bar{E}, \bar{H}, \bar{r}, \bar{\mu}) = \bar{0}$, während die Vorlichkeit beseitigt ~~Symmetrie~~ Symmetrie des Vortischen Strömungsraumes bei $\gamma > 0$ durch $\bar{v} = \bar{r} \times \bar{\omega}$ aufgehoben wird. Damit nimmt das Gleichungssystem die Form

$\mathrm{rot}\,(\bar{H}\sqrt{\mu_0} + \bar{\mu}\sqrt{\beta}) = \sqrt{\mu_0}\cdot \varrho\,\bar{r}\times\bar{\omega}$

und $\mathrm{rot}\,(\bar{E}\sqrt{\varepsilon_0} + \bar{r}\sqrt{\alpha} + \bar{\mu}\sqrt{\beta}) = \bar{0}$ an, wenn $\zeta + \sigma_0\sqrt{\beta/\mu_0} = \varrho$ verwendet wird. Wegen $\mathrm{rot}\,\mathrm{grad} = \bar{0}$ im R_3 ist die letzte Beziehung mit durch

$\bar{E}\sqrt{\varepsilon_0} + \bar{r}\sqrt{\alpha} + \bar{\mu}\sqrt{\beta} = \mathrm{grad}\,\phi$ erfüllbar, was für die erste Beziehung die Substitution $\bar{\mu}\sqrt{\beta} = \mathrm{grad}\,\phi - \bar{E}\sqrt{\varepsilon_0} - \bar{r}\sqrt{\alpha}$ liefert. Mit der Setzung

$\bar{x} = \bar{H} - \bar{E}\cdot\sqrt{\varepsilon_0/\mu_0} - \bar{r}\cdot\sqrt{\alpha/\mu_0}$ wird dann wegen $\mathrm{rot}\,\mathrm{grad}\,\phi = \bar{0}$ nach der Substitution $\mathrm{rot}\,\bar{x} = \varrho\cdot\bar{r}\times\bar{\omega}$, wodurch der Vortische Vorliebe Fall beschrieben wird. Mit $d\bar{F} \parallel \bar{r}\times\bar{\omega} \parallel \mathrm{rot}\,\bar{x}$ ein Flächenelement, welches vom Meridian $d\bar{s} \perp d\bar{F}$, also $d\bar{s} \parallel \bar{x}$ begrenzt wird, und in die Poldistanz

$\pi/2 - \gamma = \sphericalangle(\bar{r}, \bar{\omega})$ durch den Breitengrad γ legen, dann gilt

$\int \mathrm{rot}\,\bar{x}\cdot d\bar{F} = \int \varrho\, r\times\bar{\omega}\, d\bar{F} =$ 51

$= \int \varrho\, r\,\omega \sin(\pi/2 - \gamma)\, dF =$

$= \int \varrho\, r\,\omega\cos\gamma\, dF$, was mit dem Integralsatz $\int \mathrm{rot}\,\bar{x}\cdot d\bar{F} =$

$= \oint \bar{x}\, d\bar{s} = \oint x\, ds$ verglichen

$\oint x\, ds = \int \varrho\, r\,\omega\cos\gamma\, dF$ liefert.

Da nun wegen der durch die Vortische Vorliebe beseitigten Symmetrie $dF = r\,dr\,d\gamma$ und $ds = dr\,d\gamma$ gilt, wird die Integralgleichung gemäß $\oint x\, ds =$

$= \int x\, dr\, d\gamma = \int \varrho\, r^2\,\omega\cos\gamma\, dr\, d\gamma$ differenziert, was die Elimination von $x = \varrho\, r^2\,\omega\cos\gamma$ gestattet. Offensichtlich ist hierin der Betrag des Drehimpulsvektors

$|\bar{q}| = r^2\, m\,\omega\cos\gamma$, also $x = |\bar{q}|\cdot\varrho/m$.

Für das vorgegebene Moment gilt die Definitionsgemäß $\mu_0\int \bar{H}\, dV$ oder durch $\bar{E}$ und $\bar{r}$ gemäß 69 komplizierte im Betrag $M = \mu_0\int x\, dV =$

$= \mu_0\int |\bar{q}|\,\varrho/m\cdot dV$, oder vektoriell $\bar{M} = \mu_0|\bar{q}|\int \varrho/m\cdot d\bar{V}$. Der reelle Strahlenspin wurde als Drehimpuls aufgefaßt, so daß der Setzung $\bar{q} \to \mathrm{Re}\,\bar{\jmath} = \bar{\jmath}_0\,\hbar\cdot\gamma =$

$= \mathrm{const}\,(R_3)$ der Spinquantisierung von $\bar{M}$ entspricht. Da $c^2\beta = 12\,\pi\,\varrho$, also $\sqrt{\beta/\mu_0} = 2\cdot\sqrt{3\,\pi\,\varrho\,\varepsilon_0}$ wegen $c^2\varepsilon_0\mu_0 = 1$ ist, wird aus $\bar{M} = \bar{\jmath}_0\,\hbar\,\gamma\,\mu_0\int \varrho/m\cdot dV =$

$= \bar{\gamma}_0 \chi$ th $\mu_0 \int 1/m \,(1 + 2 \cdot \sqrt{3\pi\chi\varepsilon_0} \cdot \frac{dm}{dQ}) dQ$.
Setzt man mit Unbestimmtheit von Q
für die positiven ganzen Zahlen $p \geq 0$
in $\chi = p/2$, dann gibt sich als Quan-
tisierung des beglaubigten magneti-
schen Momentes einer ponderablen
Kondensation $\bar{M} = p\,\bar{\mu}$, wobei
$\bar{\mu} = \bar{\gamma}_0 \cdot 1/2$ th $\mu_0 \int 1/m \,(1 + 2 \cdot \sqrt{3\pi\chi\varepsilon_0} \cdot \frac{dm}{dQ}) \cdot dQ$ als elementares Quantum
dieses Momentes das Magneton mie-
dergibt. Das Integral kann dabei
aufgelöst geschrieben werden in
$\int 1/m \,(1 + a\, dm/dQ)\, dQ = \int \frac{dQ}{m} +$
$+ a \int dm/m = \int \frac{dQ}{m} + a \ln (m/m_R)$,
wenn m_R als Referenzmasse eine
noch unbekannte absolute untere
Massendistanz ist, während
$a = 2 \cdot \sqrt{3\pi\chi\varepsilon_0}$ mit Hinzuziehung der
wendet wurde. Für die Darstellung
des spinbehafteten Magnetons ponde-
rabler Kondensationskerne, nämlich
$\bar{M} = p\,\bar{\mu}$, $2\chi = p \geq 0$,
$\mu = 1/2$ th $\mu_0 \int dQ/m + \text{th}/c \cdot \sqrt{3\pi\chi\mu_0} \cdot$
$\cdot \ln (m/m_R)$ . . . . . 123 b
gelte nunmehr, daß es kein
einheitliches Magneton für alle c-
und d-Strukturen gibt, weil μ
von der Ausführung des Integrales
abhängig ist, die aber über die

jeweilige Kappelungsdistanz
erfolgen ist. Wenn auch die Refe-
renzmasse $m_R > 0$ unbekannt
ist, gelte doch aus 123 b hervor,
daß auch die Nennbeträge der
c - Strukturen noch ihres Exi-
stenzsinnes $\int \frac{dQ}{m} = 0$ über ein Magne-
ton $\mu = \text{th} \cdot \sqrt{3\pi\chi\mu_0} \cdot \ln (m/m_R) > 0$
verfügen, so daß für $p > 0$ bei diesen
Nennkondensationen ebenfalls
$\bar{M} \neq \bar{0}$ nachweisbar sein muß.
Das Raum- und Zeitäquivalentprinzip in 173 a
[illegible] s - Spektrum [illegible] in zwei
offensichtlich völlig verschiedene
Zweige. Wo nämlich $S = 2n$ mit
ganzzahligem $n \geq 0$ (Pauli) ist,
da heißt $\mathfrak{G} = \mathfrak{G}_+$ (wenn $(\chi, \lambda) \equiv \mathfrak{G}$ verwendet wird)
der ganzen Zahlen, während die
ungeraden Zahlen $P = S = 2n + 1$ ei-
nem halbzahligen Spektrum
$\mathfrak{G} = \mathfrak{G}_- = 1/2\,(2n + 1) \geq 1/2$ der Spin-
quantenzahlen führt.

Wird im Rahmen einer ka-
nonischen Feldmechanik irgendein
Feldvorgang durch eine tensorielle
Zustandsfunktion ${}^a\Phi$ beschrieben,
dann muß die L - Funktion aus den
vorgegebenen Invariantsetzungen
durch $\delta L = 1$ konstruiert werden,

was die Darstellung des kanonischen Energiesichtbetensors $^2\overline{T}$ ermöglicht. Auf diese Weise kann durch die Komponenten von $^0\Phi$ auch ein Determinantentensor $^3\overline{H} \sim \overline{T}\chi^2\overline{T}$ dargestellt werden, der aber noch der Gesellschaft der quantisierten kanonischen Feldquantenmechanik auf $G_{\overline{1}}$ quantisierbar ist. Hierbei zeigt sich, daß die Spinquantenzahlen des reellen Tensorquanten $s' = 0 \leq 6$ mit den jeweiligen ganzzahligen Tensorquantenzahlen der betreffenden Zustandsfunktion identisch sind. Das Zweifache des Spinspektrums $\gamma_+ = n$ mit also der Spinor Raum von Tensorquantenzahlen interpretiert werden, wobei jedem im R_6 die Bezeichnung $n \leq 6$ haben $n \leq 0$ entspricht der Interpretation als Tensor ^{0} oder Vakuum der empirischen Spektrums der Elementarteilchen (siehe B III) genau/weise, weil jeder Raumspin die magnetischen Momente im Falle zahlreicher nicht, daß bestimmt sich alle diejenigen Feldquantenzahlen einen ganzzahligen Tensorfunktionen beschreibbar sind.

Anmerkung s. S. 154

während die Isomorphie- und Raumspin empirischen Spektrums

Isomorphie, Raum

Isomorphie- und Raumspin

Empirischen Konstanten

Isomorphie- und Raumspin

Anmerkung s. S. 156

Anmerkung s. S. 156

Anmerkung s. S. 156

Lokalisation der Terrassenzahl auf 126 die ganze Zahl möglichen Spinein-stellungen hinsichtlich der den Term aufbauenden Elektronen. Auf Grund der Beziehung $\mu_{3m\frac{1}{2}} = \pm \frac{1}{2}$ th s ein ungeradzahliges Vorzeichen, so daß es auf jeden Fall 2 s+1 Spineinstellungen für $n > 0$ gibt. Diejenige Lokalisierung $n = 0$ hat, kann im Prinzip zwar kein Spin vorhanden, jedoch gibt es die Möglichkeit der Konfiguration, was zur Folge hat, daß es zu jeder Quantenzahl $s_+ = 0$ eine ganze Familie von Termen desselben radialen Substrates von 126 gibt, deren Besetzung durch die asymptotischen Quantenzahlen $\mu_+ = 2 s_+ + 1$ beschrieben wird. Diejenigen das Substrat der Spinorterme hat, kann gibt $s_- = 1/2 (2n+1) = n + 1/2$, das heißt, $s_- = s_+ + 1/2$ gelte aus s_+ durch das additive Glied $1/2$ hervor. Demnach muß auch das Substrat der Spinorterme von 126 in ein derartiges System von Isospinformationen gegliedert werden, deren jeweilige Besetzung von der Möglichkeit der Spinorquantenzahl gemäß $\mu_- = 2 s_- + 1$ bestimmt

~~wird. Formal gilt also für den Fall~~
~~spin die allgemeine Quantenzahl~~

$\mu_\pm = 2 s_\pm + 1, s_\pm = s_\pm \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 125$

Nach der Beziehung 124 verfügt also die Spektralfunktion 126 der möglichen Konfigurationsräume hinsichtlich des Isospins in die beiden Substrate der Spinorterme. Jedes dieser Substrate wiederum ist Träger von 126 im Isospin formulierten Gliedern, von denen jede mit $\mu_\pm \equiv \mu_\pm$ Konfigurationsterme bezeichnet ist. Im Falle der Spinorterme gibt es natürlich das Gebilde Singulett $\mu_+ = 1$ mit $s_+ = 0$, dem sich mit $s_+ = 1$ das Vektor-Triplett $\mu_+ = 3$ und das Tensor-Quintett $\mu_+ = 5$ mit $s_+ = 2$ anschließt usw. Ganz entsprechend sind die Isospinformulierungen der Spinorterme gebildet, wonach für $s_- = 1/2$ das Dublett $\mu_- = 2$ für $s_- = 3/2$ das Quartett $\mu_- = 4$ usw. Empirisch kann sowohl für das Proton, als auch für das Neutron jeweils $s_- = 1/2$ ~~zugeordnet~~ werden, wonach folgt,

daß beide Neutrinos Spin 1/2 haben müssen als Drehimpulse mit die Differenz der Spinquantenzahlen $\frac{1}{2} = 2$ das Neutrino Elektron Dublett bilden. Entsprechend kann auch der Elektronenspin mit $s_- = 1/2$ bestimmt werden, so daß es auch ein Elektronen Dublett $\frac{1}{2} = 2$ geben muß. Es weisen Paritätsverletzung dieses Dublett sicher sich in Analogie zum Neutronen Dublett, welches das Antineutrino an, welches dennoch ebenfalls Spin $s_- = 1/2$ haben muß.

Wenn das Elektronendublett in dieser Weise definiert ist, dann gibt es für das Leptonenspin zwei Möglichkeiten, dann ein Elektronenspin ist $s_+ = 0$ bestimmt werden muß. Entweder ist das Leptonenspin ein Singulett mit $s_+ = 0$ sein, oder aber ist das Leptonenspin ist die Komponente ist eines Multiplettes $s_+ > 0$ unter der Elektronenmasse. In diesem Fall müßte es mindestens noch eine Neutrinoart unter der Elektronenmasse geben, über welches jedoch mit den bisherigen Experimenten nicht ausgesagt werden kann, daß es sich um die Helizität $x = \kappa$ handeln muß, weil die Reaktionsenergie Elektronenmasse die Minimumenergie eines α-Helizitätszustandes ist. Eine weitere Konsequenz ergibt sich für den β_+-Übergang $n \Leftrightarrow p$ im Neutronen-Dublett. Die e_+-Emission bei diesem β-Prozeß liefert ein kontinuierliches β-Spektrum und es folgt so, daß jedes mit ein Elektron bei jedem Übergang emittiert wird. Das emittierende Nukleon hat aber den Spin $\frac{1}{2}$, ist also typisch für das Emissionselektron ist. Da andererseits das Prinzip der Spinerhaltung ebenso wie das Drehimpulsprinzip eine unmittelbare Folge der Weltsymmetrie ist, muß das Prinzip auch beim β-Prozeß gelten. Da andernfalls das β-Spektrum kombiniert ist, muß es abgeschlossen

werden. Sagt nämlich $\bar{\nu}$ eine nicht beobachtbare $\bar{e}$ = Neutrino emittierende, welche Größe $\bar{\nu} = 1/2$ gekennzeichnet ist, so ist Beobachtung der Folgeprodukte des kontinuierlichen β-Spektrums, so folgt weiter, daß die Masse dieses $\bar{e}$-Partners unendlich wird oder die Folgerung, daß es nicht auf keinen Fall ein Partnerteilchen besitzen kann. Hieraus folgt aber weiterhin, daß das hypothetische ~~β^+~~ $\bar{\nu}$ haben muß, daß β-Neutrino ein Neutrino ~~ein~~ ~~anderer~~ ~~Größe~~ ~~ist~~ ~~ist~~ ~~ist

Bewegung $w^2 = c^2 + \dot{\xi}^2 + \dot{\eta}^2$ einer Ruhe-
hülle mit ~~eigentlicher~~ Lorentz-
transformation $\dot{\xi}^2 + \dot{\eta}^2 \neq 0$ an-
gibt. Da auch $\dot{\xi} = \dot{\eta} = 0$ ebenfalls | stets
streichbar ist, kann auch $i\,\bar{w} = \bar{x}_4$
und damit $\bar{\eta} \parallel \bar{x}_4$ oder $\bar{\lambda} \perp \bar{x}_4$ ohne Ein-
schränkung der Allgemeinheit ge-
setzt werden. Außerdem bestimmen
aber die $\bar{\lambda}$ als symmetrische Kombi-
nationsräume bei ihrer Komposition
durch Konjunktivgesetze die Orien-
tierung der $\overset{p}{\varkappa}(\mu)^q_{\pm}$, welche nach Sen
Variationsgleichungen aber die Orientierung
des Gesamtspin bestimmen, dessen R_3-
Projektion als Strahlenspin $\bar{\jmath}_{\varkappa}$ erscheint.
Die bedeutet aber, daß die Orientierung
von $\bar{\jmath}_{\varkappa}$ unmittelbar auf die zeitliche
Telezentrik $\bar{\lambda} \perp \bar{x}_4$ bezogen ist, ~~und~~
~~diese Telezentrik ist~~, und diese Tele-
zentrik findet nach §5 b ihren Ausdruck im Ort Bestimmung $\cos \alpha_4 \neq 0$ der
Weltgeometrie hinsichtlich x_4. Nach
dieser Bezeichnung §5 b fiel aber für
die Sonnenwelt R^+_4 und ihre im x_5 ge-
richteten Parallelräume R^{+k}_3 mit $k \geq 0$
und $R^{+0}_3 \equiv R_3$ die Bestimmung $\cos \alpha_4 > 0$.
Da aber $\cos \alpha_4 \neq 0$ auch $\cos \alpha_4 < 0$ mit
antiparalleler Zeitcoordinate möglich,
kann im R_6 auch die Existenz eines
antinomen R^-_4 mit antiparallelen R^{-k}_3 konzipiert werden, wenn Exis-
tenz jedoch nicht direkt nachweis-
bar war. Wenn jedoch dieses antino-
me R^-_4 existiert, dann müßte es
gegenüber auf R^+_4 neben den Elektron-
gegenbe und neben den Strahlenspin
$\bar{\jmath}^+_{\varkappa} \equiv \bar{\jmath}_{\varkappa}\,(R^+_4)$ die entsprechenden
quantitativ-strukturellen Strukturen
als antistrukturellen mit dem anti-
strahlenspin $\bar{\jmath}^-_{\varkappa} \equiv \bar{\jmath}_{\varkappa}\,(R^-_4)$ geben, de-
ren Spinfelder in spiegelsymme-
trischer Weise auf R^+_4 so orientiert sind,
daß sie bezogen auf R^-_4 als Normal-
strukturen erscheinen. Es wären also
Normal- und Antistrukturen der
Spinfelder hinsichtlich der $R^{\pm}_4$ ver-
tauschbar. Wenn also R^-_4 mit den
R^{-k}_3 im R_6 kosmologisch existiert,
dann sind zwar im R^+_4 keine ma-
kroskopischen Antistrukturen im
Sinne von Antimaterie möglich
(diese müßten die Strukturen
des R^-_4 bestimmen), aber müßten
im R^+_4 bei Transmutationen von
elementaren Materiefeldquanten
die Antistrukturen von Konver-
sionsstufen als Elementarbar-

proben mit $\bar{3}_x^-$ im R_3^{+a} abschnitten, weisen jeden Fall die Emanationsgeometrie und das Prinzip der Abschirmung gibt.

Der Übergang mit erforderlich auf der Symmetrik der Emanationsgeometrien bezogen auf x_4 die Eigenschaften wobei die Antikonfigurationen entwickeln. Es gelten die Definitionen (+) für die Sonnenseele und (-) für das Antikosmos, also $x_4 \equiv x_4^{\pm}$, $\bar{y} \equiv \bar{y}^{\pm}$ oder für die Probeimplexe $(\pm p)_x \equiv (\pm p)_x^{\pm}$ und so weiter. Für die Wellgeschwindigkeit im $R_4^{\pm}$ folgt nun mit Hilbert $\cos(\bar{y}^+, \bar{y}^-) = -1$, weil beide Hyperflächen das R_6 durch die Antipatallelität in der Zeitordinaten definiert sind. Da es sich bei den Antistrukturen nicht um Emanationsgeometrie handeln kann, und zwar aller Inzidenz- und Konjunktorsysteme, insbesondere x_4, muß das symmetronische Zeitgleichheitsprinzip $\bar{x} \perp \bar{y}$ des R_4^+ auch im Antikosmos gelten, so daß allgemein $\bar{x}^{\pm} \perp \bar{y}^{\pm}$ zu setzen ist, was mit Hilbert $\cos(\bar{x}^+, \bar{x}^-) = -1$ zur Folge hat. Auch im R_4^- müssen demnach die Antistrukturen dem Zeitgleichheitsprinzip genügen.

Für Symmetronik der Antikonjunktoren $-(\mu^-)$ kann das Konjunktivprinzip $(\pm \tfrac{1}{2} p)_x -(\mu)- (\pm q)_x$ einseitig erweitert werden. So ist $(\pm p)_x^{\pm} -(\mu^{\pm})- \cdot (\pm q)_x^{\mp}$ ein Konjunktiv der den Probosimplex (Antiprobosimplex p mit dem Antiprobosimplex (Probosimplex) q über den Konjunktor (Antikonjunktor) μ verbindet. Der Negator $\neg$ durch $(\pm p)_x^{\mp} -(\mu^{\mp})- (\pm q)_x^{\pm}$, wäre dann für den Konjunktor- bzw. Antikonjunktorprim $\overset{p}{\times}(\mu^{\pm})_{\pm}^{q}$ ebenso setzen kann. Setzen wir die möglichen Kennzeichnungen unterwirft, kann folgt für $x = q$ a, daß $(\pm 1)_a \equiv (\pm 1)_a^{\pm}$ auch in der Antistruktur bipolarisch bleibt, daß ist $\bar{3}_a^- < \bar{0}$ für $(\pm 1)_a^-$, wenn $\bar{3}_a^+ > \bar{0}$ für $(\pm 1)_a^+$ gilt. Somit auch das verhält sich für $x = b$ neben $(\pm 1)_b^{\pm}$ das Zeitquartett $(\pm 2)_b^{\pm}$, welches mit $(\pm 3)_b^{\pm}$ über die Konjunktoren $-(1^{\pm}, 2^{\pm})-$ die zeitkonsonante Triade $(\pm(1,2,3))_b^{\pm}$ der Probonen (+) oder Antiprobonen (-) bilden. Andererseits hat dieses Zeitquartett beim Fehlen von (+7) zur Folge, daß es einzig möglicher Welt-

linientyp der Zeitkondensationen mit geodätische Nullinien in den $R_4^{\pm}$ auftreten. Auf diese Weise unterscheiden sich aber mit c im R_3 fortschreitende Photonen von Antiphotonen nur durch eine Drehung ihrer Polarisationsebene, so daß es keine spezifisch Antiteilchenkondensation (Antiphotonen) in den $R_4^{\pm}$ gibt. Analoges folgt für die $R_4^{\pm\sigma}$ - Projektionen der $(\pm 1)_a^{\pm}$ auf geodätische Nullinien in den $R_4^{\mp}$, welche dann als Gravitonen bzw. Antigravitonen mit $\omega > c$ in den $R_3^{\pm\sigma}$ fortschreiten und sich ebenfalls nur durch eine Drehung ihrer relativen Polarisationsebene unterscheiden. Dies gilt jedoch nicht für alle a-Terme. Insbesondere kann man nicht, wenn $(\pm 1)^{\pm}$ in der c-Struktur $(+2)$ bestimmt und die Triade der Neutrokorpuskeln $(\pm(1,4))_c^{\pm}$, $(+7)_c^{\pm}$ definiert. Hier bedingt die Einfachheit des transfiniten Quartetts den Simplex $(\pm 4)_c$ und somit die Spinstruktur der beteiligten Raumkondensation c^+. Die entsprechende Antikondensation c^- (also die neutrale Antikorpuskel) muß sich hier allerdings grundlegend als

von c^+ unterscheiden, was jedoch allein auf eine spiegelsymmetrische Konjugation räumlicher Konjunktorpaare und des Charakterpaars zurückgeht. Eine völlig analoge Spinkonjugation liegt bei den Raumzeitkondensationen vor. Im Gegensatz zu $c^{\pm}$ tritt jedoch bei den $d^{\pm}$ - Strukturen der Projektoren $(\pm 5)_d^{\pm}$ und das Weltfunktion $(-6)_d^{\pm}$ auf, während das Charakter nur noch als Schirmfeld auftreten. Weltfunktion und $(\pm 5)^{\pm}$ verursachen aber durch die Konjunktoren $-(2^{\pm})-$ die elektrische Ladungsstruktur der d-Kondensationen, so daß sich die Antiraumzeitkondensationen d^- von den d^+ wie im Fall der $c^{\pm}$ - Terme durch eine totale Spinkonjugation unterscheiden. Diese Spinkonjugation hat jedoch bei den $d^{\pm}$ - Termen wegen des Verhaltens der $(\pm 5)^{\pm}$ und $(-6)^{\pm}$ mit $-(2^{\pm})-$ eine umgekehrte elektrische Ladungskonjugation zur Folge.

Alle Metriefermionen werden durch das transfinite Schirmfeld

$\left[\begin{smallmatrix}1&1\\1&1\end{smallmatrix}\right]$ als typische Eigenschaft bestimmt, welches im Fall $x \equiv (a,b,c)$ von $\left[\begin{smallmatrix}1\\1\end{smallmatrix}\right]$ begleitet wird. Nach den symmetrischen Eigenformen § IX erscheint dieses Schicksal aber noch keiner Projektion in den R_3^{+0} als Gravitationsfeld. Nun müssen aber noch den Unbestimmtheiten proportional Konjunktionen die Schiefsfelder ständig reell konjunktorfrei sein, also auch $\left[\begin{smallmatrix}1&1\\1&1\end{smallmatrix}\right]$ und $\left[\begin{smallmatrix}1\\1\end{smallmatrix}\right]$ den R_3-Projektion als Gravitationsfeld alle Metrikformen erscheinen. Dieses Fehlen gravitativer Konjunktionen bedingt jedoch ein entsprechendes Fehlen von Konjunktorspinen, so daß die gravitativen Eigenschaften nicht unterscheidbar den $R_4^{\pm}$-Strukturen gleichgesetzt werden können. Die Projektion der $\left[\begin{smallmatrix}1&1\\1&1\end{smallmatrix}\right]$ und $\left[\begin{smallmatrix}1\\1\end{smallmatrix}\right]$ erscheinen demnach nicht nur im R_3^{+0}, sondern auch im R_3^{-0} das Antiraum als attraktives Partikelfeld, für welches die approximative Lösung $+q\,e^{-\varrho} \sim (1-+/\varrho)^2$ mit $0<\varrho<\infty$ gilt. Hierin besteht aber $\underbrace{\varrho}_{=s} > 0$ im physischen R_3^{+0} wegen $\varrho \sim m^{-\frac{1}{3}}$, das stets $m^+(n,q)>0$ die Terme der Spektralfunktion 126 kennzeichnet, muß jedoch auch für die Antiterme

$m^-(n,q)>0$ gelten muß, den auch für das g-Feld in R_3^{-0} die attraktiven Eigenschaften mit $s>0$ typisch sind. Allgemein muß also dasselbe für die Massenterme des R_4^+ als auch für ihre Antistrukturen $m^{\pm}>0$ gelten. Dies widerspricht andererseits nämlich nicht der Tatsache, daß es nur die spiegelsymmetrischen Enantiomorphometrien der R_4^+-Terme handelt, welche somit von 126 impliziert werden.

Da ν_1 jene Eigenschaft, welche die $R_4^{\pm}$-Strukturen gemäß $\nu_1(R_4^{\pm}) = \nu_1^{\pm}$ indiziert, dann können alle diejenigen Eigenschaften der Konfigurationsterme, welche mit denen der Antiterme identisch werden in

$\nu_1(R_4^{\mp}) = \nu_1^{\pm}$, $\cos(\bar{\eta}^+, \bar{\eta}^-) = -1$,
$\bar{\lambda}^{\pm} \perp \bar{\eta}^{\mp}$, $\bar{\lambda}^+ \parallel \bar{\lambda}^-$, $a^+(\omega) = a^-(\omega)$,
$b^+ = b^-$, $m^{\pm} > 0$ 126

zusammengefaßt werden. Die gemeinsamen Eigenschaften der $R_4^{\pm}$-Strukturen in den $R_3^{\pm 0}$-Projektionen bei antiparallelen kosmischen Bewegungen sind also die allgemeine Trägheit aller Konfigu-

rationen und seien allgemeine abstrakte Partizipationen, während die Multiplikationen als a⁻-Tatume zu geometrischer Nullmengenprojektion, sowie multiplikativen Polarisationsebenen unterscheiden. Die dyonische Unterscheidung der übrigen $R_4^{\pm}$-Tatume geht auf das monotonologische Verhalten aller Spineigenschaften zurück, was sich mathematisch abstrahieren in einer Konjugation des Strahlungsspins und aller von ihm abhängigen Eigenschaften sowie einer elektrischen Ladungskonjugation (bezeichnet durch $(\pm 6)_d^{\pm}$ und $(-6)_d^{\pm}$) manifestiert. Die zu einer d-Metrik gehörende Antistrahlung muß also neben den spiegelsymmetrischen Spineigenschaften auch die konjugierte elektrische Ladung haben.

Mit diesen symmetronischen Unterscheidungen der Antistrahlungen ist es nunmehr möglich empirisch nach dem Aufstehen von Antimaterie zu suchen. In der empirisch verifizierten R_3-Umgebung können stationäre virtuelle Antistrahlungen nicht nachgewiesen werden, da es Transmutationen elementarer Wechselwirkungen, welche sie entstehen von Antiteilchen wahrscheinlich machen. Bei einer stattfindenden Transmutation bleibt sich der Übergang von photonischen Teilchenresonanzen mit $\beta = 1$ in Raum- oder Raumzeitkoordinationen mit $\beta = 1/2$ an; dann wegen $\bar{z}^{(\mu\nu)}$; n = count des Rotationsspins für alle μ und ν gerade der Drehimpuls und damit die Quantenzahl des Strahlungsspins erhalten bleiben. Wenn also der Tensorterm eines Photons zu mit $\beta = 1$ in poststabile Konfigurationen transmutiert, welche ~~Spinor~~terme mit $\beta = 1/2$ sind, dann muß es mit empirisch beobachtbaren Paarbildung kommen. Hat γ als Eigenfrequenz $E_\gamma = 2 m_e c^2$ mit der Elektronenmasse m_e, dann kommt es bei der Transmutation (welche ebenfalls über einen transitiven Raumschritt gehen muß) nicht mit Bildung des Elektronenpaares $e_- + \nu_B$ mit dem Baryonenneutrino ν_B, sondern zu $\gamma \to e_- + e_+$, wobei e_+ als Positron alle Charakteristika des Antielektrons aufweist. Da-

gegen $E_{\bar{p}} = 2 m_p c^2$, beide wegen seiner Neutronenmasse m_{pn}, dann entsteht wiederum nicht die multiplikative Isospinfamilie $p + n$ bei der Transmutation, sondern $\gamma (2 m_p c^2) \to p + \bar{p}$, oder $\gamma (2 m_n c^2) \to n + \bar{n}$, wobei $\bar{p}$ und $\bar{n}$ ebenfalls über m_{pn} verfügen, jedoch haben $\bar{p}$ und $\bar{n}$ bezogen auf p, n entgegengesetzten Eigenspin und antipataktales magnetisches Moment. Durch bleibt $\bar{n}$ elektrisch neutral, während p im Gegensatz zu $\bar{p}$ eine e^--Ladung trägt. p und n sind also Antiprotonen und Antineutronen, welche somit die komplette Antiisospinfamilie $(\bar{p}, \bar{n})$ des Nukleonendoublett (p, n) darstellen. Es entsteht nach diesem Sachverhalt neben $\gamma (2 m_e) \to e_+ + e_-$ auch $\gamma \to \gamma_B + \gamma_{\bar{B}}$ möglich sein, doch ist dies wahrscheinlich wegen des geringen Wechselwirkungsvermögens von γ_B empirisch nicht nachweisbar. In Analogie zum Antinukleonendoublett muß jedoch auch das Antielektronendoublett $(e_+, \gamma_{\bar{B}})$ existieren, denn zu den meisten Elementarteilchenspektren des empirischen Spektrums sind die Antiteilchen nachweisbar. Mithin kann festgestellt werden, daß es zu jedem Antiplasma eine Isospinfamilie der Besetzung $\frac{1}{2}^+ = 2 s^+ + 1$ ein Antimultiplett $\frac{1}{2}^- = 2 s^- + 1$ gibt. Da weiterhin aus $\bar{p}$ und $\bar{n}$ im elementarteilchenmechanischen Quarkmodell das Antielektron $\bar{d}$ und durch e_+-Einfang die Antiwasserstoffisotope $\bar{H}^1$ und $\bar{H}^2$ synthetisierbar sind, welche sich mit Antimolekülen verbinden können, muß die Möglichkeit von Antimaterie existieren, welche hinsichtlich einer Protonenemission von R_4^+-Materie nicht unterscheidbar sein kann. Diese Antimaterie müßte hinsichtlich aller Isospinfamilien, sowie der Flußaggregatzustände aller Protonenkomplexe, also auch der elektrischen Ladungsverhältnisse als spiegelsymmetrische Quantenkonfiguration der R_4^+-Materie entsprechen. Durch diese spiegelsymmetrische Entsprechung aller Isospin- und Antiisospinfamilien entsteht somit

$\frac{1}{2}^+ (R_4^+) \equiv \frac{1}{2}^- (\bar{R}_4^-)$ 176a

mit also zu jedem Term aus 126 ein
Antiboson existieren. Zwar kann
im R_3^{+0} keine makroskopische Anti-
materie existieren, doch legt die Tatsache,
daß die relative Antiteilchenzahl bei
jedem Vorgang mindestens
einen Anfang der Spiegelung
tatsächlich aufgeben, die kosmo-
logische Existenz des R_4^- mit al-
len R_3^{-k} ($k \geq 0$) im R_6 noch. Wird
weiter $\cos \Delta_4 \neq 0$ und die
der Existenz des R_4^- entgegen
vollständige Symmetrie der tele-
zentrischen Vektoren nach § VIII, 6
berücksichtigt, dann existiert
die Existenz des R_4^- mit den R_3^{-k}
als komplementäre Struktur der
Sonnenwelt im R_6 entsprechend
wahrscheinlich. Bezogen auf die
zum R_4^+ antiparallele $\varkappa_4^-$ - Richtung
der kosmischen Bewegung im R_4^-
müssen dann alle Konjunktur-
und Straßenspirale der Antiraketen
in gleicher Weise orientiert
sein, wie diejenigen der R_4^+ - Kon-
densationen bezogen auf $\varkappa_4^+$ der
kosmischen Bewegung im R_4^+.

Da die Antiprotozimplexe
($\pm p$)$^-_{3e}$ die spiegelsymmetrisch zu den
Prototeilchen der ($\pm p$)$^+_{3e}$ sind,
was auch für die protonischen Kon-
densatoren gilt, folgt für die R_4^-
- Hemisphären, daß wie im
R_4^+ die imaginären Konzentrationen
$\varkappa \equiv (a, b)$ imponderabel und die
komplexen $\varkappa \equiv (c, d)$ ponderabel
sind. Die R_4^- - Strukturen relativ
zu denen des R_4^+ scheinen gegen-
sinnlich Konjunktur- und Stra-
tosphäre, sowie hinsichtlich ihrer
elektrischen Ladungen konjugiert
bezogen auf die R_4^+ - Strukturen,
weil diese Spinsysteme alle
Flugaggregate im Bezug auf die
$\varkappa_4^\pm$ - Richtung der kosmischen
Bewegungen alle $R_3^{\pm k}$ orientier-
ten, welche mit den antiparalle-
len Weltgeschwindigkeiten $\bar{\gamma}^\pm$ in
den $R_4^\pm$ erfolgen. Dennoch sind
also die Spin- und Ladungskon-
jugationen der $R_4^\pm$ - Strukturen
relativ hinsichtlich der $\bar{\gamma}^\pm$ - Rich-
tung aller $R^{\pm k}_3$.

Andererseits bilden nach den 126
führenden Antiteilchenarten mit
die R_4^- - Hemisphären $\varkappa$ und λ
im R_4^+ numerisch die antikon-

muß also zu jedem Tetron aus 126 di-
skreten existieren. Zwar kann
im R_3^{+0} keine makroskopische Diskre-
tion existieren, doch legt die Tatsache, daß
relative Diskretion mindestens bei
gewissen Voraussetzungen auftreten
können aufgrund der Spinstruktur
tatsächlich auftreten, die kosmo-
logische Existenz des R_4^- mit al-
len R_3^{-k} ($k \neq 0$) im R_6 nahe. Wird
weiter $\cos \varphi_4 \neq 0$ und die sich aus
der Existenz des R_4^- ergebende
vollständige Symmetrie der kolo-
zentrischen Wirkungen nach § VIII, 6
berücksichtigt, dann ergibt sich
die Existenz des R_4^- mit den R_3^{-k}
als komplementäre Struktur der
sonstwelt im R_6 entsprechend deutlich
wahrscheinlich. Bezogen auf die
zum R_4^+ antiparallele x_4^- - Richtung
der kosmischen Bewegung im R_4^-
müssen dann alle Konjunktion-
und Strahlungsspins der Diskre-
tionen in gleicher Weise orientiert
sein, wie diejenigen der R_4^+ - Kon-
densationen bezogen auf x_4^+ der
kosmischen Bewegung im R_4^+.

Da die diskreten Prototrimplexe
$(\pm\tau)^{\pm}_{\pm\kappa}$ die spiegelsymmetrisch dazu-
diskreten der $(\pm\tau)^{+}_{\pm\kappa}$ sind,
was auch für die prototropen Kon-
junktionen gilt, folgt für die R_4^-
- Hemmschichtungen, daß wie im
R_4^+ die immanenten Kondensationen
$\varkappa \equiv (a,b)$ inkompatibel und die
komplexen $\varkappa \equiv (c,d)$ kompatibel
sind. Die R_4^- - Strukturen relativ
hinsichtlich Konjunktion - und Strah-
lungsspin, sowie hinsichtlich ihrer
elektrischen Ladungen konjugiert
bezogen auf die R_4^+ - Strukturen,
weil diese Spinsysteme alle
Elementarprozesse in Bezug auf die
$x_4^{\pm}$ - Richtung der kosmischen
Bewegungen alle $R_3^{\pm k}$ orientier-
ten, welche mit den antiparalle-
len Weltgeschwindigkeiten $\bar{v}^{\pm}$ in
den $R_4^{\pm}$ entgegen. Demnach sind
also die Spin- und Ladungskon-
jugationen der $R_4^{\pm}$ - Strukturen
relativ hinsichtlich der $\bar{v}^{\pm}$ - Rich-
tung aller $R_3^{\pm k}$.

Andererseits bilden nach den zu
126 führenden Substitutionen nur
die R_4^- - Hemmschichtungen $\varkappa$ und λ
im R_4^+ monifaserähnliche Substan-

dualationen; denn die imaginären R_4^--Terme a und b unterscheiden sich von den adäquaten R_4^+-Termen nur durch eine Drehung in der jeweiligen Polarisationsebene. Das hat aber zur Folge, daß im R_4^- probosmische und gravitative Vorgänge völlig identisch mit denen im R_4^+ sind, womit die R_4^--Massenterme nicht bleiben, weil alle Antiteilchen als Enantiomere bereits im 126 enthalten sind. Aus diesem Grunde muß auch das Gravitationsgesetz $\sim q e^{-q} \sim (1 - t/s)^2$ mit $s < \infty$ im $R_3^{-\sigma}$ wie im $R_3^{+\sigma}$ gelten, während nach der Symmetrie des Antiterme das allgemeine Tripelsprinzip $\bar{x}^{\pm} \perp \bar{y}^{\pm}$ ebenfalls im R_4^- evident ist. Dies hätte aber zur Folge, daß es wie im $R_3^{+\sigma}$ auch im $R_3^{-\sigma}$ makroskopische Systeme materieller Kontinuenantifeldelemente im Sinne von Enantiomeren mit antiparalleler kosmischer $R_3^{-\sigma}$-Bewegung im Bezug auf den $R_3^{+\sigma}$ geben muß, wenn der R_4^- mit dem R_3^{-k} als Komplement der Summe und ihrer Paratöne im R_6 existiert. Des Alternative hierzu wäre die Möglichkeit, daß es kein Antiuniversum gibt und mit gleicher Präzision Antimaterie (wahrscheinlich in Form von Antigravitonen) im $R_3^{+\sigma}$ existiert. Dieser Asymmetrievorgang müßte dann recht merkwürdig wirken, wenn es bei der Konvergenz zwischen Termen um 126 und ihren anti-Enantiomeren antimaterielle stabile Strukturräume gibt; denn im wahrscheinlichen also kosmischen Verteilungszustand von Systemen aus Gravitonen und Antigravitonen ist nur eine Weise möglich, daß stabile kondensierte Materie in Korrespondenzfähigen Strukturen im ganzen R_4^+ wirksamen Symmetrien Limitaten des Weltanschauungs und Weltendes möglich. Es kommt also darauf an, im Rahmen einer allgemeinen Korrespondenztheorie der Konvergenzterme um 126 die Existenzmöglichkeit derartiger stabiler Gravitonräume bei einer Korrespondenz zwischen Termen und Antitermen zu untersuchen. Ein Raum kann

einwandfrei über die weiteren Schranken der d-Spektren aus 126, also die minimalen komplexen Kopplungen nach G VIII 4 offensichtlich γ_L der c-Materie und $e_\pm$ der d-Fermionen. Da es sich hierbei um die kleinsten Kopplungen handelt, welche die Spektralfunktion 126 noch ungestört passieren, müssen allen $(\pm p)_{cd}$ von γ_L und $e_\pm$ die Protoimplexkopplung 1 zugeschrieben werden, das heißt, in der Kopplungsstärke stehen jeder Protoimplex einfach. Andererseits ist aber die Trägheitsmasse ein absolutes Maß dieser Kopplungsstärke, so daß die Beiträge der inneren Kopplungsstärke zwischen γ_L und $e_\pm$ allein ihren Ausdruck in einer Abweichung der Trägheitsmassen finden können. Da fordert die Minimalkonvention von Strahlenspin $\pm\frac{1}{2}$, daß die Kopplungsstärke $m_L = m_e$ nicht relevant, also $m_e - m_L \to 0$ allein auf die absoluten Protoimplexe wirken. γ_L und $e_\pm$ haben als gemeinsame Protoimplexe mit $(\pm 4)_{cd}$ ohne die Kraft der Sieboperator in $\hat{J}_{E(c)}$ entartete Strahlenspinmasse. Durch nur den beiden kleinsten Schranken bieten die singulären Schimpelfelder $\left[\frac{-1}{-1}\right]$ und $\left[\frac{3}{3}\right]$ gemeinsame. Die realen Ruhemassenabweichung beruht auf den Hamiltonschen Strahlenspinmassen bei γ_L und dem Einfluß auf $(\pm 4)_{cd}$, während bei $e_\pm$ die Abweichung der Kopplungsstärke in den Protoimplexen $(\pm (3,5))_{cd}$, dem Schimpelfeld $(+2)_{cd}$ und dem Weltpotential $(-6)_{cd}$ zu suchen ist. Zunächst sollen die ersten Eigenschaften von $e_\pm$ als unterer Schranke des d-Spektrums untersucht werden.

5.) Elementarprädikate minimaler komplexer Konventionen.

Die unteren Schranken der c- und d-Spektren aus 126, also die minimalen komplexen Konventionen sind nach G VIII 4 offensichtlich γ_L der c-Materie und $e_\pm$ der d-Fermionen. Da es sich hierbei um die kleinsten Konventionen handelt, welche die Spektralfunktion 126 noch ungestört passieren, müssen allen $(\pm p)_{cd}$ von γ_L und $e_\pm$ die Protoimplexkopplung 1 zugeschrieben werden, das heißt, in der Kopplungsstärke stehen jeder Protoimplex einfach. Andererseits ist aber die Trägheitsmasse ein absolutes Maß dieser Kopplungsstärke, so daß die Beiträge der inneren Kopplungsstärke zwischen γ_L und $e_\pm$ allein ihren Ausdruck in einer Abweichung der Trägheitsmassen finden können. Da fordert die Minimalkonvention von Strahlenspin $\pm\frac{1}{2}$, daß die Kopplungsstärke $m_L = m_e$ nicht relevant, also $m_e - m_L \to 0$ allein auf die absoluten Protoimplexe wirken. γ_L und $e_\pm$ haben als gemeinsame Protoimplexe mit $(\pm 4)_{cd}$ ohne die Kraft der Sieboperator in $\hat{J}_{E(c)}$ entartete Strahlenspinmasse. Durch nur den beiden kleinsten Schranken bieten die singulären Schimpelfelder $\left[\frac{-1}{-1}\right]$ und $\left[\frac{3}{3}\right]$ gemeinsame. Die realen Ruhemassenabweichung beruht auf den Hamiltonschen Strahlenspinmassen bei γ_L und dem Einfluß auf $(\pm 4)_{cd}$, während bei $e_\pm$ die Abweichung der Kopplungsstärke in den Protoimplexen $(\pm (3,5))_{cd}$, dem Schimpelfeld $(+2)_{cd}$ und dem Weltpotential $(-6)_{cd}$ zu suchen ist. Zunächst sollen die ersten Eigenschaften von $e_\pm$ als unterer Schranke des d-Spektrums untersucht werden.

Nach 126 erscheint die elektrische Ladung nur als ganzzahliges Vielfaches einer Elementarladung $e_\pm$, welche mit $a = \sqrt{2}$ bis auf $+ 0{,}125\,\%$ mit der empirischen Elektronenladung $e_\pm$ identisch ist. Die

Seite 158

Seite 159

Seite 160

Seite 161

Seite 162

Seite 163

Seite 164

Seite 165

Seite 166

Seite 167

Seite 168

Seite 169

Seite 170

Seite 171

Seite 172

Seite 173

Seite 174

Seite 175

Seite 176

Seite 177

Seite

Kopplungsparameter des Elektrons pilkas

$e_R = \varepsilon_\pm \sqrt{\eta}$, $e_W = \varepsilon_\pm (1+\sqrt{\eta})$,
$e_D = \varepsilon_\pm (1-\sqrt{\eta})$, $\eta = \frac{4}{\sqrt{4+\pi^4}} = \pi \ldots\ldots 1 \pi$,

welche jeweils als inneren Bauteilkomponenten des Kopplungsfeldes eines Elektrons empirisch nicht feststellbar sind. Tatsächlich feststellbar ist nur das ruhende elektromagnetische Potential V des Elektrons, welches als arithmetisches Mittel der Potentiale V_R und V_W der Komponenten e_R und e_W aufgefaßt werden muß. Man hat also

$V = 1/2 (V_R + V_W) = \frac{e_R^2 + e_W^2}{8\pi\varepsilon_0}$ im Abstand r vom Elektron zu rechnen. Dagegen die unbekannte aber empirisch feststellbare Elektronenladung (als elektrisches Kopplungsfeld) $e_\pm$ somit $4\pi\varepsilon_0 \cdot V = e_\pm^2$ ebenen, muß im Vergleich $2e_\pm^2 = e_R^2 + e_W^2 = 1/4\, \varepsilon_\pm^2 \cdot (5\eta + 2\cdot\sqrt{\eta} + 1)$ nach 124 liefert. Wegen $\pi^2 \varepsilon_\pm = 3\cdot\sqrt{\hbar/R_-}$ der Beziehung 126 ergibt sich dann für die empirische Elektronenladung $4\pi^2 e_\pm = \pm 3\sqrt{2}\cdot(5\eta + 2\sqrt{\eta} + 1)\hbar/R_-$. Einsetzen der numerischen Werte zeigt, daß im Meßgenauigkeitsbereich die Feldstärkeabweichung bezogen auf den Meßwert $\Delta(e_\pm) < 10^{-4}\,\%$ beträgt und somit praktisch exakt ist. Und innerhalb der Meßgenauigkeit liegt.

Wenn ein Elektron mit einem entgegengesetzt gleichen Zentrum in einem abstraktiven elektrischen Zusammenhang steht, dann gibt für die Stabilität der mit der Lichtgeschwindigkeit $v = \beta c$ im Abstand r stattfindenden Bewegung des Elektrons $V = E_k$, wenn V das ruhende Potential im Abstand r und E_k die kinetische Energie des mit β bewegten Elektrons ist. In einer Lösung $\hat{A}_-$ des R_{-4} invariantenen Form gilt mit der Ruhemasse $m_{(0)}$ des Elektrons

$E_k^2 = c^4 \cdot (m^2 - m_{(0)}^2) = m_{(0)}^2 \cdot c^4 ((1-\beta^2)^{-1} - 1) =$
$= \beta^2 m^2 c^4 = \beta^2 E^2$ oder wegen des Quantenverhaltens im Wellenbild
$E_k = \beta \cdot c\, h/\lambda$, wenn λ die Wellenlänge des bewegten Elektrons ist. Da bei dieser Wechselwirkung mit der externen Bereich des Elektrons wirksam wird, gilt auch $4\pi\varepsilon_0 \cdot V = e_\pm^2$, also $e_\pm^2 = 4\pi\varepsilon_0 \cdot \beta c\, h/\lambda$ wegen $V = E_k$. Es kann selbst nicht nur bei diesem abstraktiven System um den Radius des Elektrons, welches den λ-Term der K_1-Schale eines H-Atoms besetzt. In diesem Falle müßte $\lambda = \lambda_H$ sein, während $\beta = \beta_H = v_H/c = \delta$ mit Feinstrukturkonstante sein

der im Integrationsfaktor auftretenden H-Serien wird. Für diesen s-Term wird also die Stabilitätsbedingung $\tau_H \cdot \varepsilon_\pm^2 = 4\pi\varepsilon_0 \tau_H \alpha' c \hbar$ (wenn α' der spezielle theoretische α-Wert ist). Da der s-Term im komplementären Vakuumzustand bei der reinen Bahnspin entsprechend eine Viererbahn kennzeichnet, wird in diesem Fall der Quantenfaktorisierung $\tau_H = 2\pi \cdot \tau_H$ ausgedrückt, was $\varepsilon_\pm^2 = 4\pi\varepsilon_0 \alpha' c \hbar = 4\pi\alpha' \hbar/R_-$ wegen $\tau \varepsilon_0 R_- = 1$ bewirkt. Wird hierin mit $4\pi^2 \varepsilon_\pm = \pm 3\sqrt{2(5\eta + 2\sqrt{\eta} + 1)}\,\hbar/R_-$ multipliziert, dann folgt für die Feinstrukturkonstante der H-Serien $(2\pi)^5 \cdot \alpha' = 9(5\eta + 2\sqrt{\eta} + 1)$. Einsetzen der Zahl π liefert einen numerischen Wert der praktischen (Anmerkung siehe Seite 153 numerisch) -abweicht. Für $\eta = 1$ erscheint die Kopplungskonstante α' zwischen Protonen und ε_- im H-Atom als reine Zahl und somit als kosmologische Konstante, denn in α' treten keine physikalischen Größen auf, welche nach § VIII 6 wegen $\partial/\partial \neq 0$ vom Raumbaumaterial R_3 und somit vom Weltalter abhängen können. Tatsächlich zeigt die spektroskopische Untersuchung der H-Serien extrem genau keinerlei Abhängigkeit der Feinstrukturkonstanten vom Weltalter. Die extrem

Radius bei Annahme des Elektrons als minimale Raumzeitexistenz ist also maximum gegeben durch

$$4\pi^2 \varepsilon_\pm = \pm 3\sqrt{2}\sqrt{\nu}\hbar/R_-,$$
$$(2\pi)^5 \cdot \alpha' = 9\nu, \quad \nu = 5\eta + 2\cdot\sqrt{\eta} + 1 \ldots\ldots 126.$$

Eine weitere Elementarprüfung der minimalen Raumzeitexistenz ist die Trägheitsmasse m_e des Elektrons, welche wegen der Existenz des Photons im allgemeinen als ponderable Masse erscheinen muß. Im § VIII. 4 wurde es möglich, eine Approximation $m_a > m_e$ als untere Schranke des Radius-Spektrums von 126 für $\eta = 1$ zu ermitteln. Diese Approximation m_a kann mit η und $E = s_0^2 = 1\,[m^2]$, also der Einheitsfläche $s_0 = 1\,[m]$ als Eichfaktor umgeschrieben werden in $\varepsilon\eta m_a s_0 = *$

$= 4 \cdot \sqrt[4]{\pi} \cdot 3\sqrt{3\pi/\eta} \cdot s_0 \sqrt{\varepsilon\hbar} \cdot \sqrt{\varepsilon\hbar}/3\sqrt{\varepsilon}$. Es ist $m_a > m_e$, wenn m_e der tatsächliche empirische Wert ist. Dieser empirische Wert wiederum kann mit der Maßzahl der durch $\bar{\Sigma}_d \frac{1}{\eta}$ bestimmte Trägheit des Elektrons, welche der durch $(+7)_d$ bestimmten Coulombschen und $(+1)_d$ bestimmten gravitativen Masse äquivalent ist. Hierbei wird aber die Zahl

ponderable Ladungsfeld aller d-Struktu-
turen verursachenden Variationen
$(\pm 5)_d$ (3) $(+7)_d$ $-(3)$ $(\pm 4)_d$ und
$(-6)_d$ $-(3)$ $(+7)_d$ mit selbst an diese
Trägheitsmasse gebunden, so daß die
Ladung das multiplikativ mit Varia-
tionen dieses Ladungsfeldes (Gleichung
124) auftreten muß. Da $m_a > m_e$ ist,
bleiben offensichtlich von den $\bar{\chi}_d \perp \chi$
ein bestehen bleibendes Restfeld, daß für
diesen Ladungsanteil $H\, e_\pm \sim e_\pm$ für
$m_a = m_e$ aber $H_{\neq} e_\pm > 0$ für $m_a > m_e$
selben muß. Ohne Zweifel ist $H\, e_\pm$
ein Tubetal, nämlich

$H\, e_\pm = \overbrace{m_a q_2 \quad \text{Bedingung}}^{} \; d(mq) = m_a \cdot q_2 - m_e q_1$
Die Be-$\underbrace{(m_e q_1)}$-dingung $H\, e_\pm \sim e_\pm$ für
$m_a = m_e$ und $H\, e_\pm > 0$ für $m_a > m_e$ ist
jedoch nicht für die Ladungen $q_2 = e_R$ und
$q_1 = \varepsilon_\pm$ zu erfüllen, so daß für die
ladende Trägheitsmasse $H\, e_\pm = m_a e_R$
$- m_e \cdot \varepsilon_\pm$ oder für die empirisch ermit-
telte Elektronenmasse $m_e \cdot \varepsilon_\pm = m_a e_R$
$- H\, e_\pm$ gilt, das heißt, es ist nicht noch
$H\, e_\pm$ als Potentialglied zu ermitteln.
Zu jeder Trägheitsmasse gehört auf-
grund des Quantenbedingungsmaßes (in-
terpretiert nach § VIII 5, 6) eine Wel-
lenlänge $\lambda \sim 1/m$, die

aber als Determinante der Flußgröße
sofort auszurechnen ist, nämlich für
die Eigenwerte der Variationsfa-
ktoren $\bar{\chi} \perp \chi$ gilt, und die $\bar{\chi}$
untereinander zu den zyklischen Flu-
ßgrößen verknüpfen. Auch muß
berücksichtigt werden, daß aufgrund
der Symmetrie aller d-Kenne-
tionen sie in einer d-Struktur auf-
treten (μ) das Variationsko-
ffizient und schließlich ist noch
zu berücksichtigen, daß sowohl
in χ als auch in $e_\pm$ als weitere
Schranken der c- und d-Isometrie
alle $(\pm p)_{c,d}$ mit mit der Proto-
simplexladung 1 auftreten können.
Im Folgenden seien χ_H und χ_a die
zu H und m_a gehörenden Wellen-
längen, während $4\pi\varepsilon_0 \mp V_{(\mu)} = e_{(\mu)} \cdot e_{(\mu)}$
die zu den Koinzidenzen der La-
dungsfeldkomponenten gehörenden
elektrostatischen Potentiale im Ab-
stand r beschreiben, deren Feldstär-
ke im jeweiligen Fall auf den zeitlichen
Protosimplex $(\pm 3)_d$, wie
auf das zeitliche Schrittfeld $(+2_1)_d$ und
$(-6)_d$ zurückgehen; wobei $(+2_1)_d$ das
reine Raumfeld $(\pm 3)_d$ reine gravitative

Kopplung, und (-6)d reine Emission auf der paraboloiden Ladungsfeldquelle beschrieben. Da in der raumzeitlichen Minimalkonfiguration des Elektrons alle (±p)d und mit der Protonimplexalle (±p)d auftreten können, wird Ladung 1 auf diesen Elektron bereits vollständig durch das d-Schema einer Kopplungsstruktur (+(1,2,7))d·(±(3,4,5))d(-6)d beschrieben. Das tatsächliche Ladungsfeld ist hierbei jeweils $\varepsilon_\pm$ auf Gleichung 126, während auch die Symmetrie der Konjugationen zu den Ladungsfeldkomponenten 122 und der phänomenologischen Erhaltungsform 122a fixt. Dieses Ladungsfeld $\varepsilon_\pm$ muß andererseits aber auch in allen R_6-Unterräumen (wegen der Symmetrie der Strukturerhaltung) und somit in jeder Protonhülle existieren. Daß dieses muß $\varepsilon_\pm$ noch einmal als Eigenschaft der Gesamtstruktur auftreten. Nun gibt es in der minimalen d-Struktur neben den beiden Triaden der Schirmfeldund acht Protonimplexe noch das Wellfeld, so daß $\varepsilon_\pm$ in 2+1=8-fachter Weise als R_6-Skalarfeld erscheinen muß, was zu einer Pseudoladung $Q = 8\varepsilon_\pm$ führt. Diese Ladung muß nun wiederum mit $8\varepsilon_\pm$ so verbunden sein, wie der elektromagnetische (x) zum protonischen (x') Energiefeld bei der Kopplung 69 b in 40 III, weil durch die protonischen Eigenschaften der elementaren d-Struktur implizierte. Es gilt demnach $\frac{Q}{8\varepsilon_\pm} = \frac{x}{x'}$ und hieraus $x = a\,x'^{(\pm)}$, also $Q = 8\varepsilon_\pm \cdot a$. Nach 126 muß aber x als Diagonale eines Quadrates der Kantenlänge x' aufgefaßt werden, so daß $a = \sqrt{2}$ und $Q = 8\varepsilon_\pm \cdot \sqrt{2}$ zu setzen ist. Aufgrund der Symmetrie in der Struktur des Elektrons i.B. auf die das Ladungsfeld bestimmende partielle Kopplungsstruktur (-6)-(2)-(+2) = $\binom{2}{2}$ = (±(3,5)) muß es zu Q und den externen Ladungsfeld $\varepsilon_\pm$ noch komplementäre Ladungen Q' und $\varepsilon'_\pm$ geben, welche mit Q und $\varepsilon_\pm$ durch die Wellenlängen λ_H, λ_a und λ des Compton-Elektrons $m_e c \lambda = h$ im proportionalen Zusammenhängen stehen, und zwar im Sinne von Schwingungserhaltungen komplementärer Ladungen, bestimmt durch

$\lambda'_+ \cdot \lambda_{II} = \lambda_+ \lambda$ wird $Q' \cdot \lambda_a = Q \cdot \lambda$.
Wellen schließlich alle elektrodynamischen Potentiale auf $t = \lambda$ bezogen, dann kann wiederum drei Atome derselben Polarität unterschieden werden. Zunächst gilt
$\Lambda(\lambda) \equiv (-6) \cdot (2) \cdot (+2) = (\frac{2}{2}) = (\pm (3,5))$
begrenzt durch $V_{a'a} \equiv \Lambda \equiv V_{a'a}$;
ferner $W(\lambda) \equiv (-6) \cdot (2) \cdot (+2) \cdot (2) \cdot (\pm 5)$
definiert sein in $V_D \equiv W \equiv V_W$ und
$V(\lambda) \equiv (-6) \cdot (2) \cdot (+2) \cdot (2) \cdot (\pm 5)$ in
$V_a \equiv V \equiv V_R$, wenn bei $t = \lambda = \text{const}$
die jeweiligen Raumkomponenten variieren.

Die minimale Raumzeitsensation ist das Elektron nicht mit der Protonimplexlösung 1 aller Prototropen angenommen, sondern auch durch seine völlige zeitliche Charakteristik, welche mit auf eine Störungsfreie Zyklizität aller Konservativkräfte seiner Doppelwirbelstruktur zurückgeführt werden kann. Das Erhaltungsprinzip der elektrischen Ladung insbesondere postuliert die Charakteristik der partiellen Doppelwirbelstruktur $(-6)(+2)(\pm(3,5))$, welche die Komponenten 137 der Ladungsfeldes bestimmt. Eine solche zeitliche Charakteristik dieser partiellen Doppelwirbelstruktur bedeutet aber, daß die Variationen ihrer Konservativkräfte (Wirkungsintegrale) in ihrer Summe verschwinden müssen. Wegen der Entsprechungen $\Lambda(\lambda), W(\lambda)$ und $V(\lambda)$ kann die Charakteristik ausgedrückt durch das Variationsprinzip

$$\frac{\delta \Lambda}{\Lambda} + \frac{\delta W}{W} + \frac{\delta V}{V} = 0$$

ausgedrückt werden, wie die Variationen wegen $\lambda = \text{const}$ solchen der Ladungsfeldkomponenten entsprechen, die wiederum ein unmittelbares Maß der zeitkonservativen partiellen Doppelwirbelstruktur des Elektrons sind. Da der Übergang von Variationen zu Differenzen $\delta \to \Delta$ grundsätzlich möglich ist, wird die zeitliche Charakteristik auch ausgedrückt durch

$$\frac{\Delta \Lambda}{\Lambda} + \frac{\Delta W}{W} + \frac{\Delta V}{V} = 0$$

und hieraus kann der infinitesimale Grenzübergang in der Form $0 = \lim_{\Delta \to 0} \left(\frac{\Delta \Lambda}{\Lambda} + \frac{\Delta W}{W} + \frac{\Delta V}{V} \right) = \frac{d\Lambda}{\Lambda} + \frac{dW}{W} + \frac{dV}{V}$ durchgeführt werden, wobei $\lambda = \text{const.}$ bleibt. Wegen $\frac{dx}{x} = d \ln x$ wird aber aus diesem Grenzübergang $0 = d \ln \Lambda + d \ln W + d \ln V =$

$= d\ln(VWR)$, was in Übereinstimmung mit den Definitionsbereichen für V, W und R liefert die Integration

$\ln(V_R V_W \cdot V_{e'a}) - \ln(V_e V_D V_a a') = 0$

oder nach Potenzierung $V_R V_W V_{e'a} = V_e V_D V_a a'$ oder mit $\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} = V_C$ (durch Substitution) $e_R^2 \cdot e_W^2 \cdot e_\pm^2 \cdot Q = e_C^2 \cdot e_D^2 \cdot a a'$, oder mit $e' = e_\pm \cdot \lambda/\lambda_H$ und $a' = a \cdot \lambda/\lambda_a$ auch $e_\pm/\lambda_H = a/\lambda_a \left(\frac{e_\pm e_D}{e_R e_W}\right)$, was mit $H c \lambda_H = h$, sowie $m_a c \lambda_a = h$ und $Q = 8 \varepsilon_\pm \cdot \sqrt{2}$ nach Gleichung 127 die Beziehung

$H e_\pm = m_a \cdot \varepsilon_\pm \cdot \frac{\nu R}{\eta} \cdot \left(\frac{2\cdot(1-\sqrt{\eta})}{1+\sqrt{\eta}}\right)^2 \cdot \sqrt{2}$ ergibt, wenn noch 122a zur Substitution verwendet wird. Mit diesem Ergebnis kann wieder $m_e \cdot \varepsilon_\pm = m_a \cdot e_R - H e_\pm$ rückwärts eingesetzt werden, was wegen $e_R = \varepsilon_\pm \cdot \sqrt{\eta}$ bis auf die Elektronenmasse die Konstante Darstellung $m_e = m_a \cdot \sqrt{\eta}\,(1 - \nu R \left(\frac{2\cdot(1-\sqrt{\eta})}{\eta(1+\sqrt{\eta})}\right)^2 \cdot \sqrt{2\eta})$ liefert. Einsetzen von

$c m_a \eta s_a = 4^{4\sqrt{\pi}} \cdot \sqrt[3]{3\pi s_0/\eta \cdot \gamma \hbar} \cdot \sqrt{2\hbar}$ aus 4 VIII 4 ergibt dann explizit für (127) die Masse des Elektrons

$c \eta m_e s_a = 4^{4\sqrt{\pi}} \cdot \sqrt[3]{3\pi s_0/\eta \cdot \gamma \hbar} \cdot \sqrt{\eta \frac{2\hbar}{3\gamma}} \cdot \left(1 - \nu R \left(\frac{2(1-\sqrt{\eta})}{\eta(1+\sqrt{\eta})}\right)^2 \cdot \sqrt{2\eta}\right)$,

$s_a = 1\,[m]$ . . . . . 177 b.

Der Baryonenradius r_B aus 4 VIII 4 93 muß als maximales Komplement zu $\varepsilon_\pm$ aufgefaßt werden, so daß seine in 4 VIII 4 ebenfalls mit approximativer Masse $m_B^{(a)}$ durch den gleichen Faktor mit wachsender Masse des Baryonenradius

$m_B = m_B^{(a)} \cdot \sqrt{\eta} \cdot \left(1 - \nu R \left(\frac{2\cdot(1-\sqrt{\eta})}{\eta(1+\sqrt{\eta})}\right)^2 \cdot \sqrt{2\eta}\right)$ . . . . . 177 c

zu korrigieren ist. Für das ebenfalls in 4 VIII 4 beschriebene Baryonenradius enthält dagegen diese Korrektur, weil r_L aus 126 die untere Grenze des Spektrums der α-Elementarteilchen darstellt und somit keine Komplementarität hinsichtlich des $\varepsilon_\pm$ aufweist. Eine numerische Untersuchung der Beziehung 177 b zeigt, daß keine Fehlerabweichung vom betreffenden Mehrwert der Elektronenmasse vorliegt. Die entsprechende Mutatmorphose für r_B ist nicht möglich, weil der empirische Vergleichswert für r_B ebenso wenig bekannt ist wie für r_L.

Die Berechnung der Elementarteilchen minimaler Konfiguration (Komplexe) müßte vollständig, wenn es möglich

wäre die magnetischen Spinmomente für $\varkappa_L$, $\varkappa_\pm$ und $\varkappa_B$ nach 133 und 133a nicht Null. Dies setzt jedoch generell eine Bestimmung der allgemeinen Referenzmasse voraus, und im Fall $\varkappa_L$ [illegible] Raum Vakuum der Spinquantenzahl bzw. die Besetzung der Isospinfamilie, in welcher $\varkappa_L$ gehört. Ein nach Festbestellung dieser Bestimmungsstücke können die Elementarprüfen durch die magnetischen Spinmomente komplettiert werden.

Kapitel XI

Symmetrie und Wechselwirkungen.

1.) Das kosmologische Paradoxon.

Mit den offen gelassenen Beziehungen 132a und 132b kann das kosmologische Problem $A = \dot{D}/D \neq 0$ nicht formuliert werden, weil h, μ_0, ε_0 und $\varkappa$ nach 135 unter der im Maximalbereich Rand des R_3 gültigen Approximation 134a allein vom Determinantrand, also vom Durchmesser $D(t) < \infty$ des R_3 abhängen. Laut dem Satz der Beziehungen 132a und 132b ist [illegible] für die Einführung der beiden Faktoren

$$\varkappa = 4 \cdot \sqrt[4]{\pi} \cdot \frac{\sqrt[3]{3\,\varepsilon_0}}{2\,\eta} \cdot \sqrt{\frac{\eta}{6\pi}} \left(1 - \varkappa \left(\frac{2\cdot(1-\sqrt{\eta})}{\eta\,(1+\sqrt{\eta})}\right)^2 \cdot \sqrt{2\,\eta}\right)$$

und $4\pi^2 b = 3\sqrt{h/\pi}$ mit $\varkappa = 5\eta + 2\cdot\sqrt{\eta} + 1$, wodurch $e_\pm$ und m_e die Formen $m_e = a\,\sqrt[3]{\eta_0\,h}\cdot\sqrt{\frac{h}{c\eta}}$ und $e_\pm = \pm\, b \cdot \sqrt{h/R_-}$ annehmen. Bezeichnen ν_q und ν_e die [illegible] bzw. die elektrostatische Wechselwirkungskraft zwischen zwei Elektronen im Abstand r, dann gilt für die Beträge $r^2\,|\nu_q| = \gamma\, m_e^2$ und $4\pi\varepsilon_0 r^2\,|\nu_e| = e_\pm^2$. Für das Verhältnis W dieser beiden Wechselwirkungen folgt dann nach $W = |\nu_q|\,|\nu_e|^{-1} = 4\pi\varepsilon_0\cdot\gamma\,(m_e/e_\pm)^2$. Setzen hierin $e_\pm$ und m_e eingesetzt, $c\,\varepsilon_0\,R_- = 1$ berücksichtigt und das Wellenmaß $\lambda = w\,c^2\,\bar{\tau} = \gamma\, h$ mit $3w = 4c$ nach 46 VI eingeführt, dann ist für W die einfache Darstellung $W = 16/3\,\pi^3\sqrt{3}\,(a/b)^2\cdot\bar{\tau}^{-4/3}$. Dieses Verhältnis hängt also allein von $\bar{\tau}$ ab oder nach 134 und 134a wegen $D(\bar{\tau})$, bzw. $\bar{\tau}(D)$ allein von D des R_3, d.h., daß W mit wach-

renden D abfällt, worauf ja schon gezeigt werden muß, daß W in einem höheren Wert aber monotonisch höher liegen muß. Wenn sie aber in höher liegenden Teilen der Sonne noch so gewesen ist, dann muß die allgemeine Rotationswirkung ebenfalls höher gewesen sein, was aber mit der Folge haben müßte, daß die interatomaren Atomvorgänge in tieferen Schichten der Sonne in einer Weise gewesen sein müssen. Die Beeinflussung solcher Strukturen müßte also in diesen wesentlich höher liegenden R_3-Hauptgalaxien ebenso wie die damit verbundene He-Produktion entsprechend höher gelegen haben. Tatsächlich wird im Momentanzustand des R_3 ein He-Überschuß beobachtet, der mit Sicherheit $W \sim \sqrt[3]{\tau^2}$ und $\tau(D)$ mit $D(t) > 0$ verbunden werden kann. Einer approximativ spärischen Fläche F des Elektrons wegen $2 r_e = \lambda$ und $c m_e \lambda = h$ ist $F = 4\pi r_e^2 = \pi \lambda^2$ ermittelt worden. Nach § VI ist aber jede Fläche ein ganzzahliges Vielfaches des Maßes τ, so daß auch $F = N\tau$ gesetzt werden darf. Da nun die elektrischen Feldlinien von der Oberfläche F nach Quantenmaß einer solchen Feldlinie niemals τ unterschreiten kann und der elektrische Fluß nach der Symmetrik eine mathematische Orientierung des R_3 ist, bei welcher Hyperfeldelektronen bei mathematischen Spinorientierungen voneinander abweichen, muß N in $F = N\tau$ als Zahl der Feldlinien interpretiert werden. Der Vergleich mit $F = \pi \lambda^2$ liefert dann für diese Zahl der Feldlinien eines Elektrons $N = \pi \lambda^2/\tau$. Mit der Relation $c \lambda m_e = h$ und $m_e = a \sqrt[3]{\gamma h} \cdot \sqrt{\frac{h}{c\gamma}}$ mit $2w\tau^2\tau = \frac{\gamma}{h}$ $= \gamma h$ einfacht, dann folgt für diese Zahl der Feldlinien $N \cdot \sqrt[3]{3} \cdot a^2 = 2\pi \cdot \tau^{-2/3}$. Es wird also mit $N \to \infty$ für $\tau \to 0$. Da aber im R_6 stets $\tau > 0$ ist, bleibt $N < \infty$, das heißt, die von einer beliebigen elektrischen Ladung ausgehende Zahl der Feldlinien ist wegen $\tau > 0$ stets begrenzt. Multiplikation von N mit W liefert wiederum eine kosmologische Konstante, welche ebenso wie δ' aus 122a nicht durch $D(t)$

bezeichnet wird. Man erhält, wenn b^2 numerisch wird: $N W = 32/3 \cdot \frac{16\pi^2}{9\eta\vartheta}$. Hierin ist nach 122a aber $9\eta\vartheta = 9\cdot(5\eta + 2\sqrt{\eta} + 1) = (2\pi)^5 \cdot \alpha' = 32\pi^5 \cdot \alpha'$, also $3\alpha' N W = (4\pi)^2$, so daß $N W$ als kosmologische Konstante direkt durch die andere kosmologische Konstante α' ausgedrückt wird. Diese dezimalen Sachverhalte hinsichtlich W und N werden zusammengefaßt in

$$3W = 16\pi\,(a/b)^2 \cdot \sqrt[3]{3\tau^2}$$

$$a^2 N \sqrt[3]{3\tau^2} = 2\pi, \quad 3\alpha' N W = (4\pi)^2 \cdot \ldots\ldots\ldots\ldots 128,$$

worin für die Zahlfaktoren a und b die Definitionen

$$\eta\, a\, b_0 = 4\sqrt[4]{\pi}\cdot\sqrt[3]{\frac{3\,b_0}{2\eta}}\cdot\sqrt{\frac{\eta}{6\pi}}\cdot$$

$$\cdot\left(1 - \vartheta\left(\frac{2\cdot(1-\sqrt{\eta})}{\eta\,(1+\sqrt{\eta})}\right)^2\cdot\sqrt{2\eta}\right),$$

$$4\pi^2 b = 3\sqrt{\vartheta/\pi}, \quad \vartheta = 5\eta + 2\sqrt{\eta} + 1 \ldots$$
$$\ldots\ldots\ldots\ldots 128a$$

zu verwenden sind.

Die Beziehung 128 verknüpft eine Naturkonstante des Typs $A = \dot{D}/D \neq 0$ mit gewissen kosmologischen Problemen, welches zu einem Paradoxon wird, wenn die empirisch beobachtete Rotverschiebung der hinteren λ extragalaktischer Spiralnebelspektren $z\lambda = \sigma\lambda > 0$ der empirischen Beziehung $z = Hs$ mit $H \approx 2{,}4\cdot 10^{-18}\ [\mathrm{sek}^{-1}]$ und der Distanz s zwischen Beobachtungsort und hinterliegender Fluchtbewegung $v = Hs$ im R_3 (verstanden durch $D>0$) interpretiert wird. Trifft nämlich $v = Hs$ allein als Folge von $D>0$ zu, dann muß $A = H$ gelten, was mit $\dot{D} \leqq v$ einen Widerspruch zu 134a bildet, wenn $v \approx c$ gilt. Diese Paradoxie kann entweder gelöst werden durch $v \gg c$, also $\dot{e}^2 + \dot{\eta}^2 \gg 0$ bei der kosmischen Bewegung oder aber durch $A \leqq H$. Da im der R_6-Konstruktion immer $\kappa_4 \neq 0$ die Architektureinheit $\kappa_4 = s_{(2)}$ bezeichnet und nach 6 immer $v < w$ bleibt, wäre für $w \gg c$ auch $v \gg c$ möglich, was aber wiederum einen Widerspruch i. B. auf die Empirie hinsichtlich $\hat{B}$ und $\hat{A}$ des R_4 bildet. Zur Lösung des kosmologischen Paradoxons wäre $A \leqq H$ notwendig, während $A = H$ die Paradoxie ausdrückt. Nach der Beziehung 135 sind h, γ, ε_0 und μ_0 direkt durch D meßbar, setzt, daß

~~daß~~ $\varepsilon_0 \mu = \text{const.}$ (I) unter der Voraussetzung von 134 a mit kosmologischen Konstante wird. Im Übergang des kosmologischen Problems kann nach 178 das Verhältnis W vernachlässigt werden; dann wegen $\varepsilon_0 \mu = \text{const.}$ wird $W = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0\mu}(m_e/e_\pm)^2 \sim x^{-2}$, wenn mit Rücksicht $x\, m_e = e_\pm$ verwendet wird. Dieses Verhältnis x ist aber spektroskopisch und elektronenoszillographisch im Laboratorium mit Messung von μ ohne weiteres bestimmbare Größenordnung messbar. Unter Verwendung von 178 a, sowie 124 b und 178 a wird

$$x = \pm\, b/a \cdot (\mu\hbar)^{-1/3} \cdot \sqrt{c\mu/R_-} =$$

$$= \pm\, b/a\, (\mu\hbar)^{-1/3} \cdot \sqrt{\mu_0/\mu_a} = \pm\, b/a \cdot \mu^{1/6} \hbar^{1/3} \cdot \mu_0^{-1/2}$$

oder zeitlich differenziert und dann x benutzt $\dot{x}/x = 1/6\, \dot{\mu}/\mu - 1/3\, \dot{\hbar}/\hbar - 1/2\, \dot{\mu}_0/\mu_0$. In dieser Beziehung kann aber mit 135 substituiert werden, was

$$\dot{x}/x = (-13/66 + 8/33 + 3/22)\, \dot{D}/D = 2/11\, A$$

liefert. In dieser Beziehung kann $\dot{x}$ als Differenzenquotient $\dot{x} \approx \frac{\Delta x}{\Delta t}$ angenähert werden, so daß aus $11\, \dot{x}/x = 2A$ die Näherung $\Delta t \approx \frac{11\, \Delta x}{2xA}$ wird. Mit ε die Empfindlichkeitsschranke des für x verwendeten Meßverfahrens, so daß ε als letzte konstante aufgefaßt

werden muß; dann folgt als Meßbarkeitsbedingung $\Delta x \geq \varepsilon$, wenn für die Zeit $\Delta t = t_b - t_a$ zwischen zwei Messungen a und b die Beziehung

$$2\, x\, A\, (t_b - t_a) \geq 11\, \varepsilon, \quad x\, m_e = e_\pm,$$

$D\, A = \dot{D}$ . . . . . 178 b

mit Folge hat. Der x-Wert wird aber empirisch bestimmt zu

$$x = 1{,}7588\,0285 \cdot 10^{11}\ [\text{amp sec kg}^{-1}],$$

wobei ε bei 10^2 liegt. Unterstellt man die Interpretation $v = H s$ der Rotverschiebung $z = H s$ als gleichförmige Ausdehnung von $A \neq 0$, dann muß neben $A > 0$ auch

$$A = H \approx 2{,}4 \cdot 10^{-18} \cdot [\text{sec}^{-1}]$$

gesetzt werden. Wird dies zusammen mit ε und x in 178 b eingesetzt, dann folgt näherungsweise für die Zeit zwischen zwei Messungen $t_b - t_a > 40\,[A]$, das heißt nach mindestens 40 Jahren müßte eine Änderung von x als Folge $A = H$ auftreten. Ein derartiges Phänomen kann jedoch nicht festgestellt werden, so daß $A = H$ und somit die Interpretation $v = H s$ der empirischen Rotverschiebung $z\, \lambda = \sigma\, \lambda > 0$ falsch ist. Es bleibt

dennoch aufgrund 128 b empirisch
$A \Leftarrow H$, so daß die Beziehung
$A \Leftarrow H, \kappa z = H s, z \lambda = \sigma \pi > 0 \ldots$
$\ldots\ldots\ldots\ldots 129$
das kosmologische Paradoxon auflöst.
An Stelle dieser Paradoxie tritt mit-
unter allerdings die Frage nach der
warmen Natur von $\kappa z = H s$ auf.

2.) Optische Rotverschiebung.

Die Beobachtung von $H \Rightarrow A$
kann aufgrund der Beziehung 100
und 100a auf $\mathfrak{G}\overline{v_i}\,1$ mit $L m_0 = h_0$
und $\rho m^3 g = h^2$ verwiesen werden.
Dann wegen $q = d\frac{mv}{dt} = -\rho H_0 / r^2 (1 - r^2/S^2)$ [9]
mit $q \geq 0$ für $r \geq S$.

Es sei ein Massensystem $\mathfrak{G}$ (Spi-
ralnebelsystem) der Masse M_0 und
der Gravitationsgrenze S gegeben,
in welchem sich ein Beobachtungs-
ort S im Abstand $s_0 \Rightarrow 0$ vom Gravi-
tationszentrum von $\mathfrak{G}$ befindet,
S liege jedoch noch innerhalb S, so
daß $s_0 < S$ gilt.
Soll eine Masse μ von S aus in man
ORT $S(S)$ auf $r = S$ gebeobachtet werden,
dann muß μ eine kinetische Energie
erhalten, die dem Gravitationspoten-

tial des Feldes $q < 0$ zwischen S und 103
∞ entspricht. Wird jedoch μ im
Bereich $r > S$ gebracht, dann müßte
nach der Beziehung (100) das Feld
$q > 0$ (wegen $r > S$) die Masse μ
von $\mathfrak{G}$ fortbeschleunigen. Hier-
bei müßte aber μ einen ständi-
gen Zuwachs an kinetischer Ener-
gie erhalten, der auf Kosten seiner
Masse von $\mathfrak{G}$ aufgebracht werden
müßte. Nimmt man dagegen an,
daß $q > 0$ jenseits S mit Potential
existiert, also im $r > S$ überhaupt
keine radiale Beschleunigung $q > 0$
von $\mathfrak{G}$ fortgerichtet bewirkt wird
$q > 0$ erst im Sinne einer Verzö-
gerung mit Annäherung wirkt, wenn μ
auf $r > S$ dem System $\mathfrak{G}$ ~~gewaltig~~ genähert
worden war, dann entfällt diese
Schwierigkeit. Jenseits S wirkt
unter dieser Voraussetzung auf μ
also keine abbremsende Beschleuni-
gung, doch muß Energie aufge-
wendet worden, wenn μ auf
$r > S$ dem Massensystem genähert
worden war. Mit dieser Annahme
kann man offenbar im Fall eines
stationären oder quasistationären Uni-

verwies die beobachtete Rotverschiebung elektromagnetischer Spektrallinien (100) verschieden weit gleichmäßig (100) verschieden weit. Neben dem raumsystem $\mathfrak{C}$ existiere im gleichen Raum ein weiteres System $\mathfrak{C}'$ der Masse M_0' mit S'. Im Abstand s_0' vom Gravitationszentrum des $\mathfrak{C}'$ (auch hier sei $s_0' < S'$), befinde sich ebenfalls ein Atom S', von welchem Photonen der Energie $E = h\nu$, also der Wellenlänge $\lambda \cdot \nu = c$ emittiert werden. Die Distanz zwischen $S(\mathfrak{C})$ und $S'(\mathfrak{C}')$ sei $s \Rightarrow S$, während $S \propto S'$ (zumindest in der Größenordnung) sei. Der gradlinige Weg des im S' emittierten Photons zum Empfangsatom S sei also $S' - s_0' + s + S - s_0$. Das Photon $E = h\nu$ habe nach $m \cdot c^2 = E$ die Feldmasse m. Ganz allgemein gilt für das entsprechende Gravitationspotential $V = -\mu \int \bar{g}\, d\bar{r}$, wenn Vektor g auf eine Masse μ einwirkt.

Nach der Emission bei $S'(\mathfrak{C}')$ läuft das Photon von s_0' nach S' und verliert hierbei die Feldmasse $\delta' m$, weil im g'-Feld das Potential $V' = -(m - \delta' m) \cdot \int_{s_0'}^{S'} \bar{g}'\, d\bar{r}'$ mit $g' < 0$ überwunden werden muß. Jenseits S' wirkt nach der obigen Annahme $\mathfrak{C}'$ nicht mehr auf das im $r' > S'$ laufende Photon, wohl aber $\mathfrak{C}$ im Sinne einer weiteren Verringerung von Feldmasse um $\delta_1 m$ auf der Strecke s zwischen S' und S. Hier ist das Potential des g-Feldes von $\mathfrak{C}$ mit $g > 0$ zu überwinden, welches gegeben ist durch $V = -(m - \delta' m - \delta_1 m) \int_{S}^{\infty} \bar{g}\, d\bar{r}$. Das letzte Wegstück von S zum Empfangsatom $S(\mathfrak{C})$, also $S - s_0$ hat im Analogie zum „freien Fall" einen Energiegewinn des Photons mit Folge, so daß die Feldmasse um $\delta_1 m$ anwächst, so daß $V_1 = (m - \delta' m - \delta m + \delta_1 m) \int_{s_0}^{S} \bar{g}\, d\bar{r}$ mit $g < 0$ gilt. Die Potentiale V und V_1 müssen durch Variationen der Photonenenergie gedeckt werden. Offenbar bedeuten $V' = \delta' E$ und $V = \delta E$ Energieverluste des Photons und $V_1 = -\delta_1 E$ einen Energiegewinn. Wo diese Energievariationen in die drei Beziehungen eingesetzt und mit c^2 multipliziert, dann ergeben sich wegen $E = m c^2$ die Beziehungen

$$-\delta' E c^2 = (E - \delta' E) \int_{s_0'}^{s'} \bar{q}' \, d\bar{r}',$$

sowie

$$-\delta E c^2 = (E - \delta' E - \delta E) \int_{s}^{s} \bar{q} \, d\bar{r}$$

und

$$\delta_1 E c^2 = -(E - \delta' E - \delta E + \delta_1 E) \int_{s}^{s_0} \bar{q} \, d\bar{r}.$$

Addition dieser drei Energievariationen liefert die Gesamtvariation

$$c^2 (\delta_1 E - \delta' E - \delta E) = (E - \delta' E) \int_{s_0'}^{s'} \bar{q}' \, d\bar{r}' +$$

$$+ (E - \delta' E - \delta E) \int_{s}^{s} \bar{q} \, d\bar{r} -$$

$$- (E - \delta' E - \delta E + \delta_1 E) \int_{s}^{s_0} \bar{q} \, d\bar{r}.$$

Diese Beziehung kann aber direkt $(E - \delta' E - \delta E + \delta_1 E)$ dividiert werden. Da auf jeden Fall $|\delta_1 E| \leq |E - \delta' E - \delta E|$ und $|\delta_1 E - \delta E| \leq |E - \delta' E|$ bleibt, gilt in guter Näherung $(E - \delta' E)(E - \delta' E - \delta E + \delta_1 E)^{-1} \approx 1$ und $(E - \delta' E - \delta E) \cdot (E - \delta' E - \delta E + \delta_1 E)^{-1} \approx 1$. Dies bedeutet aber

$$c^2 (\delta_1 E - \delta' E - \delta E)(E - \delta' E - \delta E + \delta_1 E)^{-1} \approx$$

$$\approx \int_{s'}^{s'} \bar{q}' \, d\bar{r}' + \int_{s}^{s} \bar{q} \, d\bar{r} - \int_{s}^{s_0} \bar{q} \, d\bar{r} = K$$ (es sei K eine Klärung) und hierin ist zu berücksichtigen, daß für den Richtungscosinus $\cos(\bar{q}', \bar{r}') = -1$ zwischen s_0' und s', sowie $\cos(\bar{q}, \bar{r}) = -1$ zwischen s und s wegen $q > 0$, aber $\cos(\bar{q}, \bar{r}) = +1$ zwischen s und s_0 gilt. Damit wird d.

aber $K = \int_{s}^{s} q \, dr - \int_{s_0'}^{s'} q' \, dr' -$

$- \int_{s}^{s_0} q \, dr = \gamma \int_{s_0'}^{s'} (s') - \gamma(s) -$

$- \gamma'(s') + \gamma'(s_0') - \gamma(s_0) + \gamma(s) = \gamma(s) +$

$+ \gamma'(s_0') - \gamma(s_0)$, wie stets $d\gamma = q\,dr$ und $\gamma(s) = \gamma'(s') = 0$ i.R. E. kommt unmittelbar darauf an γ zu eliminieren. Die Beziehung 100 enthält $\gamma(r)$ nur implizit, doch kann eine unbekannte Radiale Ortsfunktion $f(r)$ definiert werden, für welche an der Oberfläche $r = r_0$ der gravitativen Feldquelle $f(r_0) = 1$ gilt. Mit dieser Funktion kann dann

[E1] $\gamma(r) = \frac{\gamma \mu M_0}{r} f(r) \left(1 - \frac{r}{s}\right)^2$ geschrieben werden, wobei jedoch $f(s) \neq 0$ bleiben darf. Aus der Beziehung 100 folgt mit $q = 1 - \sqrt{1 - 3\gamma/8c^2}$ oder $3\gamma/8c^2 = 1 - (1-q)^2 = q(2-q)$ auch $q e^{-q} = \frac{3\gamma \mu M_0}{16 c^2 r} \cdot (1 - r/s)^2 =$

$= \frac{1}{f} \cdot (3\gamma/8c^2) = \frac{q}{2f}(2-q)$, also

$f(r) = 1/2 \, (2-q) e^q$, was in $+\gamma = \gamma \mu M_0 f (1 - r/s)^2$ eingesetzt $2 + \gamma = \gamma \mu M_0 (1 - r/s)^2 \cdot (2-q) \cdot e^q$ liefert. Hiermit kann aber K approximativ erfaßt werden; denn für $\gamma \leq 2$ w.c. (hier ist wieder $3w = 4c$) kann offenbar $q \approx 0$ gesetzt werden, was für

$y'(s_0')$ und $y(s_0)$ multipliziert, weil s_0 und s_0' innerhalb der Grenzen s oder s' liegen. Im Fall $s \to s$ in $y(s)$ nähert y sich dem Wert 2 wc, so daß hier $q \approx 1$ zu setzen ist. Da zugleich $s \to s$ geht, wird entsprechend $(1 - s/s)^2 \approx s^2/s^2$, also $y'(s_0') - y(s_0) \approx \mu M_0'/s_0' \cdot (1 - s_0'/s')^2 - y(s_0) \approx -\mu M_0/s_0 \cdot (1 - s_0/s)^2$ und $y(s) \approx 1/2\, \mu e M_0/s \cdot (1 - s/s)^2 \approx c^2 B s$, wenn zur Kürzung $2c^2 s^2 B = e\mu M_0$ verwendet wird. Bei der Darstellung $y'(s_0') - y(s_0)$ geht rasch $|y'(s_0') - y(s_0)| \leq c^2 B s$ hervor, so daß $K \approx c^2 B s$ gesetzt werden kann. Diese Vereinfachung hat aber für die Entpolarisation zur Folge, daß $|\sigma_1 E - \sigma' E| \ll |\sigma E|$ und somit $(\sigma_1 E - \sigma' E - \sigma E) \cdot (E + \sigma_1 E - \sigma' E - \sigma E)^{-1} \approx -\sigma E (E - \sigma E)^{-1}$ oder $K \approx -c^2 \sigma E (E - \sigma E)^{-1}$ zur Folge, was im Vergleich $-\sigma E (E - \sigma E)^{-1} \approx B s$ ergibt. σE des im $\mathfrak{G}'$ einfallenden Photons $E = h\nu = chp$ hängt also allein von den Eigenschaften $B = B_{\mathfrak{G}}$ des Empfangssystems $\mathfrak{G}$ ab. Für die Entpolarisation folgt, wenn $z\lambda = \sigma\lambda$ gesetzt wird $\sigma \sigma E = c h \sigma(1/\lambda) = -h\nu z_{\mathfrak{G}} = -E z_{\mathfrak{G}}$, wobei sich die Invarianz

$\mathfrak{G}$ auf das Empfangssystem $\mathfrak{G}$ bezieht. Für die hinreichende Verschiebung folgt also nach Einsetzen von σE die Beziehung $z_{\mathfrak{G}}(1 + z_{\mathfrak{G}})^{-1} \approx B_{\mathfrak{G}} s$ mit $2c^2 s^2 B_{\mathfrak{G}} = e\mu K_0$. Die Systemkonstante $B_{\mathfrak{G}} > 0$ bedingt offenbar $z_{\mathfrak{G}} = B_{\mathfrak{G}} s (1 - B_{\mathfrak{G}} s)^{-1} > 0$, also auch $\sigma\lambda > 0$, so daß die durch $\chi > 0$ bedingte hinreichende Verschiebung eines Photons auf $s \to s$ mit eine Rotverschiebung sein kann. $z_{\mathfrak{G}}$ bezieht sich jedoch nur auf das Massensystem $\mathfrak{G}$ der Masse K_0. Wegen der angenommenen Konstanz der Gravitationskonstante für $\chi > 0$ müssen jedoch sämtliche Massen Mittelpunkte sein, welche außerhalb $\mathfrak{G}$ in einem Zylindervolumen liegen, in dessen Achse das beobachtete Photon läuft, und dessen Querschnitt mit dem effektiven Wirkungsquerschnitt πs^2 des Systems $\mathfrak{G}$ identisch ist, wobei der Mittelpunkt dieses Zylinders mit dem Gravitationszentrum von $\mathfrak{G}$ zusammenfällt, so daß sich die Zylinderhöhe y in die beiden Halbräume oberhalb und unterhalb des Querschnittes πs^2 erstreckt. Für das gesamte Zylindervolumen ergibt dann $V_{\mathfrak{G}} = 2\pi s^2 y$ errechnet,

daß die gesamte in V_w enthaltene Masse $M''_\sigma \approx M_\sigma$ im Sinne $\sigma z \to \sigma$ wächst. Mit $2\varepsilon^2 \varrho^2 B = \varepsilon \mu M''_\sigma$, also $B \approx B_\sigma$ folgt dann für die gesamte Robertsdrehung $z \approx B s (1 - B s)^{-1}$, worin nun noch M''_σ zu bestimmen ist. Es sei σ die Massendichte im physischen R_3, so daß nicht für irgendeine Masse $M = \sigma V$ in einem hinreichend großen R_3-Volumen V gilt. Dies berechtigt aber für die unendliche Masse $M'' = \sigma V_w = 2\pi \varrho^2 \sigma \gamma$, worin γ eine Maximaldistanz $s_{max} = \gamma$ ist. Nach $z \approx B s (1 - B s)^{-1}$ ist aber eine solche Maximaldistanz durch $1 - B\gamma = 0$ gegeben, wie für $s = \gamma$ die Robertsdrehung für $z \to \infty$ divergiert, so daß γ eine optische Grenze ist. Einsetzen von $\gamma = 1/B$ und M''_σ ins B liefert dann $\varepsilon B = \sqrt{\pi \varepsilon \mu \sigma}$, so daß numerisch B quantitativ für σ reduziert werden kann. Hiermit Sachverhalt einer durch Gleichung 180 bedingten Robertsdrehung mit σ zusammengefaßt in

$z \approx B s (1 - B s)^{-1} \to \sigma$, $\varepsilon B = \sqrt{\pi \varepsilon \mu \sigma}$, $s \to \gamma$, $\gamma \approx 1/B$, $\gamma = \lambda/2\pi$ ..... 180.

Nun bleibt bekannt, es darauf an, die Konstante B zu interpretieren. Im Fall hinreichend kleiner Distanzen $s \to \gamma$ sei $B s \ll 1$, so daß für z die Relativität $z \approx B s$ gilt. Hier muß z im Fall nach 139 nicht notwendig durch eine radiale Feldstörung v der kosmischen Objekte im R_3 interpretiert, dann gilt $z = v$, also $v \approx B s$, was mit der empirischen Bezeichnung $v = Hs$ verglichen $H \approx B$ liefert, was aber eine durch $[H \approx \sqrt{\pi \varepsilon \mu \sigma}$ ..... 180a] numerische Darstellung der Konstante H ist, durch welche empirische die singularitätsfreie Robertsdrehung allen spektralen Verhaltens bestimmt. B ist also ebenfalls als eine relative Konstante der Robertsdrehung aufzufassen, welche auf die Bezeichnung 100 zurückgeht. Tatsächlich ist sie mit Interpretation 180a für kleine Linearität mit der Approximation von 180, worin bestätigt, daß es im Bereich $s \to \gamma$ eine Grenze $s = \gamma$ geben muß, für welche wegen $1 - B\gamma = 0$ die Robertsdrehung $z \to +\infty$ eine optische Wahrnehmungsgrenze photonischer Signale hinsichtlich $S(s_0)$ in der relat. $s \to \gamma$ hätte

wegen $B\,s' > 1$ eine Beschleunigung
$z < 0$ mit Folge, welche aber hinsichtlich S irrelevant bleibt, weil $s' \to y$
auch $z \to -\infty$ mit Folge haben müßte,
was dann in $z \to +\infty$ umspringt,
so daß eine tatsächliche Schranke optischer Signale bestimmt durch
$1 - B\,y = 0$, also
$y \pi \varrho\sigma \approx c$ 181
in Bezug auf den Beobachtungsort
$S(6)$ im R_3 das gravitative Stützfeld natürlich durch $\sigma > 0$ bedingt
also neben $B > 0$ eine Verteilung
des R_3 in optische Raumsegmente
vom Radius $y < \infty$. Ein für $\sigma \to 0$
mittlere $B = 0$ und $y \to \infty$, wenn
für den R_3 auch $D \to \infty$ divergent
wäre. Aus 181 folgt numerisch, daß
selbst für einen heute unterschätzten σ-Wert im Vergleich mit 134a
immer $2\,y \ll D$ bleibt, und andererseits photometrische Signale mit allen
$s < y$ empfangen werden können. Daß
$s < y$, $2\,y \ll D$ 181a
weist also der physische R_3 vom Unterscheidet $D < \infty$ durch das gravitative
Stützfeld $\sigma > 0$ in eine große Zahl
relativer optischer Raumsegmente auf-

geteilt, wobei sich $2\,y \ll D$ und
$s < y$ stets auf den relativen Beobachtungsort im R_3 bezieht.
Schließlich weist die Ungleichheit eines solchen optischen Raumsegments für die absoluten Wirkungsfunktionen S der makroskopischen Koordinaten bestimmte, daß $z > 0$ nur für $s > S$, aber für
$s \leqq S$ daß $z = 0$ für den statischen
z-Anteil $\frac{1}{2}$, was sich mit der Empirie der Rotverschiebung deckt.
Die Existenz dieser Variablen der Rotverschiebung wird sonnenklar anerkannt durch

$s \leqq S$, $z = 0$, $S < s < y$, $z > 0$,
$s \to y$, $z \to +\infty$ 181b,

wodurch auch die Natur des Radius y eines solchen Raumsegments zum Ausdruck gebracht wird.

Ein Argument gegen diese statische Beschreibung wäre die Möglichkeit, daß die hypothetische Fortsetzung für $q > 0$ in $t > s$ nicht stabil wäre, so daß ein dynamisches Verhalten vorliegen könnte. In diesem Fall müßte $q > 0$ eine reale Radialbewegung $v = \frac{dt}{dt}$ der Systeme rein-

anders verstanden. Es gilt dann
$dv = g\,dt = g\rho \cdot dt = \frac{dy}{v}$ oder $d\,v^2 = 2\,dy$. hängt $g \leq t \leq s$ integriert
liefert dies $v^2 - v^2(s) = 2y(s) - 2y(s) =$
$= 2y(s)$ wegen $y(s) = 0$. Ohne Einschränkung der Allgemeinheit kann
für den Anfangswert $v(s) \ll v$ ge-
setzt werden, so daß mit $v^2 = 2y(s)$
zu rechnen ist. Es ist $2sy = g_0 H_0 \cdot$
$\cdot (1 - s/s)^2 \cdot (2 - q)$. e^q und hierin
kann für $s \Rightarrow s$ immer $q \approx 1$, also
$v^2 = \frac{2gH_0}{s^2}\,s$ gesetzt werden. Wegen
der fehlenden Naturkonstante fällt
hier für das $H_0 = \sigma\,\nu_w$ berücksichtigte
Zylinderraumen $V_w = \pi s^2 s$, also
$v^2 = \pi\,\varepsilon\,g_0\,\sigma\,s^2$ oder $v = Hs$. Diese
Radialbewegung muß aber einem
Dopplereffekt unterliegen, der eine
spektrale Rotverschiebung $z = v/c > 0$
bewirkt, weil v wegen $g > 0$ nur
als radiale Fluchtbewegung ent-
stehen kann. Einsetzen liefert
also $z = B\,s$ und $v = c\,B\,s$. Schließ-
lich wird $s_{max} = y < \infty$ bei $v = c$
erreicht, derart, daß dieses dynami-
sche Modell im reinen Newtonraum
nicht über das statische Modell hin-
auskommt, von dem von diesem hin-
sichtlich seiner Aussagen implizit
wird, weil $z = B\,s$ für $B\,s \ll 1$ auch
$z = B\,s\,(1 - B\,s)^{-1}$ approximativ gelten
gelt. Für $v = c\,B\,s$ wird $s = y$ und
für $v = c$ erreicht. Empirisch wer-
den aber alle Spiralnebelsyste-
me durch die Hamiltonfunktion
c und α bestimmt, deren Pa-
rameterbereich aber $v = c$ in y in
einem Widerspruch hinsichtlich
$\hat{A}$ und auch $\hat{\varepsilon}$ weiten läßt.
Andererseits muß aber $y < \infty$ sein,
weil nur auf diese Weise die em-
pirische Helligkeitsdifferenz zwischen
Tag- und Nachthimmel verständ-
lich wird. Dieser Widerspruch hin-
sichtlich der Invarianzbedingung
bei $\hat{\varepsilon}$ bedeutet, daß mit
Beschreibung von $H \Rightarrow A$ als konstan-
des kosmologischen Paradoxons
mit das statische Bild optischer
Raumregionen in Betracht kom
men. Das kosmologische Paradoxon
wird durch die Beziehung 179
gelöst werden, und damit das Pro-
blem der H-Konstante aufgelöst
werden durch die Beziehungen
180 bis 181 b über die Gleichung

100 m einer einfachen Beschleunigung der makroskopischen gravitativen Beschleunigung R_3 - Ortsebene fühlen. Eine qualitative Unterscheidung hinsichtlich H und χ wäre erst dann möglich, wenn es gelingt, 5 mindestens im beobachtbaren optischen Raum gegenüber der R_3 linearisiert zu erhalten.

3.) Maßsystem und Grenzen der kosmischen Bewegung.

Das durch Gleichung 179 aufgespannte kosmologische Problem mittels zweier hinreichend H durch die Beziehungen 180 bis 181 b relativ gelöst, besagt, daß $DA = \dot{D}$ mit $D(\tau) = D(t)$ für die beobachtbare Robertsonstrecke χ wegen $A \ll H$ nicht relevant ist. Empirisch wäre ein positives Universum mit $\dot{D} = 0$ und ein ausgedehnter R_3 mit $D \to \infty$, also $A = 0$ mit 179 verträglich. Doch fällt $\frac{2}{q}(\chi_k)^6_1 \ll \frac{2}{E}$ als Stützbereich auch im R_3, der durch den Raumradius mit χ_k als Pfuibestimmung nicht eindeutig bestimmt ist, was $D < \infty$ und die Grenzenlosigkeit erzwingt. Interessant sagt für die Richtungswinkel der Weltlinien benachbarter mit den Weltlinien konstanten im Falle $v = \dot{\varepsilon} = \dot{\eta} = 0$ immer $\cos \alpha_4 = 1$, aber $\cos \alpha_k = 0$ für alle $k \neq 4$, so daß die kosmische Bewegung des R_3 längs $x_4 = ict \perp R_3$ nur im Falle $\dot{\varepsilon}^2 + \dot{\eta}^2 \neq 0$ allgemein mit $u \neq c$ erfolgt. Dieser Befund zusammen mit der nichteuklidischen Weltmetrik und $D < \infty$ des R_3 besagt damit $D \neq 0$ und $A \neq 0$. Der R_3 des Universums kann jedoch wegen $D \gg \chi$ als quasieuklidisch und wegen $A \ll H$ als quasistatisch angesehen werden. Es ist $D = 2R$ und $R = \pm u \approx \pm c$, also $A \approx \pm 2c/D$, so daß die durch A bedingte dimensionale Verschiebung auch eine Blauverschiebung $z' < 0$ im Falle $A < 0$ sein kann, welche sich der durch H bedingten Rotverschiebung z zu $z + z' \approx z$ wegen $|z'| \ll z$ nicht relevant überlagert. Zwar ist in der R_3 wegen $D \gg 2\chi$ in eine sehr große Zahl optischer Raumgrenzen möglich, von denen

fers Futes einen H-Wert bestimmt
wird, die aber alle dem A-Term
der kosmischen Bewegung entspre-
chen und. Aus diesem Grunde wird
135 mit Futes A, nicht aber Futes
$H \to |A|$ vernachlässigt.

Die Beziehung 135 zeigt
zwar, daß die empirischen Elemen-
tarkonstanten ε_0, μ_0, h und g
direkt Futes $D(t)$ meßbar
und alle Frequenzen und Massen
vom Weltalter abhängen, daß
mit 136 d eine kritische
Wellenlänge λ_k geben, bei der
die stationär bedingte Robert-
sche Dreiecksungleichung (Maximum) Futes die D-bedingte Bianchi-Identität kompromittiert wird.
Die mit λ_k nach $c\,\lambda_k\,m_k = h$ verknüpfte Masse ist demnach eine vom Weltalter und dem momentanen R_3-Zustand unabhängige Referenzmasse $m_k = m_R$. Man kann erhält nach 136 d für diese Referenzmasse $m_R = h/c \cdot \sqrt[3]{\frac{2A}{cz}}$, woraus folgt, daß $A > 0$ sein muß, wenn $m_R^3 > 0$ sich algebraisch wie Volumen wie jede Raumzeitmasse. Dieses Verhalten $m_R^3 > 0$ muß aber von einer Referenzmasse gefordert werden, wenn

für sämtliche $m > m_R$ des R_3 wegen $g > 0$ immer $m^3 > 0$ sich. $A > 0$ bedeutet aber wegen $D > 0$ eine Expansion des R_3 als Folge der kosmischen Bewegung. Einsetzen von D $A = 2\,c$ und $2\,w\,c^2\,\tau = g\,h$ mit $3\,w = 4\,c$ in $m_k = m_R$ ergibt für diese Referenzmasse $m_R = 4\,h\,(6\,g\,h\,D)^{-1/3}$. Mit der Näherung 134 a ist sofort deutlich, daß $m_R \leq m_L < m_e < m_p$ gilt, wenn m_{LB} die Massen des Leptonen- und Baryonenbiotops kennzeichnen. Aus diesem Grunde muß $q = 0$ die elektrische Neutralität von m_R kennzeichnen (wenn m_R paradoxerweise wäre). Weil $m_e > m_R$ die untere Schranke für $q > 0$ von 126 darstellt, m_R ist demnach als Referenzmasse diejenige eines Referenzneutrinos ν_R (dessen Antineutrino $\bar{\nu}_R$ ist) welches auf keinen Fall wegen $q = 0$ eine d-Chinebut sein kann und als kosmologische Referenzgröße weit unter der unteren Schranke des Massenspektrums 126 liegt. Während das Elektron vom Spin $s = 1/2$ mit dem Baryonenbiotop ν_B ($s = 1/2$) mit dem Isospin $\frac{1}{2} = 2$ das elektromagnetische Wechselwirkungen bildet, existieren

unmittelbar mit Subelektronenmassen Massen
des Myon- und Reaktorneutrinos $\nu_{L,R}$
welche ein Neutrinodoublett darstellen,
wenn jedem dieser Neutrinos $s = 1/2$
zugeordnet wurde. Ebenso wie zu je-
dem Multiplett ein Antimultiplett
gehört, bildet (e_+, ν_B) das Antielek-
tronen-Doublett mit dem Positron
e_+ und Elektronendoublett (e_-, ν_B),
so daß es auch zum Neutrinodoublett
(ν_L, ν_R) das Antineutrinodoublett
(ν_B, ν_R) geben muß. ~~Wegen~~ $s = 1/2$ wird
~~der Spin~~ kann das Reaktorneutrino
auch keine b-Strahlung sein, weil
sie Zustandsänderungen des Tochter-
kerns ~~des~~ Myon-Strahlung
Hagen. Für das Reaktorneutrino
kommen also nur die Helizitäten
a oder c in Betracht. Insgesamt wird also dieses kosmologische
Reaktorneutrino der kosmischen
Bewegung beschrieben durch

$m_R \cdot \sqrt[3]{6\pi^2 n} = 4\,h$, $m_R \leq m_L < m_e < m_B$,
$q_R = 0$, $x_R \equiv (a, c) \ldots 188$.

Bei der Untersuchung des indeterminierenden $\beta_\pm$-Zerfalls der c- und d-Strahlungen aus § VIII 4 wies das kontinuierliche $\beta_\pm$-Spektrum empirisch auf die simultane β_0-Emission eines Neutrinos hin, welche zugleich wegen der notwendigen Erhaltung des Drehimpulses wegen der Schranke des kontinuierlichen β-Spektrums beim Myonenzerfall zeigt, daß die simultane β_0-Strahlung am Neutrino oder antineutrinos beobachtet kann, deren Masse mit m_e zugleich $\leq$ die untere Schranke des $\beta_\pm$-Spektrums bei Transmutationen innerhalb des Nukleonendoublett liegt dagegen derart ist, daß die Masse des emittierten Neutrinos noch unter m_e liegen muß. Der β-Zerfall gewisser Kerne kann also von einer ν_L- oder ν_B-Strahlung begleitet werden, während der β-Übergang innerhalb des Nukleonendoublets auf jeden Fall von einer ν-Strahlung mit einer unterhalb Neutrinomasse begleitet wird. Aufgrund dieses Sachverhaltes wird es mehr möglich, unter Verwendung von 126 die Massenschranke paraboler Terme zu präzisieren.

welche noch in einem β - Zerfalle fähig sind. Kommt es nun im betrachtenden Zerfall des Teilchens $m = m(n)$ auf 126 in die kombinierbare Stufenzahl $m(n,q)$, dann mit Ausnahme der Erhaltung des Spins mit jedem der $q > 0$ Elektronen $\beta^{\pm}$ (m_e) insgesamt ein ν_x - Quant mit m_x emittiert werden, wenn $x \neq$ ~~(R L B)~~ die möglichen Neutrinoformen indiziert. Setzt man $\eta_q \cdot \sqrt[4]{4\,q^4 + \pi^4} = \pi$, dann mit also für die Zahl der Emission

$q(m_e + m_x) \leqq m(n) - m(n,q) =$
$= \mu(2n-1)^{-1/2} \cdot \sqrt[4]{2n} - \mu \cdot (2n - 1)^{-1/2} \cdot \sqrt[4]{2n} \cdot \eta_q = \mu(2n-1)^{-1/2} \cdot \sqrt[4]{2n} \cdot (1 - \eta_q) = m(1 - \eta_q)$ ~~Meinetinge~~ s. S151. oder in diesem Fall wird also $m \leqq 101\, m_e$, was bereits approximativ im 6 VIII 4 aufgegebenen Gesetze und durch die empirische Abspaltung von ν_R begleiteten β - Zerfalles der κ - und δ - Terme bestätigt wird. Handelt es sich dagegen um einen von ν_L oder ν_B begleiteten β - Zerfall, dann wird $x = L$ oder $x = B$, also $m_x \approx m_e$ und $m_e + m_x \approx 2\, m_e$. Als Massenabstände für κ - und δ - Strukturen dieses β - Zerfalls von einer ν_L - oder ν_B - Abspaltung begleitet wird, folgt also ebenfalls empirisch bestätigte Beziehung $m \leqq 202\, m_e$ für $q = 1$. Aus der Darstellung 122 des Koppelquantensinus folgt also präzise Darstellung

$$m \leqq q(m_e + m_x) \cdot (1 - \eta_q)^{-1} \cdot \sqrt[4]{4\,q^4 + \pi^4} = \pi,\ q \geqq 1,$$

$\eta_q^x \equiv$ (R L B) 183

für die mittlere Massenabstände des inbetreffenden β - Zerfalles, der bei von einer ν_x - Abspaltung begleitet wird. Anmerkung s. S. 154

~~Ist jedoch dieser empirisch verifizierbaren Eigenschaften ist~~ Im jedem Fall ist ν_R eine reale Masse $m_R > 0$ für welche ~~auf jeden Fall~~ $m_R^3 > 0$ und somit $A > 0$ wegen 136 d selben muß, was auch $j = +2$ $w > 0$ als Expansion des R_3 kennzeichnet. Aus 182 und 183 folgt also die Entscheidung

$A > 0,\ \dot{j} = 2w > 0,\ w \approx c$ . . . . . .
. . . . . 183b

im Bezug auf die momentane Phase der kosmischen Bewegung, welche nach 153b einer Expansion des R_3 entspricht, so daß der momentane R_3 zeitlich dem Weltenentspricht

mäßiger als der Weberische.

Eine andere Konsequenz aus 182 ist eine Widerlegung der Behauptungen hinsichtlich des magnetischen Moments nach 173b; denn die notwendige Referenzmasse kann mindestens unter 182 und 134a angegeben werden. $\bar{M} = p\,\bar{\mu}$ mit $2\,\mathfrak{z} = p$ ist genau $\bar{M} \neq \bar{0}$ und kann verschwinden, wenn $p > 0$ bleibt, wo sonst die Unbestimmtheit des jeweiligen Magnetons $|\bar{\mu}| = \mu$ sich mit anderen ~~Methoden~~ Terme $p > 0$ nicht brechen haben. Ob es sich bei diesen Termen um eine d-Struktur mit $q > 0$ oder um die Kennzeichnung c mit $q = 0$ handelt, kommt in 173b vom Verhalten des Integrals ab: denn $\int \frac{dR}{m} \neq 0$ kennzeichnet $q > 0$, während reine Verschwinden mit $q = 0$ die c-Struktur charakterisiert. Nach der Empirie des elektromagnetischen Feldes auf $B\bar{\bar{1}}$ müßte $\mu > 0$ immer auf das Ladungsfeld einer d-Struktur mit $p > 0$ zurückgehen. Weiter jedoch in 173b eine nicht-~~Kantische~~ p-Struktur mit $\int \frac{dR}{m} = 0$, aber $m > m_R$ zulässt, dann ergibt sich trotzdem ein Magneton

$\mu_c = \hbar/c \cdot \sqrt{3\mathfrak{z}\mu_0} \cdot \ln\left(\frac{m}{m_R}\right) > 0$ trotz 125
$= 0$ und $\bar{M}_c \neq \bar{0}$, wenn nur $p > 0$
bleibt. Dieser Unterschied

$c\,\mu_c = \hbar\sqrt{3\mathfrak{z}\mu_0} \cdot \ln\left(\frac{m}{m_R}\right)$, $2\,\mathfrak{z} = p > 0$,
$m > m_R$ 184

gekennzeichnete sachverhalt setzt auf die Verknüpfung 69 zurück und findet seine empirische Bestätigung in der Beobachtung $\bar{M} \neq \bar{0}$ bei Nullmagnetonen mit ~~verschwindender~~ spin $\mathfrak{z} \neq 0$. Nach dieser Bemerkung 184 müssen also alle Terme unabhängig ~~von~~ von der jeweiligen Kennzeichnung c oder d über $\bar{M} \neq \bar{0}$ verfügen, wenn nur $\mathfrak{z} > 0$ einer Strahlung ~~oder Protonstrahlung~~ gegeben ist. Eine Ausnahme bildet lediglich das Referenzmagneton selbst. Für γ_R mit $\mathfrak{z} = 1/2 > 0$ (nicht ~~kompensiert~~) und $q = 0$ sagt 184 nur Bewegung, kommt $\mathfrak{z} \neq 0$ ist ~~weil auch~~ doch dies wegen $m = m_R$ und $\ln 1 = 0$ für das Referenzmagneton $\mu_R = 0$ und damit auch $\bar{M}_R = \bar{0}$ trotz ~~Beimischung~~ $\mathfrak{z} > 0$. Demnach ist γ_R die einzige ~~Nullstrahlung~~ Struktur mit ~~der grundsätzlich~~ ~~nicht~~-verschwindenden ~~Spin~~ ohne Kopplung ~~bleibt~~ Trotz mit auf die kosmologische Ursache von γ_R zurückgehen

kann, wenn $m_R \leq m_L$ weit unter der
unteren Schranke der Partialspektren
Anmerkung siehe S. 158
Summe der Gleichung 126 liegt. Ein mit
einem magnetischen Moment inter-
agierendes Nukleon in der Bahnspinmoment
einer Ladung $Q = q\,e_\pm$ mit $q > 0$, also
einem d-Strudelbett. Wegen der Pro-
portionalitätsfaktoren mit $Q = q\,e_\pm$
fällt bei den d-Strudelbahnen mit
$\int \frac{dQ}{m} \neq 0$ prinzipiell
$\frac{1}{\hbar/c \cdot \sqrt{3\varepsilon\mu_0}} \ln (m/m_R)$.
$1 \leq 1/2\,\mu_0 \hbar \int \frac{dQ}{m}$ | wenn auch
$m \geq m_L \Rightarrow m_R$ immer gilt, bei
diesem Prinzip kann im Fall der
Heisenbergschen die Magnetisierung
$\frac{1}{3}$ nicht verschwinden mit der
$\mu = 1/2\,\mu_0 \hbar \int \frac{dQ}{m}$! Zurückgeht mit
$q > 0$ ein magnetisches Bahnspinmo-
ment, vom Beispiel im Grundzustand
einer atomaren Strudelbahn (im Vor-
protonatbild), kann ich wegen der ent-
fernten Wirkung von d offensichtlich
$m = \text{const}\,(Q)$ und $\int \frac{dQ}{m} = Q/m$, also
für das Bahnspinmagneton $\mu_B^{(Q)} =$
$= 1/2\,\mu_0 \hbar\, Q/m = q/2 \cdot \mu_0 \hbar\, e_+/m$. Man-
sieht es sich dabei um den Bahnspin ei-
nes einzelnen Elektrons, kann ich hierin
$q = 1$ und $m = m_e$ zu setzen, was für das

ganze Bahnspinmagneton des 127
Elektrons
$q\,m_e\,\mu_B = \mu_0 \hbar\, e_\pm$ 185
liefert, eine Beziehung, welche exakt die Empirie der atomaren Bahnspinmomente wiedergibt.

Die vorausgegangene Bahnspinbetrachtung fing von der Tatsache an, daß $M_B \neq 0$ von einer bewegten Ladung Q im Gleichgewicht ist, so daß mit die ebenen Eigenschaften dieser Ladung $Q = q\,e_\pm$ und $m = \text{const}\,(Q)$ erscheinen und $\int \frac{dQ}{m} = q \cdot e_\pm/m$ bestimmen, während $\mu_B^{(Q)}$ aufgrund dieser ebenen Induktion von der internen symmetrischen Struktur der Q erscheinenden Heisenbergschen d völlig unabhängig bleiben muß. Dieses Bild muß sich jedoch völlig verändern, wenn das magnetische Spinmoment und die Magnetonen einer d-Struktur $f \neq 0$ untersucht werden sollen; denn dieses Spinmagneton muß auf die interne Symmetrie der Protonisomplexe und ihrer Konjunkturen zurückgehen. Auf jeden Fall bleibt

$1\ \hbar/\kappa\ \sqrt{3\varrho\mu_0}\ \cdot\ \ln\left(\frac{m}{m_R}\right)\left|\frac{dQ}{m}\right|^{1/2}\mu_0\ \hbar\int\frac{dQ}{m}$ fällig

und damit $2\mu = \mu_0\ \hbar\int$ so daß es mit darauf ankommt das Integral symmetrisch zu bestimmen. Diese Bestimmung wird wiederum im Fall der minimalen d-Stufe nur möglich, weil nach 17 die radialen Feldkomponenten bekannt sind. Im Fall des Elektrons ist $\beta = 1$, während für die Umkehrung des Magnetons, welches durch $(\pm 5), (-6)$ verursacht, der Spin $\frac{1}{2}$ begleitet, mit die radiale Komponente ε_w in Betracht kommt, welche jedoch allein an m_χ am $m_R = m_\chi + m_s$ kollektiv erscheinen kann. Symmetrisch folgt daraus die innere Konjunktivität der Stufe des Elektrons $d\,Q/d\,m = \varepsilon_w/m_\chi \cdot (m/m_e)$, so daß sich für das Integral im Spinmagneton des Elektrons $2\mu_e = \mu_0\ \hbar\int d\,Q/m$, dessen Grenzen das Elektron charakterisieren $\int_\alpha^\beta d\,Q/m = \int_\alpha^\beta dQ/dm\ \frac{dm}{m} = \frac{\varepsilon_w}{m_e\, m_\chi}\cdot(\beta-\alpha)$ ergibt. Hierin ist offenbar $\beta = m_\chi$, aber $\alpha = H_\alpha$ eine Resonanzmasse, die noch zu bestimmen ist. Einsetzen ergibt $\mu_e = 1/2\ \mu_0\ \hbar\int_\alpha^\beta dQ/m =$

$= \mu_B \cdot (\varepsilon_w/e_\pm)\cdot(1 - H_\alpha/m_\chi)$, wenn 185 (129) berücksichtigt wird. Hierin ist H_α als innere Integrationsgrenze der natürliche Index einer Masse $H_\alpha^{\circ}(q=1) = \eta\, H_\alpha$ welche den Massenbeitrag an einer Strahlenspinmasse $H_\alpha^{(\alpha)}$ pro Konjunktur in $(+7)$ darstellen, wobei dieser Anteil auf den reellen Strahlenspin $\frac{1}{2}$ bezogen erscheint. Ist n die Zahl der Konjunkturen $-(3)-$ der Strahlenkonjunktive, dann gilt also der Zusammenhang $H_\alpha^{(\alpha)} = n/2 \cdot H_\alpha^{\circ} = n\,\eta/2\,H_\alpha$ für die gesamte Feldmasse H_α des Strahlenspins in dem jeweiligen Abstand α vom Strahlungszentrum wo $-(3)-$ auftritt. Nach 99 gilt daher $H_s^{(\alpha)} = n s_s^2\ e^{\psi_\alpha}$ mit $\psi_\alpha = (\lambda/2\ \tau_\alpha)(2\tau_\alpha - \lambda)\cdot(2\tau_\alpha + \lambda)^{-1})^m$ mit ungeradzahligem m. Somit $H_s = s_s^2\ e^{\psi_\alpha}$ ist also n und τ_α neben m und m_s des Elektrons unbekannt. Nach der Konjunktivität der Hermitebrücken d gilt aber für die Strahlenkonjunktive allein $(\pm(4,5)) = (3,3) = \cdot(+7)-(3)-(+6)$, daß heißt, es ist $n = 3$ und τ_α muß die kalibrierte imaginäre Wellenlänge sein, weil hier die Konjunkturen in den imaginären

Protonen auftreten. Mit $2\pi_R = i\lambda$ wird aber $\psi_R = ((i-1)\cdot(-1+i)^{-1})^m = (+1)^m = +1$ unabhängig von m. Dieser Sachverhalt $n = 3$ und $\psi_R = 1$ bedeutet aber für die ruhende Interferenzfrequenz $\omega_R = \frac{2e}{3\pi} m_3'$. Hierin ist m_3' der Spinanteil des Elektrons m_3 proportional. Der Proportionalitätsfaktor kann ermittelt werden, wenn berücksichtigt wird, daß sich m_3' zu m_3 so verhalten muß wie die Ruhenergiekomponente ε_R zu $\varepsilon_\pm$. Denn das mit Dissertation behandelte Elektron ist als ruhende Lösung des Ruhenergiespektrums $q = 1$ unter die einfach zusammengesetzte Protobosinplex-Ruhebahn (welche im folgenden als Einheitsruhebahn bezeichnet werde) gekennzeichnet. Zur Analogie hierzu muß also auch ν_L die Einheitsruhebahn der c-Helmholtzwelle sein, während ν_B um die einfache Breite über dieser Einheitsruhebahn liegt. Darüber hinaus ist aber das Elektron der Linearen Spinbahnen mit minimaler Spinquantenzahl, wo unter die Protoparitätszahl $m_3'/m_3 = \varepsilon_R/\varepsilon_\pm = \sqrt{\eta}$ bedingt mit. Es ergibt sich demnach die Darstellung $m_3' = m_3 \cdot \sqrt{\eta}$, was mit $j = 1/2$ und $\kappa = m_3/m_+$ des Elektrons im μ_e eingesetzt $\mu_e = \mu_B \cdot \varepsilon_R/\varepsilon_\pm \cdot (1 - \frac{e\kappa}{6\sqrt{\eta}})$ ergibt. Hierin ist man noch das Verhältnis κ unbekannt. Eine Atomische Spinmasse $m_3 = 0$ muß für $j > 0$ nach $E = m^2$ auftreten. Allgemein gilt für den Raumspin $s = j$ in $\hbar$ und mit der Atomischen Viererfrequenz ω auch $\omega_s = j$ in $\omega = E_s = m_s c^2$ nach dem Energiemaßäquivalent. Andererseits folgt wegen $S = w + z^2 H_+$ im Fall der Masse H_+ das Verhältnis $H_s/H_+ = z^2 \omega^2/c^2$. Nun gibt es für den Atomzustand zwei Lösungen ν_s und ν_d, wenn das Korpuskelbild verwandelt wird. Für T die zeitliche Periodenlänge, dann bedeutet die elementare Lösungsmöglichkeit $\nu_s T = \tilde{u}_s$ auf den Umfang $\tilde{u}_s = 2\pi\lambda$ des Atoms, während $\nu_d T = \lambda$ auf Grund der Symmetrie als diametraler Anteil der inneren Energiegrate auf den Atomdurchmesser $\lambda = 2\pi$ als Wellenlänge des betreffenden

ponderablen Terms bei ebd. Mit
$c\beta_{3d} = \nu_{3d}$ und $T\omega = 2\pi$ wird also
$\varkappa^2 \omega^2/c^2 = 4\pi^2 \varkappa^2 (cT)^{-2} = \pi \nu_3 \nu_d / c^2 =$
$= \pi \beta_3 \beta_d$, also eingesetzt mit $H_3 =$
$= m_3 e^{\psi_3}$ und $H_\tau = m_\tau \cdot e^{\psi_\tau}$ nach Gleichung 99 schließlich $m_3 \cdot m_\tau^{-1} \cdot \exp$
$\cdot (\psi_3 - \psi_\tau) = \pi \beta_3 \beta_d$ mit β als Maßzahl von m_3. Der Wahrscheinlichkeitsexponent ψ wird mit $m c \varkappa = \hbar$ nach Gleichung 99 beschrieben durch $\psi = (\frac{\varkappa}{2\tau}(2\tau - \lambda) \cdot (2\tau + \lambda)^{-1})^n$, worin der Hauptquantenexponent n zweifellos von der jeweiligen Hauptquantenzahl und evtl. auch von der Lage des betreffenden Massenpunktes in 126 abhängt. In jedem Fall muß das Vorzeichen von $\lambda/2\tau \cdot (2\tau - \lambda) \cdot (2\tau + \lambda)^{-1}$ bestimmt durch $2\tau \gtrless \lambda$ oder $2\tau < \lambda$ unabhängig von n nach der Potenzierung erhalten bleiben, weil für $\tau \to 0$ auch $e^{\psi} \to 0$ konvergieren muß. Diese Voraussetzung ist aber nur möglich, wenn von n die Eigenschaft $(\pm 1)^n = \pm 1$ gefordert wird, wenn also die n-Mannigfaltigkeit ganzer Zahlen eingeschränkt wird auf die Ungeraden $n = 2\mu + 1$ mit ganzzahligen $\mu \geqq 0$. Hier bleibt μ willkürlich und von der Natur des betreffenden Probesimplexbereichs abhängig. Die Gesamtmasse H_τ ist gegeben im R_3-Bereich $0 \leqq \tau \leqq \tau_\tau = \lambda/2$, so daß $\psi_\tau = \psi(\tau_\tau) = 0$ wegen $\lambda = 2\tau_\tau$ wird, was auch ν_d auf Grund der Radialkomponenten der Einzelaggregate befriedigt. Im Fall $\psi_3 = (\lambda/2\tau_3 \cdot (2\tau_3 - \lambda) \cdot (2\tau_3 + \lambda)^{-1})^{2\mu+1}$ und $\exp(\psi_3 - \psi_\tau) = e^{\psi_3}$ ist nunmehr τ_3 zu bestimmen. Es handelt sich dabei um den physikalischen R_3-Bereich zwischen $\lambda/2$ und einer Distanz $\varkappa/2 > \lambda/2$ im welchen der Atomkern definiert ist. Eindeutig fällt demnach $\tau_3 = 1/2 \int_{\lambda}^{\varkappa} d\,s = 1/2\,(\varkappa - \lambda)$. Hierin ist $\varkappa = \text{const}$ die spätere Begrenzung des Atomkernen Definitionsbereichs welche dadurch gekennzeichnet ist, daß im natürlichen Ratio Bohrschen Fall bei $\varkappa$ die direkte Proportionalität $\underline{\varkappa} = a\,\varkappa'$ und 69a in der Entwicklung von 69b aufhört. Auftritt der symmetrischen Verschiebung zwischen den elektrischen und gravitativen Eigenkräften wird $a = \underline{\varkappa} \cdot \varkappa^{-1} = \varkappa/\lambda$, also $\underline{\varkappa} = a\,\lambda$

oder $2\nu_3 = \lambda(a-1)$ ergibt, was
$\psi_3 = \left(\frac{a-2}{a(a-1)}\right)^{\frac{\lambda}{2\mu+1}}$ die charakteristische Größe
der Spinmatrix der speziellen Kon-
figurationsform kennzeichnet und
zwar sowohl a wie μ. Nach Gleichung
126 ist aber im speziellen Fall des
Elektrons als minimaler Rotationsexzitation x die Diagonale eines
Quantentors der Raumzeitlänge x, was
$a = \sqrt{2}$ für dieses Elektron festlegt.
Mit $a = \sqrt{2}$ wird aber $\frac{a-2}{a(a-1)} = -1$
so daß wegen $(-1)^{2\mu+1} = -1$ für
alle $\mu \geq 0$ die Existenz von μ entfällt und $\psi_3 = -1$ zu setzen ist. Da
andererseits $\psi_+ = 0$ gilt, wird
$\exp(\psi_3 - \psi_+) = e^{-1}$, also $m_3 = \pi e m_+ \beta_3$.

Es sei V das durch $4\pi\varepsilon_0 * V_D =$
$= e_D^2$ definierte inhärente Potential der Komponente e_D am [illegible] entsprechend
sei V das skalierte Potential der
ersten relevanten Ladung $\pm e^2_\pm =$
$= 4\pi\varepsilon_0 * V$ am $1/2a$, während
$E_k^{(sd)}$ die kinetischen Energien hinsichtlich $v_{sd} = c\beta_{sd}$, aber p_{sd} die
zugehörigen wegen $\hat{A}_-$ invarianten
Impulse und $E_{(sd)} = m_{sd} c^2$ die zugehörigen freien Energien sind wenn
$m_{sd} = m_0 (1-\beta_{sd}^2)^{-1/2}$ die wegen $\hat{A}_-$ invari-

anten Partialmasse der entspre-
chenden Flipkomponenten ist. Bei
der Symmetrie bezüglich Paarbil-
dungsaggregate der minimalen d-
Stufe bei ungeraden ist es folgen-
mäßig $V_D = E_k^{(s)}$, sowie $E_{(s)} = E_k^{(D)}$
und $E_{(D)} = V_D$ als Folge der gegenseitigen
Überlichtgeschwindigkeit der Flip-
aggregate. In der ersten $\hat{A}_-$ invarian-
ten Form folgt $V_D = E_k^{(s)} = c^2 \cdot m_0 \cdot$
$\cdot((1-\beta_s^2)^{-1/2} - 1) = p_s \cdot c = \beta_s m_s c^2 =$
$= \beta_s E_{(s)}$ oder $V_D = \beta_s E_k^{(d)}$ wegen
der zweiten Überlichtgeschwindigkeit
$E_{(s)} = E_k^{(d)}$. In analoger Weise wird
$E_k^{(d)} = c^2 \cdot m_0 ((1-\beta_d^2)^{-1} - 1)^{1/2} =$
$= p_d c = \beta_d m_d c^2 = \beta_d E_{(d)}$, was
mit der dritten Überlichtgeschwindigkeitsbedingung $E_{(d)} = V$ in $V_D = \beta_s E_k^{(s)}$ eingesetzt $V_D = \beta_s \cdot \beta_d \cdot V$ oder $\beta_s \cdot \beta_d = V_D/V =$
$= (e_D/e_\pm)^2 = (1-\sqrt{\eta})^2 \cdot 8/\eta$ und somit
$m_s = m_+ \cdot \pi e (1-\sqrt{\eta})^2 \cdot 8/\eta = m_+ \chi$
ist gibt. Damit ist aber χ gegeben und
kann zusammen mit den Ladungsfeldkomponenten am $1/2$ und
$1/2a$ in der Matrix des Spin-
maximums μ eingesetzt werden.
Mit der neuen Kopplungskonstante
wird die neue

gemäß $6 \cdot \sqrt{\eta}\,(5\eta + 2\sqrt{\eta} + 1) = 4/3\,\pi\, e^2$ · $(1-\sqrt{\eta})^2$ definiert, dann folgt

$\mu_e = \mu_B \cdot \sqrt{2} \cdot (1+\sqrt{\eta}) \cdot \vartheta^{-1/2} \cdot (1-6)$,

$6\sqrt{\eta}\,\vartheta = 4/3\,\pi\, e^2 (1-\sqrt{\eta})^2$ 186

für das Magneton des elektronischen Strahlungsfeldes. Der von 186 gelieferte theoretische numerische Wert weicht nicht vom empirischen Meßwert ab.

Die Raumprojektion fluktuativer Feldschwankungen $\tau q e^{-q} = A(1-\tau/\vartheta)^2$ mit $q = 1 - \sqrt{1-3\vartheta/8c^2}$ sowie $16\,c^2 A = 3\,\varkappa\, m_0 \nu c\, \varkappa\, m^3 \vartheta = \hbar^2$ nach 100 verfügt gemäß 102 über gewisse Extrema, von denen $R = \vartheta(1+\beta)\cdot(1+\sqrt{1-(1+\beta)^{-2}})$ mit $\lambda \in A/\beta = \vartheta$ die makroskopische Reichweite aufgrund der Reichweitenfaktorschwelle $\frac{1}{2} m q = 0$ angibt. Für alle realen Massen $M_0 \gg m$ ist stets $\beta \gg 1$, so daß in sehr guter Näherung $R = 2\beta S = \frac{4\pi\varkappa^2}{\varkappa\, M_0}$ offen ist. Im Momentenraum des R_3 ist für alle Terme ab 126, wenn $M_0 = m$ gesetzt wird, $2R \# \leq D$ mit $D > 0$ nach 183 b. Für alle Distanzen im R_3 gilt $s \leq R = D/2$, wobei $2R = D$ die Reichweite des hyperonischen m_L als unterer Schranke des Spektrums 126 die größtmögliche Distanz im R_3 darstellt, welche

mit $\dot{D} > 0$ annähernd. Andererseits ist 137 $m_R \ll m_L$ des τ_R wegen der kompensatorischen Eigenschaften im Referenzsystem, welches vom jeweiligen Momentanraum $D(t)$ des R_3 unabhängig ist. Mit $M_0 = m = m_R$ wird aber für τ_R ebenfalls eine Reichweite $\Pi/2 = \frac{4\pi c \vartheta_R^2}{e\varkappa\, m_R} = \frac{4\pi c\, \hbar^4}{e\varkappa^3 m_R^7} \Rightarrow D/2$ erhält, welche weit über dem momentanen D-Wert des R_3 liegt. Da nun aber m_R die von der kosmischen Bewegung unabhängige Referenzmasse ist, muß in der gesamten R_4-Projektion der Wert $D \leq \Pi$ bleiben, so daß $\dot{D} > 0$ des Momentanraumes nur für $\dot{D} < \Pi$ möglich ist, während $\dot{D} = 0$ bei $D = \Pi$ erreicht wird. Die nach dieser Zeit τ_V liegende Struktur muß dann wieder $D < \Pi$ durch eine R_3-Kontraktion $\dot{D} < 0$ erreicht werden. Π ist somit die überhaupt mögliche Expansionsgrenze des R_3, welche somit durch 102 in Kombination mit 182 durch τ_R gesetzt wird. Einsetzen von m_R aus 182 in $\Pi \varkappa^3 m_R^7 = 8\,\omega c\, \hbar^4$ liefert dann mit $64\pi\varkappa R = 3$ aus 69

später

eine mit Abschätzung der Expansionsgeschwindigkeit des R_3 im Verlauf der kosmischen Bewegung gegebene Beziehung

$$\Lambda = \frac{\pi^2}{e\hbar} \cdot (c\,D)^2 \cdot 3\,(6\mu\hbar)^{-1},$$

$$64\,\pi\,\mu^2\,\Lambda = 3 \quad \ldots\ldots\ldots\

dabei wegen $A \ll H$ und $r_x \ll r_R$, sowie $c\,2\pi = h$ eine Masse $m_x \gg m_R$ kennzeichnen, welche im Teilraum δ der Beziehung 126 liegen müssen. Dieser Term m_x müßte schließlich noch ein reelles stabiles Protoplenum beschreiben können, wenn λ_x entsprechend einer Rotation zwischen kosmischer Bewegung und Raumsegmenten in Analogie zu r_R Referenzeigenschaften hat. Wenn a ein Proportionalitätsfaktor darstellt, dann gilt offensichtlich $(r_R/r_x)^3 = a \cdot H/A = \frac{a\delta}{2\gamma}$, wenn $H \approx c/\gamma$ und $A \approx 2c/D$ verwendet wird. Jene offensichtlich existierte eine relative Rotation, wenn sich Referenzzellen teilen, daß $a = \mathrm{const}$ eine kosmologische Konstante ist; denn dann wäre a die Kopplungskonstante dieser kosmischen Rotationsart. Hat a diese Eigenschaften nicht, dann kann es auch nicht diese Rotation zwischen kosmischer Bewegung und der R_3-Struktur geben. Es sei $n > 0$ das Vielfache des durch $\lambda_x < \lambda_R$ definierten Volumens V_R, welches V_R ausfüllt, so daß $V_R = n\,V_x$ gilt. Da andererseits ${}^6V_R = \pi\,\lambda_R^3$ gilt, wird $(r_R/r_x)^3 = n$. Entsprechend sei N^3 das Vielfache des Volumens V_γ eines optischen Raumsegmentes, welches das Volumen V_D des ganzen R_3 genau $V_D = N^3 \cdot V_\gamma$ ausfüllt. Mit ${}^6V_D = \pi D^3$ und ${}^6V_\gamma = \pi(2\gamma)^3$ wird also $N^3 = V_D/V_\gamma = (D/2\gamma)^3$ oder $D = 2N\gamma$, was in die Proportionalität $(r_R/r_x)^3 \cdot 2\gamma/D = a$ eingesetzt $n = aN$ liefert.

Als Referenzsystem ist zwar $r_R = \mathrm{const.}(t)$, jedoch nicht r_x; denn nach 136 c gilt $m_x > 0$ für $A > 0$, und unter Verwendung von 135 daher $\lambda_x < 0$, so daß auf jeden Fall $(r_R/r_x)^3 = n(t)$ mit $n > 0$ gilt, sowohl r_x ein Zeitkontinuum wäre. Die Bedeutung $m_x > 0$ bedingt für $A > 0$ ändert den Referenzcharakter von m_x im Sinne nicht als $\lambda_x < 0$ die zeitliche Stabilität des Protoplenums m_x nicht zu Gunsten beantwortet. Im γ ist zwar $\sigma = \mathrm{const}(t)$, weil der Dichteabfall im R_3 als Folge von $A > 0$ durch $m > 0$ nach 136 c kompensiert wird, doch bleibt $\gamma < 0$ nach 135, während $\delta > 0$ existiert. Dies bedeutet aber nicht nur

$D/y = 2N(t)$, woraus auch $\dot N > 0$.
Es liegt demnach nahe im $n = aN$
auch $a = f(t)$ anzunehmen, was
bedeuten würde, daß keine kos-
mische Korrelation existiert. Wird
dieser Annahme entgegen die Kor-
relation durch $a = const\,(t)$ vorausge-
setzt, dann besteht die Möglichkeit
$n = aN$ weiter dahingehend zu
analysieren, ob ein Widerspruch
zu $a = const$ auftritt. In einem
kosmischen Zeitintervall
$t_1 \leq t \leq t_2$ gilt dann $n_2 - n_1 =$
$= a(N_2 - N_1)$ oder $\Delta n = a\Delta N$, was die
Limesrelation $a = \lim_{(t_1 \to t_2)} \frac{\Delta n}{\Delta N} =$
$= \frac{dn}{dN} = \dot n/\dot N$ ermöglicht.
Da aber $\dot n > 0$ und auch $\dot N > 0$ gilt, muß
$a = const\,(t) > 0$ sein, wenn a tatsäch-
lich die kosmische Kopplungskonstante
ist. Andererseits ist es bekanntlich
typisch, daß der Zeitverlauf der kos-
mischen Bewegung nach den vorange-
gangenen Untersuchungen auf §VIII 6
in Elementarzeiten $\vartheta = const$ (Nor-
mierungskonstante) mechanisiert ist,
was auch die Mechanisierung in $dt \to 0$
und $\dot N\,dt \to \delta N$ und damit $\delta n = a\delta N$
zur Folge hat. Nun muß es zwei ge-

wirklichen geben, nämlich v_x
und v_y, welche δn und δN so
kennzeichnen, daß die Mechanisierte-
grale über Quantate genau
$\sum v_x^2\,\delta n = 1/4\,\dot D^2$ und $\sum v_y^2\,\delta N = 1/4\,\dot D^2$
die kosmische Bewegung $\dot D > 0$ dar-
stellen. Die Mechanisiergrenzen
müssen dabei Quantate sein,
weil v_x, v_y stetig variablen mit
verschiedenen Richtungssinn,
also verschiedenen Vorzeichen
sein können, aber $a = \dot n/\dot N \to \frac{\delta n}{\delta N} > 0$
bleiben muß, was nur im Falle
quantatischer Integrationen mög-
lich ist. Voraussetzbar sei beides, die kos-
mische Bewegung gleichsetzen
Satellanten Mechanikgrade
$\sum v_x^2\,\delta n = \sum v_y^2\,\delta N$ und anschlie-
ßende Bildung des Mechanikgrads
liefert $(v_y/v_x)^2 = \frac{\delta n}{\delta N} \to \frac{dn}{dN} = \dot n/\dot N = a$
oder $a\,v_x^2 = v_y^2$. Hierin kann v_x nur
die allgemeine eindeutige gravitative
Bewegung sein, welche sich aus der
allgemeinen räumlichen Dichte $\underline{\Theta} = \frac{d\Theta}{dV}$
des allgemeinen Trägheitsmomentes
Θ nach dem Gravitationsgesetz zu
$v_x^2 = \gamma\,\underline{\Theta}$ ergibt. Da die Dichte von
Θ im ganzen R_3 konstant bleibt,

muß $\Theta = \Theta_x = \Theta_y$ sein, worin aber mit $\sigma = \text{const}$ immer $\Theta_y = y^2 \sigma$, wird damit $v_x^2 = y^2 \cdot e \cdot \sigma$ auf die R_3-Struktur der optischen Sequenz reduzierbar ist. Die Einheitlichkeit von v_y und $v_x^2 = v_y^2$ muß die Möglichkeit der direkten Interpretation von H verwendet werden. Zwar erscheint $H > 0$ als Folge der durch $\sigma > 0$ bestimmten Raumstruktur, doch liefert die formale Analogie der Darstellung $H \approx c/y$ mit $A \approx 2c/D$ eine weitere Interpretationsmöglichkeit durch eine allgemeine Eindeutigkeit der Fernwechselwirkung y, welche durch $\sigma > 0$ vorgeschrieben y mit gleichen hinreichenden $z > 0$ führen muß. Mit $g = d\varphi/dt > 0$ im $\varphi \leq t \leq y$ genügt 100 gilt für diese imaginäre Bewegung $dv = g dt = g/v \, dt$ auf grund $H \approx c/y$, wenn $\dot{t} = v$ gesetzt wird. Dieses Differential ermöglicht aber die Integration $\int_0^{v_y} v \, dv = \int_\varphi^y g \, dt = \varphi(y) - \varphi(\varphi) = \varphi(y)$, weil $g \, dt = d\varphi$ und $\varphi(\varphi) = 0$ auf der attraktiven Gravitationsgrenze gilt. Die Umrechnung der Bahnen 100 mit $2t = (2-q) e^q$ ergab für y aus 100 die allgemeine Eliminationen $2t + y = y e^{K_0 (1 - t/\varphi)^2 (2-q) \cdot e^q}$. Für $t = y \to \varphi$ in dem $q(y) \approx 1$, sowie $y/\varphi \to 1$, also $\varphi(y) \approx \frac{e^y K_0}{2\varphi^2} \cdot y$, worin K_0 die hinreichend H mit Gesamtmasse im Zylinder $2\pi\varphi^2 y$ des z-Prozesses ist, wo dafür $K_0 = 2\pi \varphi^2 y \sigma$ gesetzt werden darf. Dies liefert $\varphi(y) = \pi e y^2 \sigma$ oder mit $y^2 \sigma = v^2$ auch $v_y^2 = 2\varphi(y) = 2\pi e v_x^2$, was in $a v_x^2 = v_y^2$ eingesetzt $a = 2\pi e = \text{const}$ ($\pm$) > 0 als reine Zahl liefert. Da a in ähnlicher Weise eine reine Zahl ist wie ε der speziellen Feinstruktur, muß a tatsächlich den Charakter einer kosmologischen Kopplungskonstanten haben, welche die Korrelation zwischen der kosmischen Bewegung und der R_3-Struktur $\sigma > 0$ vermittelt. Einsetzen von $a = 2\pi e$ in $(\lambda_R/\lambda_x)^3 = a \sqrt{2y}$ mit $c \lambda_R m_R = h$ und $c \lambda_x m_x = h$ ist gibt dann die Möglichkeit, m_x genau $m_x^3 = \pi e m_R^3 \sqrt{y}$ zu ermitteln; denn nach 182 gilt $m_R \cdot \sqrt[3]{6\pi h} \approx 4h$. Setzt dies in m_x mit y und H eingesetzt, dann ist gibt sich

die numerisch bestimmbare Darstellung
$3 c \mu m_x = 4\pi \cdot 6\sqrt{\pi \varepsilon \mu \sigma} \cdot \sqrt[3]{\frac{\sqrt{2}\, e (3\mu c \hbar)^2}{3 c \mu}}$
für diese Masse. Zur numerischen Abschätzung von m_x muß σ ermittelt werden. Abschätzungen von σ sind prinzipiell unbestimmt, doch kann σ indirekt mit $H^2 \approx \pi \varepsilon \mu \sigma$ eliminiert werden; denn H kann spektroskopisch mindestens näherungsweise angegeben werden. Empirisch gilt $H_e \doteq 2{,}4344 \cdot 10^{-18}\,[s^{-1}]$, woraus sich die Minimalwert $H \approx 2{,}4344 \cdot 10^{-18}\,[s^{-1}]$ für σ-Bestimmung ist notwendig ist, weil ein unbekannter dynamischer Anteil $A > 0$ auf jeden Fall eliminiert werden muß. Einsetzen dieses Wertes in m_x mit $c, \hbar$ und μ liefert dann für die Referenzmasse der kosmischen Korrelation $m_x \approx 1{,}689 \cdot 10^{-27}\,[kg]$. Werden die empirischen m-Werte aus 126 nach B III mit m_x verglichen, dann zeigt sich zwar $m_x > m_p$ (Protonenmasse), doch bleibt dies im Bereich $m_x \approx m_p$. Tatsächlich müßte bei der m_x-Definition keine d-Harmonie $q > 0$ vorausgesetzt, so daß m_x die Ruhemasse $m_x \approx m_p$ wiedergibt, ~~so daß~~ und daher

nach 126 als Komplement $p = 1$ (als e_+-Ladung) zu m_x angesetzt werden muß. Nach 126 ist also für das Komplement $q = 1$ der c-Stufe statt m_x die Massenbeziehung $m_p = \eta \cdot m_x$. Dies bedeutet aber eine Reduktion für m_x, für welche sich der numerische Wert $m_p \approx 1{,}6723 \cdot 10^{-27}\,[kg]$ ergibt, der mit nur $\Delta(m_p) \approx -0{,}02\,\%$ von Protonenmasse abweicht. Zwar ist $|\Delta(m_p)| \gg |\Delta(m_e)|$, doch zeigt dies auf den Umstand zurück, daß m_x einer Rückbeziehung zur mikrokosmischen Analyse hervorgegangen ist, während m_p als Referenzmasse der kosmischen Korrelation σ oder H enthält. Diese stören nicht aber mit jeder Messung mitbestimmt. Die reziprok stabile Referenzstufe der kosmischen Korrelation ist also das Proton, dessen Masse aufgrund dieser Referenzeigenschaften sich

$3 \mu c\, m_p = 4\pi\eta \cdot \sqrt[3]{2 e H (3\mu c \hbar)^2} =$
$= 4\pi\eta \cdot \sqrt[6]{\pi \varepsilon \mu \sigma} \cdot \sqrt[3]{2 e (3\mu c \hbar)^2} \quad \ldots\ldots 188$

bestimmen läßt. Wegen der reziprozitären Feldstrukturbeziehung und der inhomogenen

spektroskopischen H-Wertes kann 188
Fortfall als exakt gelten und zur
indirekten Bestimmung des H-Wertes
in den Toleranzen der mp-Messung
verwendet werden. H ist dann also
indirekt gegeben durch

$$2\,e\,H = 3\,\gamma_R\,e\,\hbar\left(\frac{m_p}{4\pi\,\eta\,\hbar}\right)^3 \quad \ldots\ldots\ldots - 188a$$

Tatsächlich sind empirisch mit Ausnahme von m_p auch 126 alle Terme $m_B \gtrless e \lessgtr m_e \lessgtr m_p$ und $m \gtrless m_p$ zeitlich instabil. Empirisch findet sich eine χ_4-Stabilität für antiproximale Zeitintervalle mit Differenzen bei γ_{RLB}, e_- und p, sowie bei den entsprechenden R_x^--Substraten. Diese zeitliche Stabilität gilt eindeutig bei γ_R und p auf die Referenz dispersiven Bezugen einerseits auf die kosmische Bewegung $A > 0$ mit γ_R und andererseits bezogen auf die kosmische Korrelation durch p natürlich. Die Stabilität von γ_{LB} und e_- mit 126 kann dagegen mit Hilfe die Annahme verbundenen messen, daß diese nicht in ihrer Messunsicherheit $\pm 10\%$ übersteigen. Komplexe der Spektralfunktion 126 echte Grundzustände pendelartiger Schwin-

gungen sind. Bei 188 sind also alle zeitlich variablen Terme γ_{LB}, e_- und p der Bezeichnung 126, sowie γ_R bekannt, so daß nunmehr die Frage nach den stabilen χ_4-Intervallen der zeitlichen Terme $m_B \lessgtr m_e \lessgtr m_p$ und $m \gtrless m_p$ aufgenommen werden muß.

Fortsetzung auf Seite 43.

Die symmetrische Wellgleichung 144 ist zwar in ihren konstanten Komponenten eine reelle Form, doch werden die Klassifikationen von den auftretenden Feldaktivatoren bestimmt und alle Elemente von $\hat{\chi}_x$ sind über dem komplexen algebraischen Zahlenkörper definiert. Insbesondere ist 173 eine Folge von 144 und die beschreibt, daß nicht notwendig $m_x = m_x^*$ ist. Im allgemeinen Fall wäre $m_x \neq m_x^*$ komplex, d. h. mit den ganzen reellen Zahlen Q_{xx} und P wäre allgemein $m_x = Q + iP$ zu setzen, wobei der Übergang $\sigma \neq \sigma^*$ genau $\sigma = j + i\,s$ mit $2j = Q$ und $2\,s = P$ ebenfalls kompliziert wird. In diesem Abstraktionsgrad

dann der Realteil $R\,e\,\sigma = j$ mit der tatsächlich im R_3 auftretende Spin, also der mechanische Drehimpuls rein, während $\frac{1}{2}\,m\,\sigma = s$ im- bekannt bleibt, da Atomspins rein mag- nisch nicht als externer Eigendrehimpuls absorbiert, wohl aber eine indirekte Eigenschaft der in die Atomische R_3 - Struktur projizierten Konjugiertheitsstruktur ist. Hierbei kann es sich jedoch mit nur eine Konjugationsisomerie i.B. auf die R_3 - Projektion handeln, da bei gleicher Protonenkomplexstruktur verschiedene projizierte σ - oder α - Formen im R_3 vorkommen können. Die einzelnen Komponenten einer solchen isomeren Termformierung entsprechen, welche sie metrischen und konfigurativen Elemente sowie die Protonenkomplexkonfiguration invariant lassen. Die Terme einer solchen Konjugation Familie sind demnach einem Isomorphismus unterworfen, welcher sich in s äußert. Bei diesem Prozess kann der Imaginärteil des allgemeinen Atomspins als Isomorphismus-Spin bezeichnet werden, während der anderen Form der Realteil mit dem physikalisch-empirisch definierten Spin als Eigendrehimpuls identifiziert wird. Zusammengefasst wird diese Verschiedenheit durch eine Separierung in R_3 und R_4 ausgedrückt.

Formel s. S. 161

$\bar{b}_\sigma = \mp\, b_\sigma \cdot tr \cdot \sigma$, $\sigma = j + i\,s$,

$2\,j = Q$, $2\,s = P$ 123a,

wodurch deutlich wird, daß sowohl der Eigendrehimpuls j als Term als auch sein Isomorphiespin s halbzahlige Quanten werden sind. Fortsetzung zurück S. 49

Siehe Bemerkung zu Seite 122

oder $m \geq q\,(m_e + m_K)\cdot(1-\eta_q)^{-1}$ als Massenschranke des β - Zerfalles selben, wenn 126 verwendet wird. Im allgemeinen gilt $q = 1$ und $\eta_q = \eta$ für die empirisch beobachtbaren β Prozesse da ferner $(1-\eta)^{-1} \approx 101$ gilt, folgt für den einfachen β - Zerfall $m \geq 101\,(m_e + m_K)$. Handelt es sich um einen β - Prozeß mit einer γ_R - Strahlung, dann wird $\varkappa = R$ und $m_R \ll m_e$, so daß $m_e + m_R \approx m_e$ nach 122 approximiert werden darf. Zu

Anmerkung zu Seite ~~55 54~~ 55

Andererseits beschreibt der Isomatpriespin die R_3-Projektionen gleichberechtigter isomerer Konjunktbasisstrukturen und dem R_6 so korrespondiert auch für J eine R_3-analoge Vertauschsubstitution der Tensorgrade 3_+ (im Fall gerader Zahlen) gelten muß. Da es sich bei s jedoch um die Zusammenfassung des Stabonspins um die Projektionen isomerer Konjunktbasisstrukturen handelt, die sämtlich im R_3 definiert sind, muß s jeweils eine Familie derartiger isomerer Konjunktbasisprojektionen darstellen.

Anmerkung zu Seite 61.

In völliger Analogie zu dem durch den Isomatpriespin bedingten Isospinmultiplett 135 können auch aus dem Raumspin J als Realbild des Stabonspin-Familien äquivalenter Raumspinquantenzahlen als Raumspinmultiplett R definiert werden. Da J ein zweideutiges Vorzeichen trägt muß auch $J = 0$ einen möglichen Term der Eigenfunktion darstellen, folgt im Einklang von 125 für die Besetzung von diesen Raumspinmultiplett 153

$R = 2J + 1$ 125a,

wobei wegen der Drehimpulskomponenten die einzelnen Komponenten eines solchen Raumspinmultiplett gegen die Gruppe der R_3-Translationen invariant sind, aber durch die Gruppe der R_3-Drehungen untereinander in Wechselwirkung stehen. Eine derartige Möglichkeit existiert für die Komponenten eines Isospinmultiplett im R_3 nicht, weil es sich bei diesen Komponenten um R_3-Projektionen isomerer R_6-Strukturen handelt.

Anmerkung zu Seite 84

Diese Abweichung von $1/\alpha_{exp} = 137{,}03602$ beträgt rund mit $\Delta(\alpha') \approx -\frac{1}{3}\cdot 10^{-3}\,\%$, doch liegt sie bei weitgehender Übereinstimmung außerhalb der Meßgenauigkeitsgrenze. Die Abweichung zeigt offensichtlich die phänomenologische Beziehung $e_\pm^2 \sim \alpha'$ nicht exakt rein kann, zumal der Ausdruck für $e_\pm^2$ unter Berücksichtigung der Meßgenauigkeitsgrenze keine Feldstärkeabweichung aufweist. Da $e_\pm^2 \sim \alpha'$ auf dem Vergleich

$V = E_k$ notwendig, muß an diese Bedingung gegebenenfalls gemeinsam mit der Forderung gestellt werden. Da E_k in eine der $\hat{A}$ invariante Form eingeht, kann der Faktor mit an der Darstellung des externen Feldes in der Form $4\pi\varepsilon_0 \cdot V = e_I^2$ liegen. Offenbar kann diese Beziehung nicht auf die Kopplungskonstanten eines Nuklid und externen e.-Struktur angewendet werden ohne einen Korrigierenden Term zu berücksichtigen der möglicherweise gravitativ- elektromagnetische Feldwechselwirkungen oder evtl. inhärente Komponenten des Elektronenspin im ε-Zustand enthält. Eine Untersuchung der Korrektur dürfte jedoch erst dann möglich werden, wenn auch der symbiotischen Inhärenzstrukturierung eine allgemeine Massenbeziehung komplexer Kondensationen gefunden werden kann.

Anmerkung zu 123: Ob tatsächlich ν_R als eine den β-Prozeß begleitende c-Hermetie verstanden werden kann, ist erst dann eindeutig, wenn eine Symmetrie der Inhärenzstrukturierungen aller Terme mit 126 gegeben ist. Für die Identität $\nu_R = \nu_\beta$ des β-Neutrinos spricht die Tatsache, daß ein Neutrino mit halbzahligem Rotationsspin gekennzeichnet wird, dessen Masse wesentlich kleiner ν_L liegt. Andererseits ist die mit 182 fühlende Umwandlung spekulativ, weil ν_R eine Rotverschiebung durch $\dot{w} - c \to 0$ der Zeitkondensationen erfahren müßte, welche durch die Blauverschiebung des β-Prozesses kompensiert wird. Ferner zeigt eine Abschätzung von m_R nach 182 und der Näherung $D_{\Delta m}(\tau)$, daß zwar $m_R \leq m_\mu$ erfüllt ist, daß aber m_R wesentlich tiefer liegt als nach der unteren Schranke des kontinuierlichen β-Spektrums empirisch zu erwarten wäre. Zwar bietet sich hypothetisch $\nu_R = \nu_\beta$ an, doch der spekulative Charakter von 183 hinsichtlich ν_R einschränkt werden dürfen

$$m_R \leq m_\beta \ll m_\mu \quad \ldots\ldots\ldots \quad 183a.$$

Eine exakte Entscheidung über $\nu_R = \nu_\beta$ oder $\nu_R \neq \nu_\beta$ wird erst möglich wenn die Inhärenzstrukturierungen aller Hermetiebene bekannt sind. Für den Fall $\nu_R = \nu_\beta$ müßte der duale die Re-

raumeigenschaft beliebige zeitliche Ge-
schwindigkeit (Kompatibilität gewahrt gemäß
β - Postulat) das τ_R als c - Abbildung
transparent machen. Es kommen $\tau_R^{(1)}$,
dann auch das β - Partikel als c -
Tensor symmetrischen verbindlich
werden.

Anmerkung zu Seite 56.

...während z.B. auch J_3 eine Spaltung
in Rauminvarianten (J_+) und Raum-
spinore (J_-) erfolgt.

Anmerkung zu Seite 58

Für das Elektron wurde empirisch zwar
die Eigenschaft $J_- = 1/2$ des Raumspinors
festgestellt, doch war es nicht möglich,
mathematisch einen Isospin
zu ermitteln. Da jedoch das Baryon
und das neutrale Kompliment zum Elek-
tron ist und dieses Elektron wiederum
als nächste Schranke des d - Spektrums
erscheint, liegt der Schluß nahe, τ_B als
Doubelettkomponente eines Elektronen-
doubelettes mit $J_- = 1/2$ im Analogie zum
Nukleonendoubelett aufzufassen.
Anmerkung zu Seite 55.

Der allgemeine Isomorphismus als
Imaginärteil des Strahlenspinors charak-
terisiert im wesentlichen die Mehrdeu-
tigkeit der Projektion der Konjunktor-
struktur in den realen physikalischen
R_3 des Universums. Kennzeichnet die
positive ganze Zahl $l \geq 0$ eine der
möglichen Projektionen, dann ist die
mit l gebildete Isomatplicospin kom-
ponente $\tau_l = \tau - l$, wird weiterhin
danach, ob das Substrat der
Isotenoren oder Isospinore vorliegt.
Da extremal $\tau_{max} = \tau$ und $\tau_{min} = -\tau$
sein muß, folgt für l das ganz zah-
lige Intervall $0 \leq l \leq 2\tau$. Dieser Sach-
verhalt bedeutet aber, daß jeder pro-
jizierbare Term aus 126 (projektiv ein kom-
plexer Strahlenspin vorliegt) hinsichtlich
der Konjunktorstruktur in $(2\tau+1)$-
facher Weise in den R_3 projizierbar
ist. Hieraus folgt wiederum, daß
derartige Terme stets in Multiplett-
familien auftreten, deren Besetzung
durch die Quantenzahl des Isospin
$\gamma = 2\tau + 1$ bestimmt wird. Diese
im Wesentlichen auf das Charakteri-
stikum der $\neq$ Paralelabilität komplexer
Konglomerationen zurückgehende Verhalten
der Terme in Isospinmultipletts auf-
zutreten, wird zusammengefaßt
in

$$\tau_l = \tau - l, \quad 0 \leq l \leq 2\tau, \quad \gamma = 2\tau + 1, \quad \tau = \tau_+ \ldots 125,$$

wo s_ℓ die Isomorpriespinkomponenten symbolisiert.

Anmerkung zu Seite 81

Im allgemeinen kann für ein externes skalares Potential immer $V_{ext} \sim 1/r$ gesetzt werden, doch fällt diese hyperbolische Ortsabhängigkeit nicht mehr, wenn es sich um die interne Korrelation von Partialstrukturen der Feldquelle handelt. In diesem Falle wäre für ein solches internes ~~X~~ Korrelationspotential $V_{int} \sim f(r)$ zu setzen, wobei f eine Ortsfunktion dieser Korrelation ist, welche im Sonderfall zu $f = 1/r$ werden kann.

Anmerkung zu Seite 126

$\overline{r}_R = \bar{0}$ könnte aber auch durch die Nebenbedingungen $x \equiv (a, b)$ für x_R interpretiert werden, d. h. in diesem Falle wäre x_R überhaupt keine komplexe Kondensation, was dem dropen Abstand $m_R \in$ ~~m_x~~ m_χ zwischen x_R und der mittleren Lokalmenge x des ponderablen Partialspektrums auf S. 126 ebenfalls entgegen würde.

Anmerkung z. S. 143

Da sich die möglichen Zahlen $\sigma = m_x/2$ auf den komplexen R_6 beziehen müssen $\bar{s}_0$ in die Betrachtung einbezogen werden, wenn $m_x \neq m'_x$ ist. Im imaginären Bereich $V_3(x_4, x_5, x_6)$ des R_6 sei $\overline{\mathcal{T}}_0$ ein reeller Einheitsvektor, während $\overline{\tau}_0$ ein solcher des reellen $R_3 \neq$ - Unterraumes sei. Hierin gilt für diese Einheitsvektoren $\mathcal{T}_0^2 = \tau_0^2 = 1$ und $\overline{\mathcal{T}}_0 \perp \overline{\tau}_0$. Auf jenen Fall ist der V_3 mit einem Imaginärteil $\mathrm{Im}(\bar{s}_0 \sigma) = \mathcal{T}_0 \cdot s$ verknüpft, während $\mathrm{Re}(\bar{s}_0 \sigma) = \overline{\tau}_0 \mathcal{J} \alpha_{\mathcal{J}}$ mit dem R_3 verknüpft ist, aber mit dieser Anteil nicht notwendig reell sein, was durch den Richtungsfaktor $\alpha_{\mathcal{J}}$ entschieden wird. Es gilt also $\bar{s}_0 \sigma = i \mathcal{T}_0 s + \overline{\tau}_0 \mathcal{J} \alpha_{\mathcal{J}}$, wenn $2s = P$ und $2\mathcal{J} = Q$ positive ganze Zahlen sind. Für den Richtungsfaktor im R_3 bezogen auf den V_3 muß stets $\alpha_{\mathcal{J}}^2 = \pm 1$ gelten, d. h., er kann hinsichtlich auch imaginär werden. Allgemein gilt hierfür $\alpha_{\mathcal{J}} = (-1)^{\alpha}$ mit $2\alpha = Q + 1$, also $\alpha_{\mathcal{J}} = i(-1)^{\mathcal{J}}$, weil stets $(-1)^{1/2} = i$ ist. Ein gesetzt ergibt sich daher für den allgemeinen Strahlenspin $\bar{s}_0 \cdot \sigma =$ ~~$\bar{s}_0 \cdot \sigma$~~ $= i(\mathcal{T}_0 s + \overline{\tau}_0 (-1)^{\mathcal{J}} \cdot \mathcal{J})$. Hierin ist $i\mathcal{T}_0 s$ grundsätzlich imaginär, weil s allein durch den V_3 bestimmt wird; während $i\overline{\tau}_0 \mathcal{J}(-1)^{\mathcal{J}}$ im Falle $Q = 2\varkappa + 1$ reell wird aber im Falle $Q = 2\varkappa$ imaginär bleibt.

Da dieser Summand im imaginären Fall immer reell wird und eine Verknüpfung mit dem R_3 übrig bleibt, erscheint j derjenige Anteil des Translationsspins zu sein, der in den Translationsprojizierten als räumliche Drehimpulsquantenzahl erscheint. Es wäre daher j der Raumspin des Elektrons. Mithin existieren hinsichtlich dieses Raumspins zwei grundsätzlich verschiedene Klassen atomarer Elementarstrukturen. Ist nämlich $Q = 2s$ der Raumspin j ganzzahlig, dann wird σ imaginär, und die Verknüpfung von j mit dem R_3 ist ebenso wenig gegeben wie im Fall s, so daß diese atomaren Strukturen trotz $x \equiv (x, d)$ im gleichen R_3-Bereich additiv überlagert werden können und den Begriff einer Intensität erlauben. Bleibt dagegen j halbzahlig, also $Q = 2s + 1$ ungeradzahlig, dann wird σ komplex mit dem reellen Term $\bar{r}_0 j$. In diesem Fall liegt wegen der Vertauschbarkeit mit dem R_3 nicht mehr die Möglichkeit vor, R_3-atomare Elemente im selben R_3-Bereich additiv zu überlagern; stattdessen erscheinen mindestens räumliche Antisymmetrieprinzipien, so daß mit halbzahligem Raumspin $2j = 2s + 1$ wegen der damit verbundenen Realität der Begriff des gegenständlichen im physikalischen Raum entsteht. Neben der allgemeinen Trägheit und der sie begleitenden Gravitation aller Hermitezitäten so wie der Eigenschaften der Impulsvertauschbarkeit (a, b) oder der Ortsvertauschbarkeit (x, d) ist noch im Fall ungeradzahliger hermitescher Strukturen zwischen dem gegenständlichen und Nichtgegenständlichen zu unterscheiden, was allein von der Halb- oder Ganzzahligkeit des Raumspins abhängt. ~~Der~~

Der grundsätzlich imaginär bleibende Anteil $\bar{r}_0 s$ des Translationsspins kann hinsichtlich des Strahlungsfeldes in seiner Nähe ~~---~~ Fortsetzung s. S. 150 auch der Streuung

~~$\bar{r}_0 \sigma = i (\bar{r}_0 s + \bar{r}_0 j (-1)^j)$~~

$\bar{r}_x = \pm \bar{r}_0 \operatorname{th} \sigma$, $\bar{r}_0 \sigma = i (\bar{r}_0 s + \bar{r}_0 j (-1)^j)$,

$2s = 2, 4 \ldots = Q$, $\bar{r}_0 (x_4, x_5, x_6) \perp \bar{r}_0 (x_1, x_2, x_3)$ $\bar{r}_0^2 = \bar{r}_\sigma^2 = 1 \ldots \div$ 173 a.

Fortsetzung siehe 151.

6.) Die prototope Struktur des Universums.

Alle vorangegangenen Betrachtungen der Symmetrik gelten allein auf $h_i[\,] = 4\pi$ und $\tau > 0$ bezüglich; dann die drei Strukturbereiche sind spätestens durch Kosmogonie und Genese der Spiralnebel $R_4 = 0$. Diese Strukturbereiche wiederum definieren als Imaginärkondensationen eine transfinite Binarie der Selbstkondensationen und die zeitartige Homogenie der Zeitkondensationen, aber als komplexe Vierkondensationen die raumartige Homogenie und die raumzeitliche Einsamkeit; wobei diese Polymetrien die Einwirkungsmöglichkeiten des Liebesoperators auf den Manifestationsvermittler je absteigend. Die mit der Weltgleichung folgende Symmetrik der vier Homogenitätsformen führt zum allgemeinen Begriff der Prototope und der polymetrischen Prohoreomplexkonjunktive in R_6. Hier sind die semantischen Komponentenbereiche der Welt $\mathfrak{H}^{(3)}$ und $\mathfrak{H}^{(2)}$ dual und einheitlich, nicht aber der formal für die Dreidimensionalität des kompakten reellen $R_3 \equiv \mathfrak{H}^{(1)}$; denn die Wirklichkeit der

R_3 - Strukturen verbindet zwar für die Zahl p reeller Dimensionen $p > 2$, läßt aber $p = 3$ zu. Hiervon unabhängig ordnen sich die Bi- und Homogenie imaginärer Homogenitätsformen a und b in den R_4 projektiert als imponderable Materiefeldquanten, während die Homogenie der komplexen Homogenitätsformen c und d als elektrisch neutrale (c) und elektrisch geladene (d) Materiefeldquanten erscheinen. Das elektrische Ladungsfeld geht hier allein auf den raumzeitlichen Bestand der Raumzeitkondensationen zurück. Fundamentale symmetrische Prinzipien sind, unabhängig von Kondensationsbestand, die Prinzipien der Kompressatorinvarianz und der Feldaktivierung von Kondensorflüssen. Das Gesetz der Kompressatorinvarianz besagt, daß der metronische Kompressor- und Kondensatorbestand des R_4 bei räumlichen Transmutationen dieses Bestandes erhalten bleibt. Ja aber die Raumkondensoren des phänomenologischen Energiearbeiten sind bedeutet dies eine wirkliche Erhaltung der Energie und der elektrischen Ladung, weil

elektrische Radialfelder stets anziehende Kondensatorkräfte sind. Das aus dem Kompositionsgesetz folgende Verschwinden der Summe antikommutativer fundamentaler Kondensatoren bedingt andererseits die Konstanz aller fundamentalen und deren alleinige Berücksichtigung der Konstanzprinzipien, was wiederum zu einer allgemeinen Konstanz jeglicher Spinstruktur (insbesondere der Konjugiertheitsspinne) und somit zu einer Erhaltung physikalischer Invarianzen führt. Eine weitere Folge ist der Welttensor ist dann ein allgemeines Erhaltungsprinzip jeglichen Impulses.

Andererseits definieren aber die Erhaltungsprinzipien von Energie, Impuls (Drehimpuls) und elektrischer Ladung als Invarianzforderungen die fundamentalen Symmetrien der R_6, was sich auch in der Kommutativität seines Fundamentalselektors ausdrückt; während sich Unterraum als R_4 keinerlei dieser Symmetrien bei seinen braucht, was wiederum

durch den nichtkommutativen Fundamentalsektor im R_4 in Erscheinung tritt. Die fundamentalen R_6-Symmetrien sind also Konsequenzen der symmetrischen Protofaktoren, die ihrerseits eine Folge der allgemeinen kompositiven Wechselwirkung bei $\kappa_4 = 0$ sind.

Die Symmetrien protofaktorieller Fünfaggregate als weitere Konsequenz dieser Wechselwirkung zeigt wiederum über die Kommutativitätsrelationen eine durchdringende hierarchische Strukturierung aller Weltstrukturen der R_6 auf, die vom makroskopischen Bereich über den mikroskopischen Bereich der Kommutativitätsformen bis in den mikroskopischen Bereich der Protofaktoren weist.

Diese hierarchische durchgehende Strukturierung der Welt erscheint bereits im physikalischen Universum als ein Prinzip durchgängiger Korrespondenz, derart, daß nicht h; $\tilde{U} = 0$ mit $\tau > 0$ im physikalischen Raum als folgendes Strukturproblem manifestiert:

1) Im makroskopischen Bereich wirkt die Wechselwirkung der Strukturen im

attraktiver Form allein vom Gravitationsfeld $\tau \, q \, e^{-q} \sim (1 - \tau/3)^2$ als Konsequenz der Weltgleichung bestimmt, wobei Spinalnebelsysteme als Gebiete maximaler Entitäten in Abständen $\tau \gg \varrho$ und $\tau \geq \varrho$ in keinen attraktiven Zusammenhängen stehen und in radialer Verteilung den Raum des Universums ausfüllen.

2.) Im Bereich $\sigma \leq_R \tau < \varrho$ ist die gravitative Infrastruktur der Spinalnebelsysteme in attraktiven Zusammenhängen gegeben, deren Elemente die Einzelgalaxien sind.

3.) Ein Spinalnebel als Entität des Spinalnebelsystems ist gravitativ durch $\sigma \leq \tau \leq \varrho$ gekennzeichnet, so daß reine Sternenwolken und Dunkelmaterie durch gravitativ abstraktive Wirkungen ebenfalls ein dynamisch stabiles Attraktionssystem bilden, welches als Spinalnebel oder Galaxie erscheint.

4.) Die Elemente einer solchen Sternenwolke sind Einzelsterne, welche dynamisch stabil gravitierende Plane Hauptsysteme einnehmen.

5.) Die materiellen Elemente aller dieser Normalen Objekte sind stets kohärente, mehr zusammengesetzte Kohärenzstrukturen, welche mitsamt als Quellen aller Wechselwirkungen aufzufassen sind, durch welche diese Normalen Objekte in der R_3-Struktur des physikalischen Raumes wirkungen haben.

6.) Die Kernbestandteile jeglicher Materie sind molekülare Entitäten, welche durch intermolekulare Wirkungen in abstraktiven Zusammenhängen stehen und räumliche Eigenschaften makroskopischer Materieerscheinungen sind, deren zeitliche Änderungen sie bestimmen.

7.) Der Molekülbau ist atomistischer Natur und wird von den atomaren Valenzen bedingt.

8.) Jede atomare Struktur wird durch die äußere Konfiguration von $z \geq \#$ 1 Hüllenelektronen e^- und die z-fach elektrospezifisch geladene Nuklidstruktur bestimmt.

9.) Die Nuklide wiederum werden wie die Hüllenelektronen allein aus den Hüllen der Elementarformen ε und δ komplexer Kondensationen

entspricht, und zwar durch die relativ starke Wechselwirkung zwischen Protonen- und Neutronenbestandteilen im Nuklid und die schwache elektromagnetische Wechselwirkung der Hüllenelektronen.

10.) Die Kern- und Hadronbestände materieller Weltstrukturen stehen durch die Elementarformen a und b in unmittelbarer Kondensation in Wechselbeziehung, während ihre Elemente stets mit den ponderablen Elementarformen c und d Komplexe Kondensationsstrukturen bilden.

11.) Wegen der Existenz von Konjugiertpaaren - (μ) - werden diese elementaren Elementarformen (a b c d) als Materiefeldquanten mit deren Varianten, also den Protosimplexen, komponiert.

12.) Die Existenz derartiger Materiefeldquanten als Konjunktionsbeziehungen von Protosimplexen ist eine Konsequenz der symmetrischen Weltgleichung, welche diese Protosimplexe als strukturelle Prototopenaggregate aufweist.

13.) Alle Prototope sind echte oder zu teilimpedanz entgegengesetzte Komponentenflächen, derart, daß ein Protosimplex ein Π fluktuierendes Flipp-Aggregat ist, welches als zeitlich dynamische Struktur vom Partner des entgegengesetzten prototopen Teilimpedanzsystems verschieden ist.

14.) Die Elemente einer jeden Prototopen (als Teilimpedanzfeld oder Fluktuon) sind stets metronische Kondensationszustände der R_6 oder seiner Unterräume.

15.) Jeder Kondensationszustand der Baryonenart wird nach der symmetronischen Weltgleichung aus elementaren metronischen Kondensationsbasen entsprungen.

16.) Die präformierende Varianz jeder metronischen Kondensationsbasis ist die Feldaktivierung im einem völlig isotropen und leeren Bereich des Welt metronischen Weltkontinuums, welche aber stets als eine metronische Spinanisotropie ohne irgendein Kondensationszustand erscheint.

17.) Das Urelement dieser Spinanisotropie eines Feldaktivators ist wegen des metronischen Charakters des R_6

immer die hinsichtlich des isotropen leeren Tensorfeldes relative Spinstruktur eines Einsalmetrons, welche als Uranisotropie mit ε bezeichnet werden soll.

Zu diesem Bild hierarchischer Strukturierungen (1) bis (17) passt das Prinzip der durchgängig korrespondenz symmetronischer Welt-Strukturen als Ausdruck der universellen Weltgleichung besonders deutlich. Zugleich zeigt sich aber auch, daß ε als das subsymmetrische Urphänomen jeglicher Weltstruktur schlechthin aufgefaßt werden muß. Nach diesen Deduktionen wird deutlich, daß dieses Urphänomen ε mit Annahme der Alternative reiner Existenz oder Nichtexistenz überhaupt keine Eigenschaften haben kann. Zwar baut ε jede mit denkbare Weltstruktur auf, doch genügt wegen seiner Eigenschaftslosigkeit zur Beschreibung die Alternativaussage $a_\pm$ hinsichtlich ε, wobei a_+ die Existenz und a_- die Nichtexistenz von ε aussagt.

Der Zustand des eigenschaftslosen Urphänomens ε wird also vollständig durch die Alternativaussage $a_\pm$ beschrieben, was aber bedeutet, daß der Zustandsraum (abstrakter Funktionenraum) von ε ein zweidimensionaler komplexer Vektorraum sein muß. Untersucht man in diesem Zustandsraum die Gruppe der Isometrien und betrachtet man dabei alle überhaupt möglichen Automorphismen, dann zeigt sich, daß dieser ε-Zustandsraum allein in einen kompakten reellen dreidimensionalen Raum abgebildet werden kann. Da ε das eigenschaftslose Urphänomen und damit das prototrophe Ausgangselement der Welt R_6 ist, kann dieser Abbildungsraum nur das Tangentialraum R_3 des physischen Universums, also die semantische Architektureinheit $s_{(1)}$ als reeller Unterraum des R_6 sein. Für die offene Zahl erlaubter reeller Dimensionen $p \leq 3$ der Welt ergibt sich auf diese Weise die singuläre Bestimmung $p = 3$. Hierin bedingen sich die Existenz von ε und $R_3 \cong s_{(1)} \cong (\mathbb{R}^4)^3$ wechselseitig.

Die Weltstrukturen in der momentanen Hyperfläche R_5 bei $x_4 = const$ und ihre Projektionen in den R_3 ändern ihren Zustand in den 4 zeitlichen Strukturänderungen prinzipiell mit voller Wahrung des Gesetzes der Kompressionsstruktur und der Konstanz symmetrischer Feldaktivatoren, also im Rahmen der fundamentalen Symmetriebedingungen im R_6. Darüberhinaus bei jeder dieser Gesetzstrukturen neben der Konstanz der Kompressionszustände in einem abgeschlossenen Weltvolumen noch das Prinzip auf, die lokalen Kompressordichten auf Minimalwerte zu bringen und im später liegenden Bereich den konstanten Kompressorzustand in dem abgeschlossenen Weltvolumen im später liegenden Ereignisstrukturen zu nivellieren. Physikalisch bedeutet dies im makroskopischen Bereich die später liegende Erreichung maximaler Wahrscheinlichkeit und Entropie, aber im mikroskopischen Bereich die Flexibilität tiefster möglicher Energieniveaus. Die atomistische Quantenstruktur wird somit strukturell als eine Folge der 4 diskreten Kondensatorbrüder und des imaginären Charakters von $x_{(2,3)}$ in Korrelation mit der reellen Einheit $x_{(1)}$. Die mit den empirisch bekannten physikalischen Grundprinzipien, nämlich die Extremalprinzipien, das Entropieprinzip und das Quantenprinzip strukturell als Konsequenzen der Komposition von Weltgleichung ebenso wie die Dreidimensionalität des physikalischen Universums und seiner prototropen Struktur.

Die Lösung der Weltgleichung $L; \hat{\square} = 4\bar{\sigma}$, also des allgemeinen Hermitieproblems liefert zunächst die beiden imaginären Hermitieformen a und b, welche als imponderable Wirkungsquanten interpretiert werden müssen, während die sich ergebenden beiden komplexen Hermitieformen als die Fermionen der elektrischen neutralen (e) und der gleichen

(α) imponderablen Ruheinfalls-quanten Ruhballen. Da auch imponderable Terme wegen $E = mc^2$ durch träge Feldmasse gekennzeichnet sind und der imaginäre algebraische Zahlenkörper nur der Sonderfall des allgemeinen komplexen Zahlenkörpers ist, muß die Matrizenformel 126 als höherer das Harmonieproblems komplexer Konkordanzionen neben den ponderablen Termen ($\frac{e}{m}$, α) auch die Feldmassen der imponderablen Strukturen (a, b) enthalten. Dies ist der Grund dafür, daß die Terme von 126 derart dicht liegen, daß 126 praktisch ein hyperbolisches Streckenspektrum annähert, wobei dieser Sachverhalt wiederum auf den superordentlich feinen Wert von $\tau > 0$ zurückgeht. Wenn aber 126 die Koeffizienten aller Harmonieformen enthält, dann wird die praktisch kontinuierliche Lage der Zeitkonkordanzionen, also der Photonen $h\nu$ wegen der Kleinheit von τ unmittelbar evident.

Andererseits muß diesem pseudostreckenspektrum 126 der Konkordanzionen a und b ein diskretes Punktspektrum der komplexen Konkordanzionen c und d überlagert sein, so daß die Lage nach den als Elementarkorpuskeln physikalisch strahlenden ponderablen Feldeinheiten auf eine Separation dieses stabilen Punktspektrums hinaus läuft.

Kapitel XII
Stabilitätsmatrizen

1.) Interferenzstrukturen stabiler Elemente.

Das Massenspektrum $m(n, q)$ aus 126 ist ein Pseudokontinuum, in welchem die Harmonieformen a und b dieses Pseudostreckenspektrum annähern, welches vom diskreten Punktspektrum der Terme c und d komplexer Konkordanzionen überlagert ist; denn 126 ist einerseits die allgemeine Lösung des komplexen kompositiven Harmonieproblems und andererseits ist in dieser Spektralfunktion zumindest die als Elektron

interpretierbare minimale κ-Hermetie entstehen, welche als Minimalmasse noch ein elementares Endzustandsfeld $\varepsilon \pm$ tragen kann. Da die c-und d-Terme wegen ihrer Ponderabilität nur die empirisch bekannten Elementarkorpuskeln sein können, wäre deren empirisch verifizierbarer radioaktiver Zerfall interpretierbar als ein durch die Kompensationsbasis selbst bestimmter Termwechsel innerhalb dieses dann Pseudokontinuierlichen diskreten Punktspektrums. Es muß also ein Termselektor T existieren, der eine Selektion der ponderablen Massenterme M des dichten Spektrums komplexer Kondensationen gemäß $T: m(n,q) = M(c,d)$ durchführt. Die Definition dieses Termselektors T kann jedoch nur über die Symmetronik erfolgen, durch welchen dann alle Masse dieser Symmetronik bezüglich überhaupt möglichen κ erfaßt von denen jedoch nur diejenigen Terme als relevant im einem zweiten Selektionsprozeß auszuwählen sind, welche eine minimale κ_4-Erstreckung $\Delta t > 0$ haben; denn nur Ereignisstrukturen mit einer Mindesterstreckung können als physikalisch existente Elemente der Welt angesprochen werden. Die symmetronische Analyse von T hat also so zu erfolgen, daß auch die Mindesterstreckung erst nur zweiten Selektion definierbar wird; denn nur dann kann das selektierte Punktspektrum mit den Eigenschaften der empirischen Elementarkorpuskeln verglichen werden.

Da das Spektrum 126 die imponderablen und ponderablen Massenterme aller Hermetieformen $\kappa \equiv (a,b,c,d)$ enthält, handelt es sich nun um die vielfache Superposition von ~~Spek~~ Partialspektren einer jeden κ-Hermetie. Jedes dieser Partialspektren κ enthält eine pseudokontinuierliche oder diskrete Mannigfaltigkeit von Kondensattermen verschiedener m-Werte gleicher Hermetie, also gleicher symmetronischer Struktur. Diese in ihr unterschiedene jeweilige Termmannigfaltigkeit bedeutet, daß die jeweilige symmetronische Struktur

der Hermitieform $\varkappa$ aus Protosimplexen $(\pm p)_\varkappa$ und Konjunktivelementen mit für Einheitsstrukturen der jeweiligen $\varkappa$-Hermitie selten kann. Insbesondere ist für irgendeine Form $\varkappa$ eine solche Einheitsstruktur offenbar ein komplexes symmetronisches Fundamentalsystem, welches $\varkappa$ völlig charakterisiert und in den höheren Termen nur des Partialspektrums $\varkappa$ stöndig wiederholt.

Das funktionische Element eines jeden $(\pm p)_\varkappa$ bedingt einen symmetronischen Korrelationsmultiplex $\pi^{(\varkappa,\lambda)}_{(\mu,\nu)} = \underline{\lambda}$, welcher mit der komplexen Weltgeschwindigkeit $\underline{V} = \underline{v} + i\underline{w}$ das Trägheitsprinzip $\underline{\lambda} \perp \underline{V}$ begründet und somit jedem $(\pm p)_\varkappa$ eine Trägheitswirkung als Kerne koordiniert. Wenn sich nun die Spektralterme einer Hermitieform trotz gleicher symmetronischer Struktur in ihren Trägheitsmomenten unterscheiden, dann kann dies nur deshalb möglich sein, weil sich die einzelnen $(\pm p)_\varkappa$ in ihrer Bewertung, also der $\underline{\lambda}$-Intensität unterscheiden. Die jeweilige Basis- und Kontravariante von $\underline{\lambda}$ wird allein durch $\varkappa$ bestimmt. Die Identifikation verschiedener $\underline{\lambda}$ $(\pm p)_\varkappa$ kann sich daher nur auf $\underline{\lambda} \perp \underline{V}$ beziehen, weil dies eine Eigenschaft ist, welche allen $(\pm p)_\varkappa$ im Operate der Parallelotaxis und Translation gleichermaßen zukommt. So sind z. B. die Protosimplexe $(\pm(1,2,3))$ impondorabel, während (± 5) und $(+3)$ keine gravitative Trägheitskomponente haben. Die Trägheitsintensität eines $(\pm p)_\varkappa$ wird allein durch $\underline{\lambda} \perp \underline{V}$ bestimmt, und kann daher nur als ganzzahliges Vielfaches einer minimalen Einheitskondensation wegen des Stufencharakters der Kondensationen - erscheinen. Eine solche Einheitskondensation entspricht dann aber symmetronisch einem Einheitsprotosimplex, so daß hierdurch die Definition des Begriffes der Protosimplexladung präzisiert wird. Die Protosimplexladung ist demnach das ganzzahlige Vielfache N einer Einheitskondensation $\underline{\lambda}_{(1)}$, derart, daß

$\underline{\lambda} = \underline{N}\,\underline{\lambda}_{(1)} \perp \underline{V}$, $\underline{N} \geq 1$ | $\underline{N} = N^{(\varkappa,\lambda)}_{(\mu,\nu)}$ ....

diese Protoimplexbedingung $\underline{N}$ definiert.
Es handelt sich dabei um einen Begriff, welcher hierbei nur einen unmittelbaren Vorsequenten der Lösung des symmetronischen Problems aus $\mathfrak{G}$ IX darstellt. Allerdings müssen die $\underline{\pi}_0$ als Terme der Einheitsstrukturen noch von den möglichen Intensitäten der die Einheitsstrukturen definierenden Grundflipverbände abhängen. Sind die ganzen Zahlen $k > 0$ derartige konfigurative Ziffern möglicher Grundflipverbände in den Termen der Einheitsstrukturen, dann ist 1891 zu ergänzen durch

$$\underline{\pi}_0 = \underline{\pi}_0 (k), \; k > 0 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \; 1891_k$$

wobei $k = 0$ bedeuten würde, daß überhaupt kein symmetronischer Grundflip existiert. Zu diesem Sonder ist $k = 0$ als „Konfiguration des grundflipfreien leeren R_6" auszuschließen, weil dies mit einem innern logischen Widerspruch gleichbedeutend wäre. Die analytische symmetronische Struktur aller Hermitiformen und deren Protoimplexbedingungen sind also räumlich Einheitsstrukturen, für welche durchgehend $\underline{N} = 1$ gilt. Die sich in ihren Trägheitsmassen unterscheidenden Terme der vier hermetischen Exponenten haben also immer nur $\underline{N} > 1$ zurück, während $\underline{N} = 0$ einen konstanten Bereich kennzeichnet. Für explizite Ermittlung der strukturellen Trägheitseinheiten im Fall der positiven Partialspektren für die Hermitiaformen $\varkappa \equiv (\varkappa, \varkappa)_E$ kann man nur von der unteren Schranke dieser beiden strukturellen Partial~~spektren~~spektren wissen; dann die Massen dieser kinematischen Konstanten strukturellen Rests kennen bereits bei der Lösung des kompatiblen Hermitiaproblems als ableitbare Naturkonstanten explizit dargestellt werden. Als logischer Ausgangspunkt der Deduktion steht also die leptonische Triade $\nu_L, e_\pm, \nu_B$ in ihren Minimumelementen zur Verfügung, wobei es belanglos ist, ob ν_L und ν_B tatsächlich im R_4 strukturell können und als reale Neutrinos interpretierbar sind. Diese Triade besteht

offenbart acht Einheitsstrukturen, bei denen $(\pm p)_{\varkappa}$ mit $\varkappa \equiv (c, \alpha)$ nur in der Ladung $\underline{N} = 1$ auftritt. Nach 6 VIII 4 sind 1'7 b sind die Massen dieser Einheitsstrukturen m_{LB} sind m_e explizit bekannt. Demgemäß nach 6 IV die Probotimplexe Strukturen mit dem probotropen Konjunktorgefüge. Zwar erscheint es unmöglich, die $\underline{\lambda}$-Beiträge der Trägheit einzelner $(\pm p)_{\varkappa}$ zu ermitteln, doch bilden die symmetrischen Strukturen typische Probotimplexkombinationen, welche in sämtlichen Termen der Spektralfunktion wiederkehren und daher auch im letzten Niveau kennzeichnen. So ist für die bloße ponderable Trägheit die Kombination $(\pm (1,4))_{\varkappa} \cdot (\pm 7)_{\varkappa}$ sind für das Strahlungsfeld im Falle der α-Hermitizität $(\pm (2,3,5)), (-6)$ charakteristisch. Ist nun $\underline{N} = 1$, dann werden die elementaren Partialmassen bestimmt durch die Probotimplexkombinationen

$[(\pm (1,4))_{\varkappa}, (+7)_{\varkappa}] \equiv \mu_+ = m_B - m_L$,

sowie $[(\pm (2,3,5)), (-6)] \equiv \mu_- = m_e - m_L$.

Demgemäß muß es aber noch eine Masse μ_S des Strahlenspins geben, welche durch das allgemeine Vielfältigkeitsfeld bedingt wird. Für μ_S gibt es aber nur noch die Möglichkeit $\mu_S = m_B - m_e$. Einsetzen der expliziten Ausdrücke für $m_{B,L}$ und m_e in $\mu_\pm$ und μ_S ergibt dann für diese Partialmassen

$$\mu_\pm = 4\mu\, \delta_\pm\,, \quad \mu_S = \left(1 - \frac{\delta_-}{\delta_+}\right)\mu_+\,,$$

$$c\mu s_0 = \sqrt[4]{\pi} \cdot \sqrt[3]{3\pi s_0 \mu \hbar} \cdot \frac{\sqrt{c\hbar}}{3\mu}\,,$$

$$\eta^2 (1+\delta_+) = \eta (1+\delta_-) = 6\sqrt{\eta} \cdot (1 - \vartheta \cdot \left(\frac{2(1-\sqrt{\eta})}{\eta \cdot (1+\sqrt{\eta})}\right)^2 \cdot \sqrt{2\eta})\,, \quad s_0 = 1[m] \cdots 19^{\frac{3}{0}}\,,$$

wenn η und ϑ die in den Beziehungen 1'7 bis 1'7 b verwendeten reinen Zahlen sind. Bei der Herleitung des Termkalküls ponderabler Größen muß verstärkt werden von diesen Partialmassen typischer Probotimplexkombinationen der Einheitsstrukturen auszugehen.

Die ponderablen Terme $H(c,\varkappa)$ gemäß 12b müssen sich jeweils aus vier Beiträgen additiv zusammensetzen. Es kann sich dabei um die Trägheit H_p der Probotimplexe, H_s des Strahlenspins, $H_{\frac{1}{2}}$ des $\frac{1}{2}$-Spins und H_q des sek. Strahlungsfeldes, so daß $H = H_p + H_s + H_{\frac{1}{2}} + H_q$ gilt. H_p kann dabei nur in der symmetrischen Fassung

$L^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)} ; \underbrace{\left[\begin{smallmatrix}\hat{\mu\nu}\\ -+\\ \varkappa\lambda\end{smallmatrix}\right]_+} = {}^4\bar{\sigma}$ mit $L^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)} =$

$= K^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)} - \bar{\pi}^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)} \times [\,]$ oder $K^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)} ; \underbrace{\left[\begin{smallmatrix}\hat{\mu\nu}\\ -+\\ \varkappa\lambda\end{smallmatrix}\right]_+} =$

$= \bar{\lambda}^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)} \times \underbrace{\left[\begin{smallmatrix}\hat{\mu\nu}\\ -+\\ \varkappa\lambda\end{smallmatrix}\right]_+}$ der Weltgleichung

$L ; [\hat{\,}] = {}^4\bar{\sigma}$ wegen $\bar{\pi}^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)} \perp \bar{V}$ enthalten

sein. Im Kubizzahlspektrum $sp\, K^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)}$:

$\underbrace{\left[\begin{smallmatrix}\hat{\mu\nu}\\ -+\\ \varkappa\lambda\end{smallmatrix}\right]_+} = \bar{\pi}^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)} \cdot \underbrace{\left[\begin{smallmatrix}\hat{\mu\nu}\\ -+\\ \varkappa\lambda\end{smallmatrix}\right]_+}$ ist $sp\, K^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)} ; \underbrace{\left[\begin{smallmatrix}\hat{\mu\nu}\\ -+\\ \varkappa\lambda\end{smallmatrix}\right]_+}$

$\sim {}^2\overline{W}^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)}$ einem Energiedichteelektor proportional (der wiederum nach dem Energieinhaltsäquivalent der räumlichen Dichte eines tensoriellen Materieselektors ${}^2\overline{W}^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)} \sim \Phi f_V {}^2\bar{M}^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)}$ entspricht. Hierin ist $f_V = \frac{f}{\prod V_\mu}$, wobei das metronische Element $f V_\mu$ des R_3-Volumens nicht eindeutig vorliegt, weil $0 \leq \mu \leq 3$ Koordinaten metronische Konstante sein können. Es muß daher 4 mögliche Volumenelemente $f V_\mu = \beta_\mu \cdot \frac{3-\mu}{\prod_{\kappa=1}} \cdot f_{\kappa\,(\mu)}$ mit $\beta_\mu = const$ geben, was auf die Natur der realen metronischen R_3-Zellen

zurückgeht. Einsetzen dieses Faktors - 185 -
haltes liefert also $f_V {}^2\bar{M}^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)} \sim \bar{\lambda}^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)} \cdot \underbrace{\left[\begin{smallmatrix}\hat{\mu\nu}\\ -+\\ \varkappa\lambda\end{smallmatrix}\right]_+}$

und hierin ist die rechte Seite eine Selektor, der nach den symmetrischen Unbestimmtheiten aus $\mathfrak{G}\,\underline{IX}$ den Variationszustand und somit nach $\mathfrak{G}\,\underline{X}$ und $\bar{\lambda}^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)} \perp \bar{V}$ den Trägheitstensor einer Kopplungsgruppe $(\pm p)^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)}$ beschreibt. Dieser Faktorverhalt wird insbesondere dadurch transparent, daß dieser Zustand zugleich als Energiedichte inhaltsgleich eine Wirkungsdichte in der R_4-Projektion des R_6 beschreibt, und für alle Wirkungen w das Wirkungsprinzip $w = n\,\hbar$ mit ganzzahligen $n \geq 1$ gilt. Dies bedeutet aber wiederum, daß das Variationsdifferential $\delta(\bar{\pi}^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)} \cdot \underbrace{\left[\begin{smallmatrix}\hat{\mu\nu}\\ -+\\ \varkappa\lambda\end{smallmatrix}\right]_+}) \sim$

$\sim \mu_+ {}^2\bar{P}^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)}$ dem tensoriellen Energieträgheitselektor der Probeimpulskoordinate ${}^2\bar{P}^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)}$ proportional sein muß, wobei jedoch der Proportionalitätsfaktor μ_+ der Gleichung 19 multiplikativ entfallen ist, weil $\bar{\pi}^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)}$ der Kopplung $(\pm p)^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)}$ den Trägheitswiderstand unmittelbar ausdrückt.

• Nach der Interpretation von $\bar{\pi}^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)} \cdot \left[\begin{smallmatrix}\mu\nu\\ -+\\ \varkappa\lambda\end{smallmatrix}\right]_+$ als Selektor einer raumzeitlichen Wirkungsdichte und der Stufencharakters mehrmaliger Kondensationen im R_4 kann sich aber die Protosimplexladung immer nur um einen konstanten Wert ändern. Anmerkung s.d. S. 221 $\bar{\pi}^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)} \;|\; N = {}^2\bar{\pi}^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)} = \text{const}$ mit der Elementenziffer N bleibt. Es gilt demnach zusammengefaßt $\mathfrak{f}\mathfrak{f}_V\, {}^2\bar{M}^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)} \sim \mathrm{Ref}\left(\bar{\pi}^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)} \cdot \left[\begin{smallmatrix}\mu\nu\\ -+\\ \varkappa\lambda\end{smallmatrix}\right]_+\right) \sim \mathrm{Re}\mu_+\, {}^2\bar{P}^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)} = \text{const.}$ mit dem Konstantenselektor.

Das Kubizenspektrum der symmetrischen Wellpleichung ist bekanntlich so daß auch die Tensorselektoren der Energiedichte, der Kubatur und ${}^2\bar{P}^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)}$ bekannte Selektoren sind. Dies bedeutet aber, daß für ${}^2\bar{M}^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)}$ und ${}^2\bar{\mathbb{A}}^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)}$ jeweils eine charakteristische Gleichung existiert, welche über die Determinantenkriterien in ein invariantes Kubikpolynom umschrieben werden kann. Dies bedeutet aber, daß für jeden dieser Tensorselektoren eine unitäre Transformationsmatrix $\hat{S} \cdot \hat{S}^* = \hat{E}$ existiert, durch welche eine jeweilige Diagonalschema erreicht werden kann, somit $\hat{S} \cdot {}^2\bar{M}^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)} \cdot \hat{S}^* = {}^2\underline{\bar{M}'}$ und $\hat{S}\, {}^2\bar{\mathbb{A}}^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)} \cdot \hat{S}^* = {}^2\underline{\bar{\mathbb{A}}'}$, wenn nur Kürzung die Kondensationsmatrix partiell differential zum Diagonalschema $\mathfrak{f}\mathfrak{f}_V\, {}^2\underline{\bar{M}'} \sim \mu_+\, {}^2\underline{\bar{\mathbb{A}}'}$, von welchem dann bei den spektralen Gebilden gesprochen kann. Mit $\mathrm{sp}\, {}^2\underline{\bar{M}'} = \underline{M'}$ und $\mathrm{sp}\, {}^2\underline{\bar{\mathbb{A}}'} = \underline{\mathbb{A}'}$ entsteht dann der Zusammenhang von Skalarselektoren $\mathfrak{f}\mathfrak{f}_V\, \underline{M'} \sim \mu_+ \underline{\mathbb{A}'}$. Für das R_3-Volumenelement $\mathfrak{f}\mathfrak{f}_{V_4}$ gibt es aber die vier Gruppen $\mathfrak{f}\mathfrak{f}_{V_\mu}$ mit $0 \leqq \mu \leqq 3$, welche vier konjugative Existenzmomente der korrelierenden Kondensatsphäre - also der Protosimplexe - im R_3 kennzeichnen. Bei diesem Zustande kann jeweils innerhalb eines konfigurativen Bereiches über die in ihm definierten Kondensatformen $\varepsilon = \varepsilon(\mu)$ numeriert und mit den natürlichen ganzen Zahlen $N \geqq 0$ der Übergang von den selektoren zu metronischen Größen in der betreffenden Zone μ gemäß $\underset{\varepsilon}{\leqq} \underline{M'}$; $N = M_{\mu+1}$ und $\underset{\varepsilon}{\leqq} \underline{\mathbb{A}'} = R_{\mu+1} = \text{const}$ absolut definiert werden, so daß $\mathfrak{f}\mathfrak{f}_V\, M_{\mu+1} = B_{\mu+1} \cdot \mu_+$ entsteht, worin $B_{\mu+1} = \text{const}$ den Proportionalitätsfaktor enthält. Wegen der Kommu-

tation metronischer Differentialoperationen $(\mathcal{F} \times \mathcal{F}_V)_- = 0$ wird dies zu $B_{\mu+1} \cdot \mu_+ = \mathcal{F}_V \cdot \mathcal{F} M_{\mu+1} = \frac{\mathcal{F}^2 M_{\mu+1}}{\mathcal{F} V_\mu}$ oder

$\mathcal{F}^2 M_{\mu+1} = \mu_+ \alpha_{\mu+1} \cdot \prod_{k=1}^{3-\mu} \mathcal{F}_k \gamma_k$ mit ganzzahligen γ_k, wenn $B_{\mu+1} \cdot \beta_\mu = \delta_{\mu+1}$ gesetzt wird. Hier erscheinen die Koppelungsgruppen zu 4 Trägheitsgruppen $0 \leq \mu \leq 3$ zusammengefaßt. Die Verfolgung der metronischen Integration liefert für diese Trägheitsgruppen $\mathcal{F} M_{\mu+1} = \mu_+ \cdot \delta_{\mu+1} \prod_{k=1}^{3-\mu} \gamma_k$. Innerhalb der von Diskussion stehenden stratonischen Strukturen kann stets eine spezifische Symmetrie im R_3 vorausgesetzt werden, solange keine Korrespondenzen mit anderen Elementarstrukturen gegeben sind. Diese Symmetrie bedingt aber $\gamma_\mu = \gamma_{\mu+1}^{-\gamma}$ und damit $\mathcal{F} M_{\mu+1} = \mu_+ \cdot \delta_{\mu+1} \cdot \gamma^{3-\mu}$, was metronisch integrierbar ist. Es gilt $M_{\mu+1} = \mu_+ \delta_{\mu+1} \cdot S \gamma^{3-\mu} \cdot \mathcal{F} \gamma$, was für die 4 Trägheitsgruppen separat gelöst werden muß. Nach Regeln metronischer Integrationen folgt für $\mu = 0$ die Darstellung $M_1 = \mu_+ \cdot \delta_1 \cdot 1/4 \, N_{(1)}^2 \cdot (1 + N_{(1)})^2$, ferner $M_2 = \mu_+ \delta_2 \, 1/6 \, N_{(2)} \cdot (2 N_{(2)}^2 + 3 N_{(2)} + 1)$ für $\mu = 1$, sowie $M_3 = \mu_+ \cdot \delta_3 \cdot 1/2 \, N_{(3)} (1 + N_{(3)})$ für $\mu = 2$ und $M_4 = \mu_+ \cdot \delta_4 \cdot N_{(4)}$ für $\mu = 3$, wenn die $N_{(i)}$ mit $1 \leq i \leq 4$ für die metronischen Integrationsbereiche als ganze Zahlen stehen. Der Trägheitsanteil M_P der Protoinvariablen M ist offenbar die Summe dieser 4 Trägheitsbereiche, nämlich $M_P = \sum_{i=1}^{4} M_i$. Diese vierfache Kontinuierung der Protoinvariablenstrukturen im R_3 aller c- oder h-Terme um 126 geht allein auf die R_3-Beziehung F_V mit $F V_\mu$ zurück, doch ist dies wiederum eine Folge der Rotationen Hamiltonscher Quaternionen $\pi [\cdot]$, was aber eine unmittelbare Konsequenz der in Fi. 6 skizzierten fundamentalen Symmetrien der Welt und der prototropen Struktur des Universums ist. Dennoch ist diese vierfache Kontinuierung eine fundamentale Eigenschaft aller stratonischen Elementarstrukturen.

Die Strahlkonstanten $M(c,h)$ werden neben M_P noch von den beiden Komponenten M_s und $M_{\frac{1}{2}}$ der beiden Komponenten des R_6-Konjunktionsspins 6 und $1/3 \alpha$ (integrierten)

muss M_q des Hadronpaketes im Falle der α-Hermitizität additiv zusammengesetzt. Nach der Boseform 173 a entspricht der Rotationsspin (im R_3) demjenigen $j = Q/2$ ebenso wie der Isotopspin (Nukl. Isospin) in $\mathfrak{A}$ multiplizitäten x_4, x_5, x_6 demjenigen $s = P/2$ in den ungeraden Zahlen Q, P halbzahlig mit $y = 2s+1 = P+1$ kennzeichnet das Multiplett einer Isospinfamilie also die Anzahl isomorpher Projektionen der R_6-Hermitizität (x, α) in den Komponenten reellen R_3-Tensoren α- und α-Hermitizität; so daß ein solches Multiplett für $P > 0$ immer ein Gemisch aus α- und α-Partikeln ist. Da nach 194 stets $\mu_s/\mu_+ = 1 - \lambda_-/\lambda_+$ eine reine Zahl ist, muß mit den unbekannten Spinfunktionen $f_s(P,Q)$ und $f_y(P,Q)$ für die Massenbeiträge des Rotations- und Isospins $M_s = \mu_+ \lambda_5 f_s$ und $M_y = M_6 = \mu_+ \lambda_6 y f_y$ gelten; denn auf jeden Fall ist $M_{5,6} \sim \mu_s f_s y f_y$ und M_6 wird darüberhinaus noch nur $y = P+1$ verteilfordert. Für den Massenanteil M_q eines Hadronpaketes der α-Form mit der Hadronenquantenzahl q ist darüber noch q^2 die Darstellung $M_q = M_3 = q\mu_-$ völlig evident. Einsetzen der M_i in $M(c,\alpha) = \sum_{i=1}^{7} M_i$ liefert dann für die Wirkung des invarianten Tensorelements $T_{\mathfrak{A}}$; $m = M$ die Beziehung $M = \mu_+ (\lambda_1 \cdot \frac{N_{(1)}^2}{4} \cdot (1+N_{(1)})^2 + \lambda_2/6 \cdot N_{(2)} \cdot (2N_{(2)}^2 + 3N_{(2)} + 1) + \lambda_3/2 \cdot N_{(3)} \cdot (1+N_{(3)}) + \lambda_4 N_{(4)} + \lambda_5 f_3(P,Q) + \lambda_6 \cdot (P+1) f_y(P,Q)) + q\mu_-$. Um diesen Ausdruck des gesuchten Massenspektrums explizit auszurechnen, müssen die Verknüpfungen der $N_{(j)}$ mit $1 \leq j \leq 4$ und die Faktoren λ_i mit $1 \leq i \leq 6$, sowie die $f_{s,y}$ ermittelt werden.

Offensichtlich sind die $N_{(j)}(t)$ Zeitfunktionen, welche die zeitliche Transmutation der Spektralterme untereinander (bei Gültigkeit des Prinzips der Komplementärisotopie) verursachen, was empirisch als radioaktiver Zerfall der Elementarkorpuskeln in beliebig stabile Formen erscheint. Nach der ~~Meldung~~ atomistischen und submikroskopischen Empirie (Ultrastrahlung) aus B gibt es tatsächlich im Spektrum der Elementarkorpuskeln Transmutati-

einem Limes radioaktiver zeitlicher Zerfallsprozesse, derart, daß sämtliche Elementarkorpuskeln nach den verschiedenartigen Existenzzeiten über mehr oder weniger kompliziertere Zerfallsketten in die stabilen Zustände des Elektrons oder Protons übergehen. Da aber die $N_{(j)}$ die Protoimplexbesetzungen einer vierfachen R_3 - Kombinatorik sind, und dieses Kombinatorikum für alle $\varkappa$ - und $\varkappa$-Terme auf 126 verbindlich ist, müssen die $N_{(j)}(t)$ Zeitpunktionen sein und sich gemäß $N_{(j)} = n_{(j)} + Q_{(j)}$ aus einem additiven ~~und einem~~ ganzzahligen Zeitparameter $n_{(j)}(t)$ und einer konstanten Quantenzahl $Q_{(j)} = \text{const}\,(t)$ zusammensetzen. Im folgenden werde vereinbarungsgemäß die doppelte Symbolschreibweise $n_{(1\ldots4)} \equiv (n, m, p, \sigma)$ und $Q_{(1\ldots4)} \equiv Q_{(n\ldots\sigma)}$ verwandt, weil man auf diese Weise mit n, m, p und σ zugleich die Zustände hinsichtlich der Protoimplexbesetzungen in den R_3 - Kombinationen beschreiben kann. ~~Dann~~

Zunächst muß es darauf ankommen die zeitlich konstanten Quantenzahlen $n = m = p = \sigma = 0$ mit beschreiben. Diese durch die $Q_{(j)}$ beschriebenen Formzustände sind offensichtlich mehrfach kompliziert und beschreiben die möglichen räumlichen Quantenzustände (Eigenzustände) identischer Protoimplexbesetzungen. Da die Protoimplexbesetzungen mit den symmetrischen Konstellationstypen nach 10 identisch sind, und die $\pi^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\varkappa)}$ immer normal zum jeweiligen Elektron $(-p)^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\varkappa)}$ - also parallel zum Elektronspin - verlaufen, gibt es für einen Protoimplexbesetzungszustand immer zwei Einstellungsmöglichkeiten $(-1)^{\xi} = \pm 1$, wenn ξ eine diese mehrfach-kombinatorische Verbindung kennzeichnende ganze Quantenzahl ist. Nach dem Gesetz der Potenzdifferentiale ist $\mathcal{F}(-1)^{\gamma} = (-1)^{\gamma} - (-1)^{\gamma-1} = 2\cdot(-1)^{\gamma}$, wenn $\gamma > 0$ eine ganzzahlige Potenzziffer ist. Anwendung des vollständigen Reduktionsschlusses liefert dann für beliebige Grade $\varkappa > 0$ des Potenzdifferentials $\mathcal{F}^{\varkappa}(-1)^{\gamma} = 2^{\varkappa}\cdot(-1)^{\gamma}$.

Es sei $\varkappa > 0$ die Zahl der Kondensationsstufen und somit die Zahl

der Fourierflüsse im einem spezifischen Probeimplex $(\pm \underline{P})_\varkappa$ des diskreten Partialspektrums $\varkappa \equiv (\iota, \alpha)$ mit $1 \leq \iota \leq 126$. Jeder dieser Fourierflüsse $1 \leq L \leq \varkappa$ verläuft dabei über einen Flußtorsion $\underline{\sigma}_L$; dann diese Fourierflüsse in $(-\underline{P})_\varkappa$ des Probeimplex sind in $H(\iota, \alpha)$ als Folge der die konjunktiven Korrelationen periodischen des Intervalles der Existenzzeit des Teilchens M stehst zyklischer Natur. Mit Berücksichtigung von $p = 6$ erscheinen die probatorischen Fourierflußbahnen stets im Diskretimaginärfeld probatorischer Schraubenfelder $(+\underline{P})_\varkappa$, welche den flußbonitische Fourierflußaggregat $(-\underline{P})_\varkappa$ zum Probeimplex $(\pm \underline{P})_\varkappa$ komplettieren wird. Ein solcher Probeimplex mit mehrfacher Probetimpelbelastung $N \geq 1$ wird dann nach $1 \$ 91$ mal $1 \$ 94 a$ durch den vektoriellen Kondensationsbildprobatorien $\underline{\lambda} = N \underline{\lambda}_0 (K) \perp \underline{\gamma}$ beschrieben. Die elementare Probatorie ist dann $N = 1$ gekennzeichnet und wegen des Trägheitsprinzips $\underline{\lambda} \perp \underline{\gamma}$ gilt für alle Flußbahnen $\underline{\sigma}_L \parallel \underline{\lambda}_0 (K)$, also $\cos(\underline{\lambda}_0, \underline{\sigma}_L) = (-1)^L$. Die Zahl $Z_\varkappa$ alternierender $\underline{\sigma}_L$-Einstellungen $(-1)^L$ im Falle $\underline{\lambda}_0$ mit $N = 1$ wird $\varkappa > 0$ wäre dann also der Determinantendifferential der Ordnung $\varkappa$, welches von der Richtung $(-1)^L$ der Flußtorsionsspirale gebildet werden kann. Dann Betrage noch gilt also $Z_\varkappa = |\mathcal{F}^\varkappa (-1)^L| = 2^\varkappa \cdot |(-1)^L| = 2^\varkappa$, weil stets $|(-1)^L| = +1$ für alle L ist. Da nun jeder Flußbonitische Einstellung $\underline{\lambda}_0$ die Möglichkeit einer parallelen oder antiparallelen Einstellung hat, gilt für die Gesamtheit alternierender Einstellungen $Z = 2 Z_\varkappa$. Tatsächlich kann $Z_\varkappa$ hinsichtlich $\varkappa$ noch als die Dichte einer Verteilung Z_ν gemäß $Z_\varkappa = \mathcal{F}_\varkappa Z_\nu$ oder $\mathcal{F} Z_\nu = Z_\varkappa \mathcal{F} \varkappa$ aufgefaßt werden. Unter Verwendung von $Z_\varkappa$ kann dann das metronische Integral

$$Z_\nu = \sum_\varkappa |\mathcal{F}^\varkappa (-1)^L| \mathcal{F} \varkappa = \sum_\varkappa |\mathcal{F}^{\varkappa - 1} (-1)^L| = 1/2 \, Z_\varkappa |(-1)^L|$$

als ein metronisches Gebietsintegral aufgefaßt werden. Auf jeden Fall müssen die Besetzungen der fouriersenkrechten Bände $\alpha_{(j)}$ mit $N_{(j)} = n_{(j)} + \alpha_{(j)}$ mit

$1 \leqq j \leqq 4$ von diesen Ziffern x, $Z_x = 2^x$ $Z = 2\,Z_x$ und $Z_y = Z_x/2$ bestimmt werden, wobei allerdings zu berücksichtigen ist, daß die $N_{(j)}$ mit $j = \mu + 1$ durch verschiedene Trägheitsgruppen mit den Faktoren $\mu_+ \cdot \alpha_j$, also durch verschiedene Protoimplexkonfigurationen bestimmt werden, welche wiederum einen Einfluß auf die Konjunktionsgesetze der internen Vierrelationen haben.

Nach $\sum \varkappa^{3-\mu} f_\varkappa$ ist mit $j = \mu + 1$ die vierfache R_3-Kontinuierung des stabonischen Terms gegeben, derart, daß die Protoimplexbesetzung in $j = 1$ mit kubischer in $j = 2$ mit quadratischer, in $j = 3$ mit linearer und in $j = 4$ mit punktueller Natur auftritt, so daß diese R_3-Kontinuen mit den Protoimplexzahlen $4\,g_{(1)} = N^2_{(1)}(1 + N_{(1)})^2$, sowie $6\,g_{(2)} = N_{(2)} \cdot (2\,N^2_{(2)} + 3\,N_{(2)} + 1)$, ferner $2\,g_{(3)} = N_{(3)} \cdot (1 + N_{(3)})$ und $g_{(4)} = N_{(4)}$ belegt sind. Die tatsächlichen Protoimplexziffern sind aber die $n_{(j)}$ (im Sinne separater Entitäten), so daß die Trägheitsdichten $n_j = f_{(j)}/N_{(j)}$ dieser $N_{(j)}$ separaten Protoimplexe definiert werden können. Es ist stets $n_1 \geqq n_2 \geqq n_3 \geqq n_4 = 1$. Auf diese Weise wird die gesamte korrelative symmetronische Kopplungsstruktur des stabonischen Terms in die R_3-Kontinuierung von vier Konfigurationszonen protoimplexartiger Strukturen aufgeteilt, wobei auf jeden Fall die σ-Kontinuen $j = 4$ als äußerste Zone aufzufassen ist. Mit wachsendem Grad des Besetzungszustandes muß aber n_j ansteigen, so daß $j = 1$ als kubische Zentralzone der n-Kontinuen, $j = 2$ als quadratische Intermediärzone der m-Kontinuen und $j = 3$ als lineare Zwischen- oder Hemmzone der p-Kontinuen aufzufassen ist. Diese Konfigurationszonen sind zugleich die Zonen der symmetronischen Kopplungsstruktur, derart, daß $j \leqq 3$ die Interstrukturierung des stabonischen Terms und $j = 4$ als äußerste σ-Struktur (punktuellen Bestiges) die Spektren seiner Wechselwirkungs- oder Korrespondenzpotentiale

ausschließt. Das Korrelationsmaximum liegt also im Zentralbereich bei gleichzeitig dem Korrespondenzmaximum den linearen und elementaren Bereich bestimmt. Die Konsequenz hieraus ist das empirisch verifizierte Bild einer ponderablen Elementarstruktur, wonach ein sehr dichter undurchdringlicher zentraler Kern von einem Feldzustand umgeben ist, dessen Zuordnungsbereich eine mosaikartige Struktur aufweist, die verschiedener Wechselwirkungsprozessen entspricht, ein Tatbestand, der sich bereits in IX für alle vier Hermitenformen, also für alle Terme auf 12 b ergab. Die Mesonen kann demnach als Quellenkonfiguration der Korrespondenzfelder in der Elementarzone aufgefaßt werden, wobei die Korrespondenzfelder die Maxima $\left[\begin{smallmatrix}\mu\nu\\ -+\\ \varkappa\lambda\end{smallmatrix}\right]_+$ sind, während die Minima $\left[\begin{smallmatrix}\mu\nu\\ -+\\ \varkappa\lambda\end{smallmatrix}\right]_+ = \hat{0}$ als Korrelationsmaxima in der Zentralzone liegen.*

Die dimensionslose Zahl $z_{\varkappa}$ in $z_{\varkappa} \cdot z_{\nu}$ und z_{ν} ist die Zahl der fluktuierenden Kondensatorflüsse im Fluktuon $(-\underline{p})_{\varkappa}$ und $\underline{\varepsilon}$ sei der R_3-Radius dieses Fluktuons $(-p)_{\varkappa}$. Nun ist $\underline{\pi}_0(k)$ aus 18 und 18 ein Kap der metrischen Krümmung im jeweiligen kosmischen Bereich der metronischen Weltsensorium: R_6, derart, daß im 1891 die Protonium-plasmaladung $\underline{N}$ die Zahl der Kondensationsstufen dieser Krümmung angibt und $\underline{\pi}_0$ als Krümmung einer elementaren Kondensationsstufe dem Betrage nach einer elementaren Krümmung direkt und dem entsprechenden Krümmungsradius $\underline{\varepsilon}$ umgekehrt proportional sein muß. Hier besteht nun $\underline{\varepsilon} = \underline{\varepsilon}^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)}$ nur auf dem jeweiligen kosmischen Bereich des mit $\underline{\pi}$ gebildeten Fundamentalkondensators. Es gilt demnach $|\underline{\pi}_0(k)| \sim 1/\underline{\varepsilon}$, wobei als Proportionalitätsfaktor nur die ganze Zahl $k > 0$ in Betracht kommt, wobei somit im $|\underline{\pi}_0| = k/\underline{\varepsilon}$ das Krümmungsmaß nur einen ganzzahligen Betrag erhält. Dies erscheint deshalb, weil im Kondensationsbereich $\underline{\varepsilon}$ mehrere Kondensatorintensitäten auftreten können, die sämtlich auf den ebenen die

elementare Koinzidenz stöchiometrischer, aber wegen der Mehrdeutigkeit als ganzzahliges Vielfaches $k/\underline{\varepsilon}$ die elementaren Koinzidenzzahlen $\bar{x}_0(k)$ bestimmen. In einem beliebigen Bereich gibt es demnach zu der stöchiometrischen Elementarkoinzidenz $1/\underline{\varepsilon}$ stets $k+0$ einfache Probotimplexe $\underline{N}=1$, deren Kondensationsgrad mit k wächst, so daß k die Kondensationsziffer möglicher elementarer Probotimplexe im gleichen stöchiometrischen Verhältnis darstellt. $\underline{\tau}$ des formalen Typsystems von $(\pm\underline{p})\varkappa$ muß aber ebenfalls als Koinzidenzgradzahl hinreichend $\varkappa$ entsprechen werden. Zwar ist $\underline{\tau}\geq\underline{\varepsilon}$, doch ist dafür auch $\varkappa\geq k$, so daß neben $|\bar{x}_0|=k/\underline{\varepsilon}$ auch $|\bar{x}_0|=\varkappa/\underline{\tau}$, also im Vergleich $\varkappa=\underline{\tau}\cdot k/\underline{\varepsilon}$ gesetzt werden kann. Auf formal der Interpretation von k im Falle aber unmittelbar $\underline{\tau}=k\underline{\varepsilon}$, was einerseits $\varkappa=k^2$ führt. Somit wird die Zahl der elementaren formalen Freiheiten eines Freiheitsmodells gegenüber dem kombinatorischen Übergang allein vom Quadrat der Kondensationsziffer

bestimmt. Dies bedeutet aber ~~das~~ $Z_\varkappa = Z_k = 2^{k^2}$, wobei stets $k>0$ bleibt, wenn überbestimmte im Kondensationsmodus im R_6 gegeben ist. Zugleich ist k und somit auch $\varkappa$ grundsätzlich vom Koordinatenursprung des R_6 und daher auch von der Zeit unabhängig, so daß $k=\mathrm{const}\,(R_6)$ ist. Da umgekehrt $\varkappa=k^2$ gilt, ist diese Kondensationsziffer $k=0$ eine Kennziffer zeitlich konstanter mehrdeutiger Konfiguration und Kombination. Aufgrund dieser Interpretation folgt aber, daß die zeitlich konstanten Probotimplexbestimmungen $\Omega_{(i)}$ der Konfigurationszonen eines stabonischen Terms auf Z_k ermittelt werden können. So liegen Ω_n und Ω_0 jeweils von 1 außer Z bzw. Z_k, während Ω_n die Differenz zwischen Z und Z_ν ist. Die Differenz zwischen Ω_p und Z muß dagegen als Betrag den Wert 2 haben, weil p als Merkmal den Bereich $j\leq 3$ vom Bereich $j=4$ prädestinierter Probotimplexverbindungen trennt. Ob nun für diese Differenz $+2$ oder -2 steht, hängt davon ab, ob mit den positiven ganzen Zahlen $\nu\geq 0$ für $k=2\varkappa$ eine gerade oder für

$k = 2\varkappa + 1$ eine ungerade Zahl ist, so daß für die Differenz allgemein $2 \cdot (-1)^k$ zu setzen ist. Die a_j werden demnach explizit $a_m = 2 - 2_\nu$, ferner $a_m = 2 - 1$, sowie $a_p = 2 + 2 \cdot (-1)^k$ und $a_\sigma = 2_k - 1$, was mit 2_k, 2 und 2_ν explizit $a_m = 3 \cdot 2^{k^2-1}$, ferner $a_m = 2^{k^2+1} - 1$, sowie $a_p = 2^{k^2+1} + 2 \cdot (-1)^k$ und $a_\sigma = 2^{k^2} - 1$ liefert. Hiermit bilden die a_j ein k-faches konfigurativ gestuftes aus Protosimplex-Korrelationen, welches eine k-fache zeitlich konstante Symmetrie in den 4 Konfigurationszonen aufbaut. Da wegen $k = \mathrm{const}\ (R_6)$ auch a_j dieser Konstanz genügt, ist dieses k-fache Symmetrieniveau der vierfachen R_3-Konstanzierung und somit die Struktur der Konfigurationszonen j zeitlich invariant.

Der noch fehlende Teil einer Analyse stratonischer Interaktionsstrukturen besteht in der Bestimmung der Faktoren α_j mit $j \leqq 4$, welche als Proportionalitätsfaktoren $\mu_j = \mu_+ \cdot \alpha_j$ die Besetzungen der Konfigurationszonen wegen des Eichfaktors μ_+ durch das Zeitgleichmaß ausdrücken. Diese Koeffizienten α_j können dabei nur auf die symmetronische Konfiguration der Protosimplexzustände sich gründen, wobei im Falle der α-Harmonie die Ladungsfeld-Komponenten der diesen Feld bestimmenden Protosimplexe und die jeweilige Konfigurationszahl $k = \sigma$ der betreffenden Zeitstruktur maßgeblich sind. Für die einzelnen Protosimplex-Strukturen mit beliebiger von 0 verschiedener Protosimplexladung muß ebenfalls die universelle Lösung 126 des kompositiven Harmonieproblems gelten, weil allen derartigen Weltstrukturen wegen $\bar{\lambda} \neq \bar{\sigma}$ im kompositiven, oder $\underline{\lambda} \neq \bar{\sigma}$ im symmetronischen Falle, also auch $\underline{\lambda} \perp \Psi$ gemeinsam ist. Die Entwicklung der Universalbeziehung 126 mit $m_{(2)} = 2\,m$ von der Darstellung

$$\left(\frac{2\mu_+}{m_{(2)}}\right)^4 = 1 + q^4 \cdot \left(\frac{\alpha\, \varepsilon_\pm^2\, R_-}{2\pi\hbar}\right)^2 \sin^2\left(\frac{2\pi\hbar}{\alpha q^2 \varepsilon_\pm^2 R_-}\right),$$

mit $\alpha = \left(\pi^2 \frac{a}{2} \cdot \omega/c\right)^2$, sowie $f\sqrt{2n-1} = \sqrt[4]{2n}$ und $\mu = \sqrt{c\hbar}$ aus. Bei $q > 0$ folgt für den Protosimplex $m = M$, während das Ladungsfeld $\varepsilon_\pm$ durch die Prototopen (± 5), (-6) im zeitlichen Elektronenfeld $(+2)$ der Zeitsphäre gekennzeichnet

inf./ In dieser Struktur ist allerdings (-6) extern nicht relevant. Dies bedeutet aber, daß in der Zeitsphäre (+2) wegen (-6) stets $\varepsilon_\pm \Rightarrow \varepsilon'_\pm > \varepsilon_\pm$ gilt, und wegen $(\mu_A/H)^4$ anstelle $\varepsilon^4_\pm$ wirksam wird. Für die Abweichung zwischen $\varepsilon'_\pm$ und $\varepsilon_\pm$ gilt dann auf jeden Fall $\Delta(\varepsilon^4_\pm) \neq 0$. Ist L die Dimensionszahl kondensierender manifester Ereignisse, dann kann offensichtlich mit der konjugativen Basisquantenzahl $(L\Delta =)\ k > 0$ gerechnet werden. Da mit aber dem Weltfaktor (-6) nur in der d-Hermetie, also dem Raumzeitkondensationen auftritt, ist $h = h(R_4) = 4$ zu setzen. Andererseits gilt für Δ die Beziehung $\Delta(\varepsilon^4_\pm) = \frac{\varepsilon'^4_\pm - \varepsilon^4_\pm}{\varepsilon^4_\pm} = (\varepsilon'_\pm/\varepsilon_\pm)^4 - 1$. Verglichen mit $h\Delta = k$ und $h = 4$ folgt daraus $\varepsilon'_\pm = \varepsilon_\pm \cdot \sqrt[4]{1+k/4}$ für die Probeimplexbahn-masse M, das heißt, man hat in der zu 126 führenden Durchgangsbeziehung $(\mu_A/H)^4 = 1 + q^4 \cdot \left(\frac{\alpha \varepsilon'^2_\pm R_-}{2\pi\hbar}\right)^2 \cdot \sin^2\left(\frac{2\pi\hbar}{\alpha q^2 \varepsilon^2_\pm R_-}\right) +$ zu setzen, weil dann Quadrat des ersten wegen der Extremalforderung nur von externen Bedingungen bestimmt wird. Da für dieses Quadrat der Wert 1 zu setzen ist, wird aus 126 ferner $\pi^2 \varepsilon_\pm = \pm 3$. $\sqrt{\hbar/R_-}$, sowie $\alpha = \sqrt{2}$ gilt, wird $\left(\frac{\mu_A}{M}\right)^4 = 1 + q^4 \left(\frac{\alpha \varepsilon^2_\pm R_- \frac{\pi}{\pm}}{2\pi\hbar} \cdot \sqrt{1+k/4}\right)^2 =$ $= 1 + q^4 \left(\alpha^2/\pi^2 \cdot \sqrt{1+k/4}\right)^2 = 1 + 4(q/\pi)^4 \cdot (1+k/4) = 1 + (q/\pi)^4 \cdot (4+k)$. Dies bedeutet aber, daß sich für eine Probeimplexmasse M innerhalb der internen hadronischen Strukturen eines mit $q > 0$ extern erscheinenden hadronischen Feldes $M = \pi \mu_A / \sqrt[4]{\pi^4 + q^4(4+k)}$ ergibt. Hier liegt eine direkte Analogie vor, wobei jedoch der durch $q > 0$ bestimmte Faktor mit $k > 0$ von der externen Beziehung abweicht. Wird zur Vervollständigung dieser Analogie der Faktor η_{qk} eingeführt, wird $M = \mu_A/\eta_{qk}$ zum Vergleich verwendet, dann folgt für die Abweichung der internen Strukturen der d-Hermetie $\eta_{qk} \cdot \sqrt[4]{\pi^4 + q^4(4+k)} = \pi$. Es wird sofort deutlich, daß stets $\eta_{0k} = 1$, aber $\eta_{q0} = \eta_q$ ist, wenn das externe hadronische Feld beschreibenden Faktor $\eta_q \cdot \sqrt[4]{4q^4 + \pi^4} = \pi$ der Beziehung 126 für $k = 0$ übergeht, während $\eta_{1,0} = \eta$ zu dem = des externen hadronischen Feldes $q = 1$ der Beziehung 127 wird. Zwar ist immer

$k > 0$, solange $\bar{x}(c,d) \neq \bar{0}$ definiert ist, doch soll $k = 0$ im $\eta_{q,0}$ nur formal andeuten, daß sich η_q allein auf den ähnlichen R_2-Wirkungsgeist der d-Hermitik bezieht.

Der η_{qk} wird deutlich, daß $k>0$ als konfigurativ-metrische Basisquantenzahl allein die symmetronische Innenstrukturierung der betreffenden Raumzeitlichen Hermitizform bestimmt, so daß die Bezeichnung Konfigurationszahl für $k>0$ gerechtfertigt erscheint. Da zugleich ein direkter Zusammenhang mit dem externen Ladungsfeld $\eta_q = \eta_{q0}$ gegeben ist, besteht die Möglichkeit, auch für das interne Ladungsfeld der d-Form Ladungskomponenten in Analogie zur externen Beziehung 123 zu entwickeln. Unter Zugrundelegung von $\eta_{qk} \neq \eta_q$ der Innenstruktur können diese internen Ladungsfeldkomponenten in Analogie zur Herleitung von 123 symmetronisch beschrieben werden durch $e_g = \varepsilon_\pm \sqrt{\eta_{qk}}$ für das reduzierte Feld; denn das gesamte Ladungsfeld $\varepsilon_\pm$ mit $a = \sqrt{2}$ aus 126 bestimmt die internen Feldkomponenten zwangsläufig ebenso wie die externen. Wegen e_g muß aber auch e_ω in Analogie zu e_ω als arithmetisches Mittel $e_\omega = \frac{1}{2}(\varepsilon_\pm + e_g) = \frac{1}{2}\varepsilon_\pm(1+\sqrt{\eta_{qk}})$ existieren, was nur $e_\delta = \varepsilon_\pm - e_g = \varepsilon_\pm(1-\sqrt{\eta_{qk}})$ in Analogie zu e_D zur Folge hat. Schließlich können noch die Folge nach dem Ladungsfeld e_φ verhalten werden, welches in Analogie zum negativen Existenzfeld ε_+ im Korrelationszentrum der d-Struktur erscheinen würde. Hier muß sich, wiederum in Analogie zu den Beziehungen 127 der Ausdruck $e_\varphi = \varepsilon_+ \cdot \sqrt{\vartheta_{qk}|8}$ mit $\vartheta_{qk} = 5\eta_{qk} + 2\sqrt{\eta_{qk}} + 1$ ergeben. Zusammengefaßt werden diese internen Ladungsfeldkomponenten im $\{e_g = \varepsilon_\pm \cdot \sqrt{\eta_{qk}}, 2\, e_\omega = \varepsilon_\pm \cdot (1+\sqrt{\eta_{qk}}), e_\delta = \varepsilon_\pm \cdot (1-\sqrt{\eta_{qk}}), e_\varphi = \varepsilon_\pm \sqrt{\vartheta_{qk}|8}, \vartheta_{qk} = 5\eta_{qk} + 2\sqrt{\eta_{qk}} + 1,$ $\eta_{qk} \cdot \sqrt[4]{\pi^4 + q^4(4+k)} = \pi$ ..... 193.

Mit dieser Darstellung wird es nun möglich (und zwar in einer weiteren Analogie zu 177) Partielle interne Korrelationspotentiale der das Ladungsfeld bestimmenden Probeimplexe in Abhängigkeit vom metrischen Zentrumsabstand r

des Simplex phänomenologischen zu beschreiben. Ganz allgemein müßte dann für die phänomenologische Beeinflussung skalarischer Ladungsfeldkomponenten α und γ das Skalarische Übergesetz $4\pi\varepsilon_0 V_{\alpha\gamma} = e_\alpha \cdot e_\gamma$ im physischen R_3 gelten.

Auf dieser Basis phänomenologisch entsprechender symmetrischer Proto-Simplex-Konjunktoren wird es nunmehr möglich, einerseits die obere Schranke der natürlichen Zahlen $k > 0$, und andererseits die z_i der $i \leq 4$ Konfigurationszonen zu ermitteln.

Ist $E(N,q)$ der Energieinhalt der Elektronenwirkung eines Prototimplexe, aber $E_k(N,q,k)$ derjenige der Interaktion mit irgend einem Wert $k > 0$, dann müssen sich diese beiden Energien zueinander verhalten wie die skalarischen interagen Potentiale von Ladungsfeldkomponenten; dann muß für $q \geq 1$ dann k in η_{qk} noch 193 erscheinen. Ähnlich wie bei der Entwicklung der Ladungsfeldkomponenten 177 kann es sich bei diesen Potentialen nur um das jenige der realisierten ersten wirkende Ladungsfeldkomponente, also V_R und das jenige der in-209 ferenwirkenden Komponente für $k > 0$ handeln. Wird dieses Potential mit V_g^{ckl} bezeichnet, dann wäre $\frac{E(N,q)}{E_k(N,q,k)} =$

$= \frac{V_R}{V_g^{ckl}} = \eta_q/\eta_{qk}$, somit wegen $E = m c^2$ auch $m/m_k = \eta_q/\eta_{qk}$ sein müßte. Andererseits müßte aber dieses Massenverhältnis immer tiefer liegen als das auf das Extrempotential V_E bezogene Potential V_ε, welches um $V_{\varepsilon D}$ additiv erhöht wurde. Es gilt demnach $m/m_k = 1 \; \eta_q/\eta_{qk} < 1/V_\varepsilon \cdot (V_\varepsilon + V_{\varepsilon D}) =$
$= 1 + (1 - \sqrt{\eta_q}) = 2 - \sqrt{\eta_q}$, wenn beliebige Ladungszahlen $q \geq 1$ zugelassen werden. $\eta_q/\eta_{qk} < 2 - \sqrt{\eta_q}$ wird mit 193 zu
$k < (\pi/q)^4 \cdot ((1/\eta_q \cdot (2 - \sqrt{\eta_q}))^4 - 1) - 4$. Diese Bedingung ist sowohl für $q = 1$, als auch für $q = 2$ mit $k_{max} = 2$ erfüllt. Solange $q \leq 2$ bleibt, ist was für die empirischen α-Hermetien immer erfüllt ist, daß für die ganzen Zahlen $k > 0$ die obere Schranke $k < 3$, so daß es nur zwei Konfigurationszahlen nämlich $k = 1$, $k = 2$ . . . . . 193 α geben kann.

Bis dem Interpotentialen $V_{\alpha\gamma}$ kann nun die Analyse weiter geführt werden, wobei es darauf ankommen muß,

zunächst die δ_j mit $j \leqq 4$ zu bestimmen. Die Koeffizienten δ_5 und δ_6, sowie die Spinfunktionen ~~für~~ sind dabei offenbar nicht auf die interne Protosimplexstruktur der Konfigurationszonen rückführbar, sondern sie müssen ein Ausdruck der Konjunktorspinstruktur dieser konfigurativen materiellen Gefüge sein. Bei der Ermittlung dieser δ_j kann von der Tatsache ausgegangen werden, daß die $\mu_+ \cdot \delta_j = \mu_j$ elementare Massenmaßzahlen der Zonen j für

$$n + \delta_n = m + \delta_m = p + \delta_p = \sigma + \delta_\sigma = 1$$

sind, derart, daß auch μ_5 und μ_6 Massenmaßzahlen der Spinbeiträge $t_5 = \frac{1}{4} t_4 = 1$ im Massenspektrum $M(\varkappa, \alpha)$ darstellen. Im folgenden beschreibe V_ε das phänomenologische Korrelationspotential für $\varepsilon_\pm^2$, und V_ε dasjenige für e_+^2, während die übrigen Potentiale durch $V_{\varkappa\gamma}$ indiziert werden, wobei auch hier V_α für e_α^2 steht. Ganz allgemein kann festgestellt werden, daß die $\mu_i = \mu_+ \cdot \delta_i$ mit $1 \leqq i \leqq 6$ wegen des protonotropen Charakters dieser Massen maßzahlen von q und k in η_{qk} (somit $\mu_i(\eta_{qk})$) abhängen können, aber auf keinen Fall von den zeitlich variablen Besetzungszahlen $n_j(t)$ der Zonen, weil im Fall einer solchen Abhängigkeit die μ_i selbst zu Zeitfunktionen würden. Dies ist aber wegen des Einheitscharakters dieser ~~Protonen~~ Protonotropen μ_i als Trägheitsbeiträge unmöglich. Da μ_+ als Eichfaktor erscheint (und zwar im Sinne einer abgeleiteten Naturkonstante) müssen die $\delta_i = \delta_i(\eta_{qk})$ für $i \neq 4$ sein. Nur im Fall $i = 4$ ~~ist~~ gibt es allein die Möglichkeit $\delta_4 = 1$ mit einem additiven Beitrag zu rechnen, der von den n_j abhängig ist, weil bei $i = j = 4$ die massive Interaktorstruktur in die externe punktuelle Konfiguration übergeht, welche als Wechselwirkungspotentialmöglicher Korrespondenzen in den ~~in~~ externen R_3 übergeht.

Für die Bestimmung der Elementarmassen gilt offensichtlich in einer Lage $\hat{\varepsilon}$ des R_6 invarianten Form $E_i = \mu_i w^2$ und $E_+ = \mu_+ \cdot w^2$ im R_3-Projektion. Im Fall $j = 1$ des Zentralbereiches gilt offenbar symmetrisch das Verhältnis $E_1 / E_+ = V_{\varepsilon\omega} \cdot V_\varepsilon^{-1} = 1/2 (1 + \sqrt{\eta_{qk}})$ und $E_2 / E_+ = V_\varepsilon / V_\varrho = \eta_{qk}^{-1}$ für den Bereich $j = 2$. Dies bedeutet aber $\mu_1 = (1 + \sqrt{\eta_{qk}}) \cdot \mu_+ / 2$ und $\mu_2 = \mu_+ / \eta_{qk}$ oder wegen $\mu_{1,2} = \delta_{1,2} \cdot \mu_+$ auch $2\delta_1 = 1 + \sqrt{\eta_{qk}}$ und $\delta_2 \cdot \eta_{qk} = 1$, so daß für $j = 1$ und $j = 2$ die Faktoren δ_j bereits (aber auch für $i = 4$)

bestimmt sind. Fortsetzung Band IX S. 10

*Bei der Bestimmung von δ_3 ist zu berücksichtigen, daß die linear in ihrer Besetzung anteigende Konfigurationszone $j = 3$ direkt in den punktförmig besetzten R_3-Endbereich $j = 4$ übergeht. Es muß daher zunächst eine die k-Struktur wiedergebende Funktion $f(k) > 0$ mit $f(1) = 1$ als auch eine Funktion $H(q,k)$ in $0 < H < \infty$ gelten, welche mit f und q eine Verknüpfung P bildet, derart, daß $P = H$ für $k = q = 1$ und $P = 0$ für $q = 0$ wird. Die einzige Möglichkeit hierfür ist aber $P = f\,q\,H \cdot \mu_3$ wiederum kann mit wegen des Ausschlusses an den R_3 so gestaltet sein, daß die Summe aus der Änderung $f\,\mu_3$ dieses Elementes und der Änderung $\mathcal{F}P$ (mit dem Eichfaktor μ_+) identisch wird mit der Änderung $\mathcal{F}f = \mathcal{F}_k f$, so daß für die Probotimplexe in $j = 3$ der Zusammenhang metrischer Differentiale $\mathcal{F}\mu_3 + \mu_+ \mathcal{F}P = \mu_+ \mathcal{F}f$ gelten muß. Andererseits gilt aber für die Änderung von f mit k die Differenz zwischen f und dem auf k bezogenen f-Wert, also $\mathcal{F}_k f = f - f/k$. Bezeichnen die $V_{xy} = e_x e_y$ die internen Potentiale der Kraftfeldkomponenten aus den $\mathcal{H}$-Probotimplexen und berücksichtigt die Zugabe V' bzw. V'' auf die beiden Festwerte $k = 1$ und $k = 2$, dann können aus den Verhältnissen dieser V_{xy} die beiden Funktionen $h = \mathcal{H} + \mathcal{Y}$ und W so definiert werden, daß für die Summe der auf diese Funktionen bezogenen Änderungen $\frac{\mathcal{F}H}{H} = \frac{\mathcal{F}L}{L} + \frac{\mathcal{F}W}{W}$ gilt. Es α die empirische Feinstrukturkonstante der $H\mathcal{H}$-Spektraltarien, und wird Φ als eine noch unbekannte Funktion vermocht, dann kann $\alpha\,\mathcal{H}\,V_{WE} = 8(k+1) \cdot V_{EE}$, sowie $\mathcal{Y}\,V_E = \Phi\,V_{SS}$ und $4\,V_{WW}\,W = V_{SS}$ gesetzt werden. Die Metroninteggrale der metronischen Änderungen für μ_3, f und H können nun mehr aufgelöst werden. Aus $\mathcal{F}\mu_3 + \mu_+ \mathcal{F}P = \mu_+ \mathcal{F}f$ wird $\mathcal{F}\mu_3 = \mu_+ \mathcal{F}(f - fP) = \mu_+ \mathcal{F}f\,(1 - qH)$, also $\mu_3 = \mu_+ f(1 - qH)$ oder $\delta_3 = f(1 - qH)$, weil $\mu_3 = \mu_+ \cdot \delta_3$ ist. Das Metrondifferential für f, nämlich $\mathcal{F}_k f = f - f/k$ wird zu $\frac{\mathcal{F}_k f}{f} = 1 - 1/k$ oder wegen $\frac{\mathcal{F}_k f}{f} = \mathcal{F}_k \ln f$ schließlich, weil $\ln 1 = 0$ ist, $\ln f = \sum^{k} (1 - 1/k)\,\mathcal{F}k = \boxed{F(r)} = k - 1 - \ln k$ oder potenziert

$k\,f = e^{k-1}$, oder $k\,\alpha_3 = e^{k-1}(1-qH)$. Aus $\frac{\delta H}{H} = \frac{\delta L}{L} + \frac{\delta W}{W}$ wird analog $\delta \ln H = \delta \ln h + \delta \ln W = \delta \ln (L \cdot W)$ oder mit $\alpha \ln A$ als Integrationskonstante $\ln H = \ln (h \cdot W) + \alpha \ln A$. Hier muß A für $q = 0$ stehen und A^{-1} für $q = 2$, aber $A^a = 1$ für $q = 1$, was aber nur für $\alpha = 1-q$ möglich wird, wenn A wiederum durch die Verhältnisse V_{xy} für feste (k, q) ausgedrückt wird. Ganz entsprechend muß $\Phi = \Phi(k)$ in $\mathcal{Y}$ rein und zwar $\Phi = \underline{B} = \text{const} < 0$ für $k = 2$, aber $\Phi = 1$ für $k = 1$, was nur für $\Phi = \underline{B}^{k-1}$ mit $\underline{B} = \text{const} < 0$ möglich ist. Daher fällt für H die Darstellung $H = (\mathcal{H} + \mathcal{Y} \cdot W \cdot A^{1-q}$ rein $\mathcal{Y} \sim \underline{B}^{k-1}$ mit den beiden frei vorgebbaren Konstanten $A > 0$ und $\underline{B} < 0$. Hier kann die Integrationskonstante A bei $A\, V_E (V_E^2 - V_{RR}^2 = V_{RR}^2 \cdot \| V_{SE}'$ bestimmt werden, was für H die Darstellung

$$H(q,k) = \left(\frac{2(k+1)\eta_{qk}}{\alpha(1+\sqrt{\eta_{qk}})} + \eta_{qk} B^{k-1} \right) \cdot \left(\frac{\pi^2 \cdot \sqrt{\eta_{11}}}{1-\eta^2} \right)^{1-q} \cdot \left(\frac{1-\sqrt{\eta_{qk}}}{1+\sqrt{\eta_{qk}}} \right)^2$$

ergibt, wenn im $\mathcal{H}, \mathcal{Y}, W$ rein A die Verhältnisse der V_{xy} in der definierten Weise eingesetzt werden. Die letzte noch offene Konstante B kann schließlich in der Form $3B = 2\pi \cdot (V_{SW}'' \; V_{SS}'') : (V_{SS}'' \; V_{WE}'' - V_E^2) \cdot (1 + 4 V_{SS}'' : V_{WW}'')$ oder nach Einsetzen der Verhältnisse als $3B = 2\pi \left(\eta_{12} \cdot \frac{(1+\sqrt{\eta_{12}}) \cdot \sqrt{\eta_{11}}}{\eta_{12}(1+\sqrt{\eta_{12}}) - 2} \right) \cdot \left(1 + \left(4 \frac{1-\sqrt{\eta_{12}}}{1+\sqrt{\eta_{11}}} \right) \right)$ geschrieben werden. Damit ist aber $H(q,k)$ für die möglichen (q,k) auf Gleichung 193 zurückgeführt worden, wo dort $k\,\alpha_3 = e^{k-1} \cdot (1-qH)$ die vollständige Bestimmungsgleichung des Koeffizienten α_3 darstellt.

Die punktweisen Probeziemplexe μ_4, über welche die Extensoren als Korrespondenzfelder in den R_3 freifl. können nicht mehr abhängig von den n_i sein. Es muß vielmehr eine koppelnde Funktion $\varphi(n_i, q, k)_1^4$ geben, die mit ihren metrischen Werten auf die σ-Belegung bezogen auf die μ_4-Maße gemäß $\mu_4 - \mu_+ = \mu_+ \varphi (\sigma + Q_\sigma)^{-1}$ darstellt, das heißt, $\mu_+ \cdot \varphi$ auf $\sigma + Q_\sigma$ bezogen, liefert die Differenz zwischen μ_4 und μ_+ so daß $\mu_4 = \mu_+ (1 + \varphi (\sigma + Q_\sigma)^{-1})$ oder $\alpha_4 = 1 + \varphi (\sigma + Q_\sigma)^{-1}$ wird. Damit ist die Bestimmung von α_4 auf eine Bestimmung der verbleibenden Funktion φ

verschoben werden muß es ist
$\Delta_4(\sigma + Q_\sigma) = \sigma + Q_\sigma + 4$ für die exakte
punktförmige Besetzung der Konfigu-
rationszone $f = 4$ zu setzen.
Fortsetzung von Seite 19 Für den Ausdruck für α_3 erscheint
in der Funktion H die Feinstrukturkonstante α. Mit $4\pi^2 e_\pm = \pm 3\sqrt{2}\,\alpha^{3/2}/R_\infty$ und
der quantenelektrodynamischen Aussage
$e_\pm^2 \sim \alpha'$ würde ein theoretischer Wert
$\pi (2\pi)^5 \cdot \alpha' = 9$ resultieren, doch zeigt
die der numerische Wert, daß α' deutlich
unter der Toleranzgrenze des Mes-
wertes liegt. Immerhin beträgt diese
Abweichung $-0{,}0015\,\%$. Da sich aber
der theoretische Wert $e_\pm$ ohne Fehler-
abweichung mit dem empirischen
Wert deckt, kann diese Abweichung nur darauf zurückgeführt werden, daß die
verwendete quantenelektrodynamische
Beziehung $e_\pm^2 \sim \alpha'$ nicht vollständig
ist, so daß $\alpha' < \alpha$ um $-0{,}0015\,\%$ ausfällt.

Das die Photonen der H-Spektral-
serien emittierende System, also das H-
Atom, ist im reinen Grundzustand
durch die elektrostatische stationäre
Wechselbeziehung zwischen dem Pro-
ton $p\,(e^+)$ und dem Elektron e^- als
s-Term auf der V.-Schale aufzufassen.
p und e^- sind aber empirisch als
materielle Aktivitäten, also als
wägbare Strahlungsquanten nachgewiesen. Dies bedeutet aber, daß
p und e^- auf jeden Fall die niedrigste
Konstituierung des R_3 durch die Konfigurationszonen $f \leq 4$ aufweisen
müssen. Darüberhinaus wird der
α-Charakter beider R_3-Konfigura-
tionen durch die inneren elektrischen
Strahlungsfeldkomponenten von $e^\pm$ ge-
kennzeichnet, welche durch $1{,}37\,\alpha$
ausgedrückt werden. Hätten weder
p noch e^- eine derartige strahlungs-
sche Substrukturisierung, dann würde
$e_\pm^2 \sim \alpha'$ fehlerfrei gelten, und zwar
auch dann, wenn bei rationaler
strahlungsmäßiger Konstituierung sich an
der inneren Struktur nichts ändern
würde, wenn e^- im elektrostatischen
p-Feld als s-Term auf der V.-Schale
eines H-Atoms gebunden wird. Da
nachweislich $e_\pm^2 \sim \alpha'$ wegen $\alpha' < \alpha$ (empirisch) nicht exakt erfüllt ist, muß ge-
schlossen werden, daß sich bei der Wech-
selbeziehung gewisse Konfigurationen
strahlungsmäßiger Substanzelemente ändern,
was für $\alpha' < \alpha$ bei der Spektralseri-

emission führt. Diese strukturelle Änderung wird bereits dadurch noch gesteigert, daß e^- im p-Feld nicht einseitig kotypeskitär aufgefaßt werden darf, sondern im dualen Bild als zirkuläre Elektronenwelle der Länge $\lambda_H = 2\pi r_H$ aufgefaßt werden muß, wenn r_H der Radius des H-Grundzustandes ist. Diese rotierende Elektronenwelle bestimmt aber die gesamte Oberfläche $4\pi r_H^2$ dieses Grundzustandes als s-Niveau. Zwar erfahren die Protosimplektomorphismen dieses Elektronenfeldes innerhalb der betreffenden p-Zonen nur im Sofern eine Änderung, als ein relativistischer Massenanstieg wegen der Invariants gegen $\hat{A}_-(R_4)$ dem kotypeskitär aufgefaßten Elektron zukommt; doch bedeutet das Erscheinen im Wellenbild auf der Oberfläche $4\pi r_H^2$ ein stabiles mehrfaches Umlaufen von der Natur des aufgebrauchten Elektrons, was sich auch auf die internen Radiusfeldkomponenten ~~auch~~ (nach 193 a) auswirken muß. Diese Veränderung von Radiusfeldkomponenten als Folge der Bindung im p-Feld muß sich aber auf die Linienemission des aufgelösten Zustandes auswirken, sodaß die pläomorphologische Beziehung $k_\pm^2 - \varepsilon$ nicht verwendet werden kann, weil hier die variable interne Strukturierung nicht berücksichtigt wird. Wie eine Korrektur der Bestimmungsgleichung für ε, also implizit $\mathfrak{F}(\varepsilon, k_\pm) = 0$ durchzuführen ist, kann sich nur aus der vollständigen Beschreibung stabomischer Interstrukturen ergeben. Auf diesem Grunde kann die Deduktion zur Korrektur von $(2\pi)^5 \cdot \varepsilon' = 3\,\mathfrak{R}$ erst dann weitergeführt werden, wenn aufgrund einer explizit bekannten stabomischen Interstrukturierung aller c- und d-Terme eine Interpretation der nach 193 a möglichen k-Werte ~~möglich wird.~~ € plimp.

Zusammenfassend können vorerst hinsichtlich des Protosimplektypes M_p die folgenden explizitan Aussagen zusammengestellt werden, wobei zunächst hinsichtlich der zeitlich konstanten Strukturmerkmale:

$N_{(f)}(t) = n_{(f)}(t) + Q_{(f)}$, $(f \equiv 4) \equiv (n, m, p, \sigma)$,

$Q_n = 3 \cdot 2^{s-2}$, $Q_m = 2^s - 1$, $Q_p =$

$= 2^s + 2(-1)^k$, $Q_\sigma = 2^{s-1} - 1$, $s = k^2 + 1 =$

$= \mathrm{count}(t)$ ..... 193 b

während sich für die $f \equiv 4$ Koeffizienten α_f die Zuordnung

$2\alpha_1 = 1 + \sqrt{\eta_{qk}}$, $\alpha_2 \cdot \eta_{qk} = 1$, $k\alpha_3 =$

$= e^{k-1} - kqF$, $\alpha_4 = 1$, $F = H + G$,

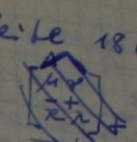
$3H = \alpha(1 + \sqrt{\eta_{qk}}) \cdot \left(\frac{\xi}{\eta^2_{qk}}\right)^{2k+1} \eta^3_{qk}$,

$e\,\eta_{qk}\,G = \eta_{11} \cdot (2\xi\,\eta_{qk})^k \cdot \left(\frac{1-\sqrt{\eta_{qk}}}{1+\sqrt{\eta_{qk}}}\right)^q$

$2\xi = 1 + \sqrt{5}$ 193 c

ergeben hat. Damit ist aber die strukturelle Interstrukturierung bis auf α_5 und die unbekannte Kopplungsfunktion ~~hinsichtlich~~ g hinsichtlich der Protosimplexbesetzungen vollständig bestimmt worden. Die noch offene Bestimmung von α_5 und α_6, sowie der topologischen Spinfunktionen setzt eine Analyse interner Spinstrukturen komplexer Hemiketten voraus).

Anmerkung zu Seite 186. 221

Andererseits ist  aber ${}^2\bar{q}_{(\mu\nu)} \neq$

$\neq {}^1\bar{q}^{-x}_{(\mu\nu)}$ und auch ${}^2\bar{q}_{(\mu\nu)} \neq {}^2\bar{q}^{-x}_{(\mu\nu)}$, so daß die hermiteschen $\underline{[\hat{\mu\nu}]_+}$ in ihren Komponenten über dem komplexen algebraischen Zahlenkörper definiert sind, was wiederum auf die komplexe R_6-Signatur (+++---) zurückgeht. Dies bedeutet aber auch, daß der tensorielle Anderungsselektor ${}^2\bar{P}^{(\mu\nu)}_{(x\lambda)}$; $N = {}^2\bar{q}^{(\mu\nu)}_{(x\lambda)} + i\,{}^2\bar{F}^{(\mu\nu)}_{(x\lambda)}$ einen Real- und einen Imaginärteil zusammengesetzt sein muß. Im Fall des Termselektors T; $m = M$, also der ponderablen S. 126 überlagerten diskreten Nahwirkungen kommt nur der Realteil dieses Selektors in Betracht, der aber wegen des konformen Prinzips der Strukturstufen durch ganzzahlige Protosimplexladungen ein Konformselektor $\mathrm{Re}\,{}^2\bar{P}^{(\mu\nu)}_{(x\lambda)} \cdot N = {}^2\bar{R}^{(\mu\nu)}_{(x\lambda)} =$

$= \mathrm{count}(R_3)$ tensorieller RM rein imaginär hilbertsch ist

${}^2\bar{P}^{(\mu\nu)}_{(x\lambda)}$; $N = {}^2\bar{R}^{(\mu\nu)}_{(x\lambda)} + i \cdot {}^2\bar{F}^{(\mu\nu)}_{(x\lambda)}$,

${}^2\bar{R}^{(\mu\nu)}_{(x\lambda)} = \mathrm{count}(R_3)$ ..... 192 a

für die Spaltung des Änderungsselektors. Mit

Bestimmung $M = T$; es kommt hier nur der im R_3 konstante Realteil in Betracht, während der nicht notwendig konstante Imaginärteil offensichtlich eine Schwankungsbreite energetischer Zustände aller paralellen Terme $M(c,d)$ komplexer Hermitizen implizierte. Diese Schwankungsbreiten Γ aus dem Imaginärteil der symmetrischen Wellengleichung müssen gegen der Komplementarität kanonisch konjugierter Größen (Prinzip des Quantendualismus) ein direkter Maß für die x_4-Erstreckung, also die Existenzzeit der c- und d-Terme. Im folgenden soll versucht werden, nur zunächst die Interstrukturierung dieser stratonischen Elemente zu erkennen. S. 186

2.) Stratonische Spinstrukturen. 223

Nach der Bestimmung der vier Protosimplexmassen μ_j kommt es nunmehr darauf an, die noch fehlenden Elementarmassen $\mu_{5,6} = \delta_{5,6} \cdot \mu_+$ von Stratonen- und Isospin zu ermitteln. $\Rightarrow$ Für $\mu_5 = f_5(P,Q) \cdot \mu_+ \cdot \delta_5$ und $\mu_6 = \sum f_j \cdot \mu_+ \cdot \delta_6$, also $\mu_{5,6} = \mu_+ \cdot \delta_{5,6}$ in Analogie zu den Protosimplexmassen, doch müssen $\mu_{5,6}$ anders bestimmt werden. Bei μ_5 ist zunächst zu berücksichtigen, daß der allgemeine Stratonenspin die ganze Interstrukturierung beeinflußt, und der formale Rand dieser Struktur $n = m = p = 5 = 0$ stets alle Konfigurationszustände $k' < k$ unter der Konfigurationszahl k implizierte. Da im beobachtbaren Bereich nur $k = 2$ und $k = 1$ als konfigurative Abschnitte des Spektrums ponderabler Hermitien erscheinen, spaltet μ_5 in einen von $k = 1$ bestimmten Anteil $m_{(1)}$ und in den Anteil $m_{(2)} \cdot (k = 2)$, so daß im arithmetischen Mittel $2\mu_5 = m_{(1)} + m_{(2)}$ die beiden vom Konfigurationsniveau abhängigen Summanden zu ermitteln sind. Der Stratonenspin einer c- oder d-

Hermetie wird noch den Untersuchungen über die Konjunktive der Protoimplexe durch das gesamte Konjunktorgefüge bestimmt. Die Flipgeschwindigkeit des Transkonjunktors -(1)- im (+1), nämlich w wird offenbar reduziert auf $w \to w' < w$ durch die Wirkung des Fluktonsystems $-(3,4,6)||$ im (+7). Dies bedeutet aber, daß mit $w' = w \cdot V_R/V_E = \eta w$ rein kann, worin tatsächlich $\eta < 1$ als Reduktionsfaktor wirkt. Ganz analog kommt es zu einer ähnlichen Reduktion der Flipgeschwindigkeit $w \approx c$ (Maximärteil der Weltgeschwindigkeit) von -(2)- im (+2) gemäß $w \to w' < w$ als Folge einer Wirkung von $-(3,5,6)||$ wiederum im Strahlon (+7). Dies bedeutet aber, daß auch hier $w' = w \cdot V_R/V_E = \eta w$ zu setzen ist. Auf diese Weise erfolgt also unter dem zeitlichen Schirmfeld (+2) ein Gangunterschied $W = w - w'$ der konjugierenden Grundpfeile. Es gibt zweifellos einen Impuls $P_{(s)}$ des Konjunktorspins, der auf diesen Gangunterschied zurückgeht und daher beschrieben wird durch $P_{(s)} = \mu_s \cdot W$. Die Gesamtheit aller dieser Konjunktorimpulse muß außerdem einem Erhaltungsprinzip genügen, derart, daß sie der gesamte Konjunktorimpuls $P_{(1)} = m_{(1)} \cdot w'$ an allen $P_{(s)}$ zusammensetzt. Da nun aber jeder Grundstrahlon $Q_n + Q_m + Q_p + Q_\sigma$ einen Konjunktorimpuls $P_{(s)}$ liefert, wird $(Q_n + Q_m + Q_p + Q_\sigma) P_s$ im resultierenden $P_{(1)}$ auftreten, doch bildet die metrische Konfiguration noch einen Impulsanteil $P_{(m)} = f(k) \cdot P_{(s)}$, der ebenfalls additiv auftritt. Für das Erhaltungsprinzip des Konjunktorimpulses gilt daher $P_{(1)} = (Q_n + Q_m + Q_p + Q_\sigma) \cdot P_{(s)} + P_{(m)} = N P_{(s)}$ mit $N = Q_n + Q_m + Q_p + Q_\sigma + f(k)$, worin f durch den Vorzeichenwechsel der metronitren Zellen innerhalb der metrischen Konfiguration gegeben ist. Nach dem Modell, welches zu den metronitren Grundzuständen Q_j der Strahonitren Überstrukturen führte, folgt $f(k) = k/2 \cdot \Delta \sum k^2 (-1)^k = k/2 \cdot 2^{k^2} \cdot (-1)^k$, so daß explizit $N(k) = Q_n + Q_m + Q_p + Q_\sigma + k \cdot (-1)^k \cdot 2^{k^2-1}$ für alle k allgemein gilt. Im vorliegenden Fall muß jedoch $k = 1$ für die Überstruktur der Konfigurationszahl 1 gesetzt werden, was $P_{(1)} = N(1) \cdot P_{(s)}$

oder $m_{(1)} = 8/\omega' \cdot \mu_5 \cdot W = 8/\eta \cdot \mu_5 \cdot (1 - \frac{\varepsilon\eta}{\omega})$ liefert, weil $\eta(1) = 3+3+2+1-1 = 8$ gilt. Mit $\mu_-/\mu_+ = \alpha_-/\alpha_+$ wird $\mu_5 = \mu_+ - \mu_-$ wird daraus schließlich $m_{(1)} = 8/\eta \cdot (1 - \alpha_-/\alpha_+) \cdot (1 - \frac{\varepsilon\eta}{\omega})\,\mu_+$. Da aber der Zustand $k>1$ stets $k=1$ implizierte, muß $m_{(2)} = B \cdot m_{(1)}$ mit $B(k=2) > 1$ sein, während $B(k=1) = 0$ gefordert werden muß. Wird nun Rücksicht für die Summe $\sum_{j=1}^{4} Q_j + f = N(k) = N$ hinsichtlich $k=1$ und $k=2$ mit $2f = k(-1)^k \cdot 2^{4k}$ gesetzt, dann muß sich wegen der symmetrischen Überlagerung vom Zustand $k=2$ die Masse $\mu_+ B$ mit Masse $m_{(1)} N|f|$ verhalten, wie das vierfache Unterpotential V_{ss} zu V_{ww}, jedoch nur für $k=2$; denn für $k=1$ muß $B=0$ erfüllt sein. Da dieses Verhältnis für alle k positiv ist, muß in $m_{(1)} N|f| > 0$ der Betrag von f gesetzt werden; dann für alle k ist $|(-1)^k| = +1$. Dann hat dennoch $(\mu_+ B) : (m_{(1)} N|f|) = \beta V_{ss} : V_{ww}$ mit $\beta = 4(k-1)$, woraus sich $B = k(k-1)\, 2^{k^2+3} N \frac{m_{(1)}}{\mu_+} \left(\frac{1-\sqrt{\eta_{qk}}}{1+\sqrt{\eta_{qk}}}\right)^2$ ergibt.

Einsetzen in $2\mu_5 = m_{(1)} + m_{(2)} = m_{(1)} \cdot (1+B)$ liefert dann, wenn zur Kürzung $\eta A = 8\left(1 - \frac{\alpha_-}{\alpha_+}\right) \cdot \left(1 - \eta \frac{\varepsilon}{\omega}\right)$ und $m_{(1)} = \mu_+ A$ verwendet wird, und wenn darüberhinaus $\mu_5 = \mu_+ \cdot \alpha_5$ berücksichtigt wird $2\alpha_5 = A\left(1 + k(k-1)\, 2^{4k+3} N A \left(\frac{1-\sqrt{\eta_{qk}}}{1+\sqrt{\eta_{qk}}}\right)^2\right)$ als Koeffizienten der Spinfunktion.

Zur Bestimmung von $\mu_6 = \mu_+ \alpha_6$, also des Koeffizienten α_6 einer Funktion des Isomorphismus muß berücksichtigt werden, daß $\mu_6 - \mu_5 = \mu_+ \gamma$ nur einen Proportionalitätsfaktor haben kann, der als Produkt aus einem Faktor $A'(k=1)$ für $k=1$ und einem Ladungsabtastfaktor $B'(k=1)$ multiplikativ aufgebaut ist. Während B' auch für $k=2$ solche Elemente enthält, entspricht A' mit dem ersteren Zustand der Unterstruktur $k=1$. Es gilt daher der Ansatz $\mu_6 = \mu_5 \cdot A' \cdot B'$. Nach der vektoriellen Darstellung der isospalen R_6-Spin $\bar{\sigma} = i(\#\bar{\tau}_\sigma s + \bar{\tau}_\sigma)(-1)^{\bar{\sigma}}$ mit $P = 2s$ und $Q = 2j$ ist für geradzahlige Q stets $Re\,\bar{\sigma} = \bar{\sigma}$, während für ungeradzahlige Q, also Spinstörung eine Komponente $Re\,\bar{\sigma} = \pm\bar{\tau}_\sigma \neq \bar{\sigma}$ mit dem R_3 auftritt. Wegen dieser Realität muß dieser externe Faktor A' bezogen auf die σ-Besetzung Q_σ der Form $j=4$ (also externer Anz.) dem Produkt

ähnlich wirkender Potentiale $V_{RR} : V_{EE}$ und $V_{DD} : V_{WW}$ der Ladungsfeldkomponenten proportional sein und zwar mit dem Proportionalitätsfaktor wegen der R_3-Vertrautheit des ähnlichen integralen Rauminspins der doppelte Kopplungsfaktor $a = 2\pi e$ zwischen optischen Raumsegmenten (gravitativ bedingt) des R_3-Universums und der kosmischen Bewegung in der Richtung H_4 der später liegenden R_3-Streckensäume sein. Als Bestimmungsgleichung kann also z.B. $B' : Q_0 = (V_{RR} : V_{EE}) \cdot (V_{DD} : V_{WW})$ verwendet werden. Einsetzen der Potentiale und Umsetzung liefert dann $a \Re A' = \eta \left(4 \cdot \frac{1-\sqrt{\eta}}{1+\sqrt{\eta}}\right)^2 Q_0$. Im Falle $k=1$ muß $B'(k=1) = 1$ und $B'(k>1) \neq 1$ sein, ~~nämlich $B'(k=1)$~~, wenn B' auf k bezogen wird. $B' : k + \cos \pi k = L \sim k-1$, weil Gleichung 191 a gilt. Andererseits muß L auch dem doppelten geometrischen Mittel und dem arithmetischen Mittel zwischen $k=1$ und k gemäß $L \sim 2 \cdot \sqrt{k}$ und $L \sim 1/2\,(k+1)$ proportional sein. Ferner muß sein

$L \sim Q_n + Q_m + Q_p + Q_0 + k(-1)^k \cdot 2^{k^2-1}$ =N229
sein, weil hier die ziehlich konstanten Q_j der $j \leq 4$ zusammen mit der Konfigurationsziffer k (letzter Term) eingehen müssen, sinnfachverhalt, der auch in L_5 hineinsichtlich $n_{(2)}$ eingeht. Wegen $(k+1) \cdot (k-1) = k^2 - 1$ gilt also $L \sim \sqrt{k}\,(k^2-1)\,N$, wobei der Proportionalitätsfaktor $F(q)$ allein von der Quantenzahl der d- oder e-Elementarteilchen abhängt. Es gilt also zusammen $B' : k + \cos \pi k = \sqrt{k}\,(k^2-1) \cdot N F$, wobei $F(q)$ in einen Anteil $g(q \equiv 1) \neq 0$, aber $g(q=0) \equiv 0$ und einen Anteil $\mathfrak{G}(q=1) = 0$, aber $\mathfrak{G}(q=0) \neq 0$ und $g(q>1) > 0$ spaltet, so daß $F = g + \mathfrak{G}$ zu setzen ist. Die Eigenschaften dieser beiden Ladungsfunktionen g und $\mathfrak{G}$, die gefordert werden, werden vollständig erfüllt durch $g \sim q$ und $\mathfrak{G} \sim -(1-q)$, wobei die Proportionalitätsfaktoren in $g = a' q$ und $\mathfrak{G} = -b'(1-q)$ wiederum die Verhältnisse interner Ladungsfeldpotentiale, nämlich $a' = V_E : V_g''$ und $b' = b'(k) \cdot V_E : V_{gg}''$ sind. Der Faktor b' wiederum kann als das Verhältnis der um 2 $k+1$ verminderten

Summe $\sum_{j=1}^{4} a_j$ zu a_n, also $b' = N' : a_n$
aufgefaßt werden, wenn nur kürzeste $N' = N - 2k - 1 - k(-1)^k \cdot 2^{k^2-1}$ verwendet wird. Einsetzen der Tetrapotentiale der Tetraederfeld-Komponenten liefert dann $q \cdot \sqrt{\eta_{12}} = q$ und $\sum a_n \cdot \eta_{12} = -(1-q)N'$, also $F \cdot \sqrt{\eta_{12}} = q - (1-q) \cdot \sqrt{\eta_{12}} \frac{N'}{a_n \cdot \sqrt{\eta_{12}}}$, was eingesetzt wegen $-\cos\pi k = (-1)^{k-1}$ als explizite Darstellung für B' den Ausdruck $B' = k\left(\sqrt{k}\,(k^2-1) \cdot \frac{N}{\sqrt{\eta_{12}}} \cdot \left(q - (1-q)\frac{N'}{a_n \cdot \sqrt{\eta_{12}}}\right) + (-1)^{k-1}\right)$ liefert. Zu $\mu_6 = \mu_{\frac{1}{2}} A' B'$ ist $\mu_{\frac{1}{2}} = \mu_+ - \mu_- = \mu_+ \left(1 - \frac{\lambda_-}{\lambda_+}\right)$ und $\mu_6 = \mu_+ \cdot \lambda_6'$ ist so daß sich für den Koeffizienten $\lambda_6 = A' B' \left(1 - \lambda_-/\lambda_+\right)$ ergibt. Mit den expliziten Darstellungen von A' und B' fällt also für λ_6 und λ_5, also die für die beiden noch fehlenden Koeffizienten die Darstellung:

$$2\lambda_5 = R\left(1 + k(k-1) \cdot 2^{k^2+3} \cdot NR\left(\frac{1-\sqrt{\eta_{4k}}}{1+\sqrt{\eta_{4k}}}\right)^2\right),$$

$$\eta R = 8\left(1 - \sqrt{\frac{\lambda_-}{\lambda_+}}\right) \cdot (1 - \eta(\omega)),$$

$$N = \sum_{j=1}^{4} a_j + k(-1)^k \cdot 2^{k^2-1},$$

$$\lambda_6 = \frac{\eta k}{a \cdot \lambda_+} \left(\sqrt{k}\,(k^2-1) \cdot \frac{N}{\sqrt{\eta_{12}}} \cdot \left(q - (1-q) \cdot \frac{N'}{a_n \sqrt{\eta_{12}}}\right) + (-1)^{k-1}\right) \cdot \left(1 - \frac{\lambda_-}{\lambda_+}\right) \cdot \left(4 \cdot \frac{1-\sqrt{\eta}}{1+\sqrt{\eta}}\right)^2 \cdot a_\sigma,$$

$a = 2\pi e$, $N' = \sum_{j=1}^{4} a_j - 2k - 1$ ..... 141 d.

Da λ_6 in H_6 der Faktor vor der Isomatrix-spinfunktion ist, muß λ_6 von q abräumbar und verwabt für $q = 0$ als auch wird auch ε-Hermitizität. Dies deshalb, weil in jedem Multiplett der Isomatrixspins die Terme als isomatrix (ineinander überführbare) R_3-Projektionen sind, und damit rewabt λ- als auch ε-Formen rein können, was auch für ~~stets~~ verb. Singulettts fällt.

Bis auf die Datstellung der Funktion q sind im Termselektor T; $m = M$ von 126 in der Summendarstellung $H = \sum_{i=1}^{2} H_{\frac{1}{2}}$ die Terme $j \leq 4$ explizit als Konfigurationsmatrizen gegeben, während $H_7 = q\mu_-$ wegen 190 der Trägheitsanteil eines elektrischen Radiusfeldes von der Quantenzahl $q = 0$ ist. Nach 191 d sind von $H_{5,6}$ der Trägheitsanteile Hostonischer Spinstrukturen auch die Elementarmatrizen $\mu_{5,6} = \lambda_{5,6}\,\mu_+$ explizit bekannt. Der im Hostonspin $\bar{\sigma} = i(\bar{\sigma}_\alpha \cdot s + \bar{\sigma}_\alpha j)(-1)^j$ grundsätzlich imaginäre Anteil s bezieht sich auf die imaginären R_j-Koordinaten und bedingt daher als Isomatrixspins hinsichtlich des Rotationsspins j den j-

faches Isomorphismus mit $0 \leq \varkappa \leq 2s$ mit $\frac{1}{2} = P + 1$ bei der angegebenen R_3-Abbildung. Jeder Komponente eines Isospinmultipletts kommt also der gleiche Raumspin zu, so daß $M_{(\varkappa)6} = 2\alpha_6 \mu_+ J_\varkappa = \alpha_6 \mu_+ Q_\varkappa$ für $\varkappa$ gilt. Der Faktor 2 entsteht hier, weil jeder inbegriffene Raumspin zwei antiparallele Einbettungsmöglichkeiten hat. Weil alle $\varkappa$ wegen dieses Raumspinisomorphismus den gleichen Raumspin tragen, gilt $Q_\varkappa = \frac{P}{2}$ und daher für den gesamten Trägheitsbeitrag $M_6 = \sum_{\varkappa=0}^{P} M_{(\varkappa)6} = \alpha_6 \mu_+ \cdot \frac{P}{2} = \alpha_6 \mu_+ Q (P+1)$, sodaß M_6 auch M ebenfalls vorliegt. Zu $M_5 = \alpha_5 \cdot \mu_+ \cdot f_s$ ist $f_s = 0$ oder $f_s \neq 0$ allein davon abhängig, ob $P = 0$ oder $P \neq 0$ ist. Jedenfalls muß auf jeden Fall $f_s \sim P$ sein. Ist $P > 0$, dann wird f_s auch von Q mitbestimmt, und zwar so, daß f_s durch den antikommutativen Anteil $\frac{1}{2}(P+Q)$ proportional ist. Damit wird aber $2 f_s = a_5 \cdot P (P+Q)$ und $2 |f_s| = P (P+Q)$, also $|a_5| = 1$ oder $a_5 = \pm 1$ und $2 f_s = \pm P (P+Q)$. Für $P > 0$ kommt $f_s > 0$ oder $f_s = 0$ allein von der Natur der ganzen Zahl $P + Q$ als gerade oder ungerade Zahl. Dann wird $f_s > 0$, wenn $P+Q$ gerade ist, dagegen wird $f_s < 0$, wenn $P+Q$ ungerade ist, so daß allgemein $2 f_s = P (P+Q) \cdot \cos \pi (P+Q)$ gilt. Da $P+Q$ mit den ganzen Zahlen P und Q zusammengesetzt ist, muß $P+Q$ selbst immer ganzzahlig sein, was $\cos \pi (P+Q) = (-1)^{P+Q}$ und somit $2 f_s = P (P+Q) \cdot (-1)^{P+Q}$ ermöglicht. Aus diesem Grunde gilt $M_5 = \mu_+ \cdot \frac{\alpha_5}{2} P (P+Q) \cdot (-1)^{P+Q}$, und in M sind bis auf α_5 sämtliche Bestimmungsstücke auf eine ganze Zahlen reduziert worden. Wird die Summe M explizit geschrieben, dann sieht man, daß die Koeffizienten stets in den Formen $\alpha_1/4$, $\alpha_2/6$, $\alpha_3/2$ sowie $\alpha_5/2$ und α_6 erscheinen. Aus diesem Grunde ist es immer, wenn gleichung 190 für die Eichfaktoren $\mu_\pm = 4 \mu \alpha_\pm$ zu setzen, $\mu \alpha_+$ vor die Klammer zu ziehen und die Summe mit $\varkappa 4$ zu multiplizieren. Ausdrückend können neue Koeffizienten $N_i (k, q)$ gemäß

$N_1 = \alpha_1$, $N_2 = 2\alpha_2$, $N_3 = 2\alpha_3$, $N_5 = 2\alpha_5$,

$N_6 = 4\alpha_6$ 191a

zu definieren. Nunmehr können die Teilsummen definiert werden, derart,

a) daß die Summe M explizit geschrieben,

$Q_\varkappa =$ dann sich, daß die Koeffizienten stets in den Formen $\alpha_1/4$, $\alpha_2/6$, $\alpha_3/2$ sowie $\alpha_5/2$ und α_6 erscheinen.

daß $\mathcal{G}(Q_j)^4_1$ nur von den zeitlich konstanten Beobachtungen Q_j, aber $S(n_j)^4_1$ von den zeitlich variablen Beobachtungen, bzw. $F(n_j, Q_j, \mathcal{G})^4_1$ von den nichtlinearen Verknüpfungen bestimmt werden, während $\Phi(P,Q,\mathcal{G})$ die Spinstruktur und den Kopplungsfeldanteil $H_{\mathcal{G}}$ enthält. Auf diese Weise ergibt sich als einheitliches Massenspektrum stationärer komplexer Hamiltonian die einfache Darstellung

$$H = \mu(\mathcal{G} + S + F + \Phi) \cdot \Delta_+ \quad \ldots\ldots 192,$$

welche als Spektralfunktion das diskrete Punktspektrum wiedergibt, das durch die Wirkung des Termselektors $T; m = H$ von Pseudokontinuum 126 separiert wurde. In dieser Form werden die Variationen

$$\mathcal{G} = Q_m^2 (1+Q_m)^2 N_1 + Q_m (2Q_m^2 + 3Q_m + 1) N_2 + Q_p (1+Q_p) N_3 + 4 Q_\sigma,$$

$$S = n^2 (1+n)^2 N_1 + m (2m^2 + 3m + 1) N_2 + p (1+p) N_3 + 4\sigma, \quad T = 2n Q_n (1+3(n + Q_n + n \cdot Q_n) + 2(n^2 + Q_n^2)) \cdot N_1 +$$

$$+ 6m Q_m \cdot (1 + m + Q_m) \cdot N_2 + 2p Q_p N_3 +$$
$$+ 4\mathcal{G}, \quad \Phi = P(P+Q) \cdot (-1)^{P+Q} N_5 +$$
$$+ Q(P+1) N_6 + 4q \cdot \frac{\Delta_-}{\Delta_+} \quad \ldots\ldots 192a$$

eingeführt. *

Die Beziehungen 190 bis 192a beschreiben vollständig das dem Spektrum 126 überlagerte diskrete Punktspektrum der stationären (also paralysierbaren) σ- und Δ-Hamiltonien. Die Funktion H wird dabei (als ~~so~~ zahlentheoretische Funktion ganzzahliger Indizes) von den ganzzahligen Zahlenparametern n_j der Protosimplexbeobachtungen und den Quantenzahlen $\mathcal{G}, P, Q$ und q bestimmt. Während für diese Quantenzahlen Erhaltungssätze, also Invariationsforderungen ~~des~~ oder Symmetrieprinzipien gelten, sind die n_j als Parameter einzelnen derartigen Prinzipien nicht unterworfen. Die durch das Konfigurationsspektrum bedingte Basisdynamik ist dennoch auf jeden Fall als relativistische Dynamik eine Folge höherer Symmetrien die zumindest auf den Quantenzahlzentren $(\mathcal{G}, P, Q, q)$ verschiedener

Zur Ermittlung der noch unbekannten Funktion χ muß einerseits festgestellt werden, ob dieser Quantenzahlenkontakt vollständig ist, bzw. wie er gegebenenfalls vervollständigt werden kann, und andererseits ist zu untersuchen, welche kanonischen Drehimpulsregeln (im Analogie zu Gleichung 1 q 1 a) für die Quantenzahlen und die n_i - Quantentupeln $j \leqq 4$ gelten, denn nicht jede ganze Zahl und nicht jedes Quantentupel ganzer Zahlen kann zugelassen werden, weil sonst K ebenfalls ein Pseudokontinuum wäre, was aber mit der Empirie auf keinem Falle vereinbar erscheint.

In der Darstellung des integralen Drehimpulses $\bar{\sigma} = i\,(\bar{r}_\sigma\, s + \bar{\tau}_\sigma\, j)\,(-1)^{\gamma}$ ist $\bar{r}_\sigma$ der Einheitsvektor im Bereich der imaginären Drehsektoreinheiten des R_6, während sich $\bar{\tau}_\sigma$ als Einheitsvektor auf den R_3 bezieht, so daß $\bar{r}_\sigma^2 = \bar{\tau}_\sigma^2 = 1$, aber $\bar{r}_\sigma \perp \bar{\tau}_\sigma$ gilt. Die halbzahligen Größen s und j in $\bar{\sigma}$, dargestellt durch die ganzen Zahlen $\gamma = 2s$ und $\varrho = 2j$ beschreiben als Q den Rotationsspin der Rappeltern

Komplexen Harmonie und als P den Isomorphismus der jeweiligen Raumspinstruktur bei der zugeordneten R_2 - Abbildung dieser Harmonieform. Die Gesamtheit isomorpher Abbildungen bildet dann den Isomorphismenkomplex $\chi = 2s+1 = P+1$, während in Analogie hierzu auch ein Raumspinmultiplett $\chi_R = 2j+1 = Q+1$ hinsichtlich der Einstellungsmöglichkeiten des Raumspins definiert werden kann. Für die Isomorphismen gilt auf jeden Fall $P \geqq 0$, doch kann $\chi \leqq \chi_{max}$ eine obere Schranke nicht überschreiten, die ihrerseits gemäß $\chi_{max} = \frac{1}{2} k + 2$ auf Grund der Definition von k durch diese Konfigurationszahl bestimmt wird. Vergleich mit $\chi_{max} = P_{max}+1$ liefert dann für die maximale Zahl der Isomorphismen $P_{max} = \frac{1}{2} k$, so daß für diese Isomorphismen $P \leqq P_{max}$, so daß für diese Isomorphismen der strahlonischen Raumspinstruktur das Intervall $0 \leqq P \leqq \frac{1}{2} k$ maßgeblich ist. Hiermit begrenzt k durch dieses Intervall die Zahl der möglichen Raumspinisomorphismen. Werden χ und χ_R variiert, dann folgt aus diesen ganzzahligen Variationen die Verknüpfung $\chi_R \cdot \delta\chi_R = (\chi_{max} - 1) \cdot \delta\chi$, die auch in der Form

$(1+Q)\,\mathcal{F}\,Q = P_{max}\cdot \mathcal{F}P = \overset{(k+1)}{\cancel{2k}}\,\mathcal{F}P$ geschrieben werden kann. Da nun Q sich prinzipiell nur um $\mathcal{F}Q = 2$ ändern kann, wird $1+Q = k\,\mathcal{F}P$, wobei im allgemeinen $\mathcal{F}P = 1$ ist, doch gibt es auch die Möglichkeit $\mathcal{F}\underline{P} = 2$ mit $Q = \underline{Q}$ im $0 \leqq P \leqq 2k$, so daß hier $1+\underline{Q} = 2k$ oder $Q = k-1$ bei P und $\underline{Q} = 2k-1$ bei $\underline{P}$ gilt. Es gibt also für einen Wert k im Intervall der Isomorphismen mindestens eine Stelle $\underline{P}$, an welcher $Q = k-1$ um $\Delta Q = k$ auf $Q = 2k-1$ erhöht wird. Zur vollständigen Beschreibung muß es nunmehr darauf ankommen die Lage dieser Sprungstellen im Intervall der Spinisomorphismen (also $\underline{P}$) zu ermitteln. Mit den Konstanten β β_1, β_2 und β_3 wird es möglich die Vielfachheit durch drei Funktionen H, Y und Z exponentiell darzustellen und zwar als $\underline{Y} = \beta_1 + e^{H}$, sowie $\underline{Y} + Y_{max} = \beta_2 + e^{Y}$ und $Y_R = \beta_3 + e^{Z}$, wobei am Symmetriepunkten $\beta_1 = 2$ und $\beta_3 = 1$, aber $\beta_2 = 2\beta_1 + \beta_3 = 5$ ist. Zur Bestimmung von $\underline{P}$ kann davon ausgegangen werden, daß H das arithmetische Mittel von Y und Z darstellt, was zur Bestimmungsgleichung $2H = Y + Z$ führt. Mit $H = \ln(\underline{Y} - 2)$, sowie $Y = \ln(\underline{Y} + Y_{max} - 5)$ und $Z = \ln(Y_R - 1)$ wird also nach Potenzierung und Einsetzen der Vielfachheit $(\underline{P}-1)^2 = Q(\underline{P} + 2 + 2k - 5) = Q(\underline{P} - 5 + 2\cdot(k+1)) = \underline{P}Q - 5Q + 2(k+1)Q$ oder mit $Q = k-1$ auch $\underline{P}^2 - \underline{P}(k+1) = 2(k+1)\cdot(k-1) - 5k + 5 - 1 = 2(k^2+1) - 5k$ bzw. $\underline{P}^2 - \underline{P}(k+1) + 5k = 2(k^2+1)$. Diese quadratische Gleichung liefert die beiden Lösungen $\underline{P}_{1,2} = \tfrac{1}{2}(k+1) \pm \tfrac{3}{2}(k-1)$ und explizit $\underline{P}_1 = 2k-1$, sowie $\underline{P}_2 = 2-k$. Damit sind aber auch die beiden Stellen $\underline{P}$ im $0 \leqq P \leqq 2k$ einer Raumspiegelung ebenso auf k reduziert worden wie Q und $\underline{Q}$.

Von den Quantenzahlen k, P, Q und q der Spektralfunktion 192 sind k, P und Q fundamentaler Art, während q abgeleitet rein auf Grund (k, P, Q) von der spezifischen Form c oder d komplexer Geometrie unabhängig ist. Die letzte fundamentale Quantenzahl müssen aber die strukturellen Elemente komplexer Geometrie vollständig

unterscheiden, so daß prinzipiell jeder elementarstruktur ein spezifischer Sorte zukommt, derart, daß bei einer Identität dieser Quantenzahlensorten zwangsläufig die zugehörigen Elementarstrukturen identisch sein müssen. Bei diesem Sonde existiert nicht für $k=1$ bei $P=1$ ein Widerspruch; denn es kennzeichnen $\underline{P}_1 = \underline{P}_2 = 1$ ebenfalls Dubletts mit $\underline{Q}=1$, aber $Q=0$. Bei $k=1$ existieren also ein Skalardublett $(1,1,0)_{(1)}$ und zwei Spinordubletts $(1,1,1)_{(2)}$ und $(1,1,1)_{(3)}$, die verschiedenen Spinorbasen entsprechen müssen, aber trotzdem von gleicher Sorte fundamentaler Quantenzahlen $(1,1,1)$ bestimmt werden. Bei diesem Sonde kann der Sorte (k,P,Q) unmöglich vollständig sein, so daß zur Begründung fundamentaler Symmetrien höherer Ordnung einer relativistischen Basisdynamik noch eine fundamentale Quantenzahl x als Dublettzahl definiert werden muß, welche den fundamentalen Sorte zu (k,P,Q,x) ergänzt und nur ein Fall der Dubletts $x=1$ erreichen kann, während im übrigen $x=0$ ist. Ist dann Einheitselement $\hat{E}_{ik}$ und $\hat{E}$ wird dann $x = \sigma_{1,P}$, wobei der Proportionalitätsfaktor für das erste Dublett verschwindet, und für die übrigen den Wert 1 erhält. Für $\lambda \geq 1$ die laufende Ziffer der möglichen Dubletts, dann wäre $x(\lambda) = (1-\sigma_{1,\lambda}) \cdot \sigma_{1,P}$ zu setzen, so daß nur noch die obere Schranke für λ zu ermitteln bleibt. Ist $\lambda_{max} \geq \lambda$ diese obere Schranke, dann könnte λ_{max} additiv um die Differenz der Kosinus von $\pi\underline{Q}$ und πQ erhöht, als die Differenz zwischen $\underline{Q}$ und Q aufgefaßt werden. Demnach erscheint λ_{max} nur noch von k bestimmt zu sein, so daß für Kürzung $\lambda_{max} = \lambda_k$ in $\lambda_k + \cos.\pi\underline{Q} - \cos.\pi Q = \underline{Q} - Q$ zu setzen ist. Hierin ist $\underline{Q} - Q = k$ und wegen der Ganzzahligkeit $\cos\pi\underline{Q} - \cos\pi Q = -(-1)^{2k} + (-1)^k = -1 + (-1)^k$, was eingesetzt $\lambda_k = 1 + k - (-1)^k = 1 - k + 2k - (-1)^k$ liefert. Hierin ist sowohl für $k=1$ als auch für $k=2$ stets $2k - (-1)^k = 3$, also $\lambda_k = 4 - k$, wodurch

die Schranke $1 \leqq \lambda \leqq \lambda_k$ besteht ist. Werden in $\underline{P}$ die individuellen verbunden, dann werden die möglichen fundamentalen Quantenzahlen Quadrupel $(k\, P\, Q\, \varkappa)$ durch das System

$k = 1,\ k = 2,\ 0 \leqq P \leqq 2k,\ \underline{P}_1 =$
$= 2 - k,\ \underline{P}_2 = 2k - 1,\ Q(P) =$
$= k - 1,\ \underline{Q}(\underline{P}) = 2k - 1,\ \varkappa(\lambda) =$
$= (1 - \delta_{1,2}) \cdot \delta_{1,P},\ 1 \leqq \lambda \leqq \lambda_k = 4 - k \ldots$
$\ldots\ldots\ldots\ldots 143$

vollständig beschrieben und die Konfigurationszahl k reduziert.

Die Verteilung der d-Hermitie in einem solchen vorgegebenen Multiplett der Spinisomorphismen kann nun aufgrund der R_3-Projektion des grundsätzlich imaginären Anteils von s linearer Natur sein. Kennzeichnet $q_\varkappa$ mit $0 \leqq \varkappa \leqq 2s = P$ die Fadenquantenzahl (mit Vorzeichen) der Komponente $\varkappa$ des aus $P+1$ ~~des aus~~ isomorphen Abbildungen bestehenden Multipletts, dann wäre für diesen Ansatz $q_\varkappa = s_\varkappa \cdot A + B$ zu wählen wobei zumindest $B\,(R^{\pm}_{4})$ von der Zeitstruktur abhängig sein muß, während $|q_\varkappa| = q$ fix, so daß in der tatsächlich 243
den Ladung wegen der Implikation der Ladungsvorzeichen in $q_\varkappa$ diese Quantenzahl mit $|e_\pm|$ zu multiplizieren ist. Die im Ansatz für $q_\varkappa$ verwendete Größe $s_\varkappa$ kann wegen der laufenden Ziffer $0 \leqq \varkappa \leqq P$ im Multiplett auch in der Form $s_\varkappa = s - \varkappa$ ~~oder~~ oder $2s_\varkappa = P - 2\varkappa$ gedeutet werden. Da die Multiplettkomponenten durch s und $\bar{\sigma} = i(\bar{\sigma}_0 s + \bar{\sigma}_0 s)(-1)^P$ in den R_3 projizierte antagonale Isomorphismen der stationären Raumspinstruktur s einer allgemeinen R_6-Kondensation sind, können sie als verschiedene Zustände des R_3-Durchschnittes der polimetrischen und symmetrischen R_6-Struktur mit den Eigenwerten $q_\varkappa = 0$ der c-Hermitie oder $q_\varkappa \neq 0$ der d-Hermitie aufgefaßt werden, die dann ineinander der wegen des Isomorphismus transmutierbar sein müssen. Als Folge solcher isomorpher Transmutationen muß es eine kanonische Transformation $b\,(R^{\pm}_{4})$ geben, die im Wesentlichen von der Zeitstruktur des R_4-Zustandes abhängen muß.

rodal Stetigkeitsbedingung die Eigenschaft $q_\varkappa = 0$ oder $q_\varkappa \neq 0$ auf die $\mathfrak{N}+1$ Teilmannigfaltigkeiten $\varkappa$ verteilt. Tatsächlich kennzeichnet $\vec{v}$ mit den $\mathfrak{N}$ linearen Abhängigkeiten $\sum_R$, der auf sehr vielen stetigkeitsmöglichen Kurven singulären aufgebaut ist, welche über Konjunktivgesetze mit probabilistischen Konjunktionen mehrfacher Zustände konjugieren und über Schemata von Kondensationsquellen, Kondensationssenken oder Kondensationsstrecken (der jeweiligen polymeteorischen Determinationsform entsprechend) zyklische Flugaggregate bilden, welche den Befangenheitsraum mindestens einmal periodisch den Befangenheitsraum herstellen müssen, sofern der Haftpunkt $\mathfrak{P}$ eine $\varkappa_4$-Erstreckung (also eine zeitliche Existenz) definieren soll. Mit der Wahrscheinlichkeit $\vec{v}$ gilt zwar für die Eigenvektoren symmetrischer Kondensationsmodule $\vec{\pi} \perp \vec{v}$, doch existiert zu jedem dieser Eigenwerte $\vec{\pi} = \vec{\pi}^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)}$ ein hierzu normaler stetigkeitlicher Grundzustand im einem Probesimplex. Da alle diese Funktionen über die Konjunktoren von Kondensationsquellen, Kondensationssenken oder Kondensationsstrecken (der jeweiligen polymeteorischen Determinationsform entsprechend) zyklische Flugaggregate bilden, welche den Befangenheitsraum mindestens einmal periodisch den Befangenheitsraum herstellen müssen, sofern der Haftpunkt $\mathfrak{P}$ eine $\varkappa_4$-Erstreckung (also eine zeitliche Existenz) definieren soll. Mit der Wahrscheinlichkeit $\vec{v}$ gilt zwar für die Eigenvektoren symmetrischer Kondensationsmodule $\vec{\pi} \perp \vec{v}$, doch existiert zu jedem dieser Eigenwerte $\vec{\pi} = \vec{\pi}^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)}$ ein hierzu normaler stetigkeitlicher Grundzustand im einem Probesimplex. Da alle diese Funktionen über die Konjunktoren von Kondensationsquellen, Kondensationssenken oder Kondensationsstrecken (der jeweiligen polymeteorischen Determinationsform entsprechend) zyklische Flugaggregate bilden, welche den Befangenheitsraum mindestens einmal periodisch den Befangenheitsraum herstellen müssen, sofern der Haftpunkt $\mathfrak{P}$ eine $\varkappa_4$-Erstreckung (also eine zeitliche Existenz) definieren soll. Mit der Wahrscheinlichkeit $\vec{v}$ gilt zwar für die Eigenvektoren symmetrischer Kondensationsmodule $\vec{\pi} \perp \vec{v}$, doch existiert zu jedem dieser Eigenwerte $\vec{\pi} = \vec{\pi}^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)}$ ein hierzu normaler stetigkeitlicher Grundzustand im einem Probesimplex. Da alle diese Funktionen über die Konjunktoren von Kondensationsquellen, Kondensationssenken oder Kondensationsstrecken (der jeweiligen polymeteorischen Determinationsform entsprechend) zyklische Flugaggregate bilden, welche den Befangenheitsraum mindestens einmal periodisch den Befangenheitsraum herstellen müssen, sofern der Haftpunkt $\mathfrak{P}$ eine $\varkappa_4$-Erstreckung (also eine zeitliche Existenz) definieren soll. Mit der Wahrscheinlichkeit $\vec{v}$ gilt zwar für die Eigenvektoren symmetrischer Kondensationsmodule $\vec{\pi} \perp \vec{v}$, doch existiert zu jedem dieser Eigenwerte $\vec{\pi} = \vec{\pi}^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)}$ ein hierzu normaler stetigkeitlicher Grundzustand im einem Probesimplex. Da alle diese Funktionen über die Konjunktoren von Kondensationsquellen, Kondensationssenken oder Kondensationsstrecken (der jeweiligen polymeteorischen Determinationsform entsprechend) zyklische Flugaggregate bilden, welche den Befangenheitsraum mindestens einmal periodisch den Befangenheitsraum herstellen müssen, sofern der Haftpunkt $\mathfrak{P}$ eine $\varkappa_4$-Erstreckung (also eine zeitliche Existenz) definieren soll. Mit der Wahrscheinlichkeit $\vec{v}$ gilt zwar für die Eigenvektoren symmetrischer Kondensationsmodule $\vec{\pi} \perp \vec{v}$, doch existiert zu jedem dieser Eigenwerte $\vec{\pi} = \vec{\pi}^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)}$ ein hierzu normaler stetigkeitlicher Grundzustand im einem Probesimplex. Da alle diese Funktionen über die Konjunktoren von Kon-

junktive den gesamten polymeteorischen Flugverlauf aufbauen, und der integrale polymeteorische Flugpfad zeitlich periodisch (mit mindestens einer Periode) vorausgesetzt werden muß, existiert hinsichtlich des Übergangsraumes $\sum_R$ und zwar bezogen auf die Zeitkoordinate $\varkappa_4$ eine Art „Schrumpfung" der mit Π bezeichnet werden soll. Für diesen Vektor ist die Orthogonalität zu $\vec{v}$ keineswegs gegeben; denn $\measuredangle(\vec{\Pi}, \vec{v}) \neq \pi/2$ und $\vec{v} \parallel \vec{\varkappa}_4$ entspricht den zeitlichen Richtungswinkeln λ_4 der räumlichen Weltgeometrie für den sich $\det a_{\mu\nu} \neq 0$ ergab. Die Parallelität $\vec{v} \parallel \vec{\varkappa}_4$ kann wegen des relativen Charakters rationaler zeitlicher Abänderungen (im R_3) stets erreicht werden. Hilbert fand für den Krümmungsraum $\cos(\vec{\Pi}\,\vec{v}) = a \neq 0$. Da überall $a \neq 0$ wurde die Endlichkeit $-\infty < a < +\infty$ (durch den Kosinus gesetzt) gegeben ist, kann die Normierung $\frac{1}{a\cos(\vec{\Pi}, \vec{v})} = \pm 1$ durchgeführt werden, was genau $\varepsilon\left(R^{\pm}_4\right) = \pm 1$ als sogenannte zeitliche Richtung direkt die Zeitkonstantisierung

des Feldaggregates wiederspieb. $\varepsilon = +1$ kennzeichnet dabei eine inhärente Konjunktionsspinstruktur hinsichtlich R_4 der physikalischen Raumzeit R_4^+, also der kosmischen Bewegung des physikalischen Universums, während $\varepsilon = -1$ die Spinstruktur auf die Antiraumzeit R_4^- bezieht. Nach der symmetrischen Zuordnung derartiger Konfigurationsflüsse zyklischer Art muß es zu jedem zyklischen Feldaggregat eine quantisierte isomere Struktur geben, die als antisymmetrische Bildung (also spiegelsymmetrisch) des zyklischen Feldaggregates aufgefaßt werden kann. Diese Antisymmetrie muß sich aber auch auf die Reflexivität hinsichtlich der Zeitkoordinate auswirken, was als $\varepsilon = -1$ erscheint. Hierin bedeutet $\varepsilon = -1$ als Faktor die quantisierte isomere Antistruktur zur skalaren Spinstruktur $\varepsilon = +1$, was zugleich als Interpretation der Zeitreflexivität $\varepsilon = \pm 1$ zu verstehen ist. Anders ausgedrückt bezieht sich $\varepsilon = +1$ auf $\neq (\bar{\pi}^{\pm}, \bar{\gamma}^{\pm})$ und $\varepsilon = -1$ auf $\neq (\bar{\pi}^{\pm}, \bar{\gamma}^{\mp})$ oder $\neq (\bar{\pi}^{\mp}, \bar{\gamma}^{\pm})$; denn die Begriffe R_4^+ oder R_4^- sind relativ zur Natur, was durch diese Bezugnahme von ε auf $\neq (\bar{\pi}, \bar{\gamma})$ in den $R_4^{\pm}$ ausgedrückt wird. Hiermit kennzeichnet D irgendeine Hermitizitätsstruktur hinsichtlich $\varepsilon = +1$, dann werden die mit D quantisierten isomere Antistruktur $\varepsilon = -1$ durch $\bar{D}$ im folgenden gekennzeichnet. Wegen der Relativität der $R_4^{\pm}$ hinsichtlich dieser Spiegelsymmetrie würde $\varepsilon^{\pm}(R_4^{\pm}) = \pm 1$ die reelle Schreibweise. Da die phänomenologischen erscheinenden hermitischen Elementarstrukturen auf 142 auf den R_4^+ bezogen sind, werde $\varepsilon^+ = \varepsilon = \pm 1$ nur Fürsorge genommen.

Bei der Projektion des allgemeinen Strahlenspins $\bar{\sigma}$ in den R_3 erhält $\bar{r}_0 \bullet \bar{\sigma} = i s$ rein imaginär mit $\bar{r}_0 \cdot \bar{\sigma} = i\,(-1)^{\gamma}$ im Falle ganzzahliger γ ebenfalls imaginär und reell bei halbzahligem γ, wobei $\bar{\sigma}_0 \perp \bar{r}_0$ stets erreichbar ist. $Q = 2\gamma$ kennzeichnet die Tensor- und Spinartenzahl (gerade oder ungeradzahlig) oder als Raumspin erscheinenden Anteiles des ineffektiven Konjunktionsspins, während $P = 2s$ die Zahl der $0 \leq x \leq P$ Raumspinisomorphismen mit den Multiplettkomponenten

$2 s_x = 2(s-x) = P - 2x$ aufgibt. Zu diesem Grunde muß es neben der Zeilenelizität noch zwei weitere Formen des Helizitätsbegriffes geben, nämlich die Isohelizität $\varepsilon_P = \varepsilon \cos \pi x_P$ und die Raumhelizität $\varepsilon_Q = \varepsilon \cos \pi x_Q$, je nachdem ob sich die Helizität auf die Komponente π_0 oder $\bar{\pi}_0$ des irreduziblen R_6-Konjugiertbarspins $\bar{\sigma}$ bezieht. Hierin müssen sich die auf Q bezogenen Größen $x_{P,Q}$ aus den möglichen Zweierkombinationen für $x>0$ der s_x, nämlich $\underline{N}$ und der Doppelziffer x (im Falle P) oder $Q \cdot Q_{min}$ (im Falle Q) zusammensetzen. Weil aber $Q_{min} = k-1$ nach 193 ist, gilt $x_{P,Q} : Q = \underline{N} + (x, Q(k-1))$. Wegen $x>0$ gilt für die Zweierkombinationen $1 \leqq x \leqq 2s = P$ (weil in $0 \leqq x \leqq P$ der Beitrag $x=0$ ausgeschlossen werde), daß $\underline{N}$ nur 2 Kombinationen hat. Ist P rein ungerade, so daß $\underline{N} = (\frac{P}{2})$ und somit $x_P = Q(x + (\frac{P}{2}))$ und $x_Q = Q(Q(k-1) + (\frac{P}{2}))$, also $\varepsilon_{P,Q} = \varepsilon \cos \pi Q((x, Q(k-1)) + (\frac{P}{2}))$ für die Iso- und Raumhelizität geschrieben werden muß. Nun gibt es die Verhältnisse $V_x = (x_{max} + x) : (Q_{min} + x)$ und $V_k = k_{max} : k$, die sich zueinander so verhalten, wie die Summe der Helizitätskomponenten des Drehimpulses $P \varepsilon_P + Q \varepsilon_Q$ vom Unitärtensor distributor (also der konfigurativen Transformationen) $\mathcal{C}$ der ε- und α-Harmonien im Oktaplex der Raumspinorsmannigfaltigkeit. Hierin gilt $V_x : V_k = (P \varepsilon_P + Q \varepsilon_Q) : \mathcal{C}$ oder $\mathcal{C}(x_{max} + x) \cdot k = k_{max} \cdot (P \cdot \varepsilon_P + Q \cdot \varepsilon_Q) \cdot (Q_{min} + x)$. Nach 193 und 191a ist aber $x_{max} = 1$ sowie $Q_{min} = k-1$ und $k_{max} = 2$, was für den Unitärtensordistributor

$$k(1+x)\mathcal{C} = 2 \cdot (P \varepsilon_P + Q \varepsilon_Q)(k-1+x) \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots 194$$

explizit liefert. Für die Helizitäten gilt dabei

$$\varepsilon^{\pm}(R^{\pm}_{\frac{1}{4}}) = \pm 1, \quad \varepsilon^{+} = \varepsilon = \pm 1, \quad \varepsilon_{P,Q} = \varepsilon \cos \pi Q((x, Q(k-1)) + (\tfrac{P}{2})) \ldots \ldots \ldots 194a$$

Hieraus wird unmittelbar deutlich, daß sich der Unitärtensordistributor hinsichtlich der Zeilenelizität antisymmetrisch verhält, wie ε als Faktor auftritt, der so daß wegen $\varepsilon^2 = +1$ in $\mathcal{C}$ diese Antisymmetrie wieder aufgehoben wird.

Im Ausdruck $q_x = s_x A + B$ ergibt sich der von der Zeilenelizität bedingte Summand B als eine Summe von zwei arithmetischen Mitteln, nämlich $4B_1 =$

$= \mathfrak{b} + \varepsilon Q_{min}$ und $2 B_2 = -\varepsilon(Q \underline{P}_1 + \varkappa Q \underline{P}_{-1}) =$
$= -\varepsilon(1+\varkappa) Q(2-k)$ nach 193, oder
für $\underline{B} = \underline{B}_1 + \underline{B}_2$ auch $2\underline{B} = \mathfrak{b} + \varepsilon(k-1-(1+\varkappa)$
$\cdot Q(2-k))$, während der Faktor A die
Komplementaritätsbedingung $A + \varkappa Q \underline{P}_1 = 1$ erfüllt,
so daß $A = 1 - \varkappa Q(2-k)$ gilt. Wird
$2 b_\varkappa = P - 2\varkappa$ berücksichtigt, dann gilt
für die elektrische Ladungsquantenzahl $q_\varkappa$ (mit Vorzeichen) der Kompo-
nente $\varkappa$ des Multipletts $0 \leqq \varkappa \leqq P$ isotopischer Raumspinstrukturen die
explizite Darstellung

$$2 q_\varkappa = (P - 2\varkappa)(1 - \varkappa Q(2-k)) + \mathfrak{b} + \varepsilon(k-1-(1+\varkappa) Q(2-k)), \quad 0 \leqq \varkappa \leqq P, \quad |q_\varkappa| = q \quad \text{---} \quad 195,$$

wonach auch $q_\varkappa$ hinsichtlich ε spiegelsymmetrisch erscheint, derart, daß diese
Invarianz bei Vertauschung von
beim Ladungsoktettumfang in $\mathfrak{E} q_\varkappa$ ausgeglichen wird.

Wegen der Antisymmetrie der
Helizitäten und der Helikomponenten
$P \in_P$ bzw. $Q \in_Q$ des integralen Hadronraums gilt hinsichtlich der $R_4^{\pm}$ nach
194 und 195 unmittelbar $\mathfrak{C}(R_4^+) + \mathfrak{C}(R_4^-) =$
$= q_\varkappa(R_4^+) + q_\varkappa(R_4^-) = 0$, so daß sich diese
strukturellen Eigenschaften hadronischer
Wechselwirkungen und ihrer Antistrukturen

spiegelsymmetrisch voneinander verhal-251
ten, was auch die Invariantentheorie
von $\bar{1}$ voraussetzt.

Wegen dieser Kompensation nor-
malisierter Helikomponenten durch die-
jenigen der Antistrukturen kann es also
zwischen R_4^+ - und R_4^- - Strukturen keine
stabilen oder metastabilen Zustände
geben. Die in 194 a definierte Ge-
nau Raumspezifität entscheidet dem-
nach die in $\mathfrak{C} \bar{\times} 4$ entstandene Alterna-
tive ob es nur Raumzeit R_4^+ und
der Schar der Parastrukturen eine Antiwelt
gibt, oder ob die Antiwelt strukturen
mit den Weltstrukturen in einer Raum-
zeit existieren, derart, daß makroskopische
Korpuskeln und Antikorpuskeln ein raumzeitliches Gemisch im R_3 bilden. Wegen
194 a entfällt aber aufgrund der
algebraischen Eigenschaften normierter Helikomponenten die zweite
Möglichkeit vollständig, weil sich in
den kontinuierlichen Übergängen zwi-
schen materiellen und antimateriellen
Bereichen wegen des Fehlens stabiler
Zustände die Korrespondenz zwischen
Materie und Antimaterie nur in der
inversen Form $(c, \alpha) + (\bar{c}, \bar{\alpha}) \to (a, b)$
realisieren kann, was aber eine wesentli-

intentivere χ_5-Komponente in der kosmischen Ultrastrahlung zur Folge haben müßte, die darüberhinaus noch völlig isotrop zu sein hätte. Die Beziehung 194 a führt also zu einer Aussage über die Weltstruktur, wonach zu der zeitlich telezentrierten R_4^+-Area und ihren Parametern $R_4^{+\nu}$ mit $\nu \geqq 0$ in Richtung χ_5 eine antiparallel telezentrierte R_4^--Area mit der spiegelsymmetrischen Schar von Antiparametern $R_3^{-\nu}$ existiert. Entsprechendes muß dann auch für die sphärentheoretischen des Weltentstehungs und -Endes gelten, derart, daß jeweils die Antitheoretiken zu Ursprung und Ende der R_4^+-Area die End- und Ursprungstheoretiken des R_4^- sind, weil $\cos(\vec{y}^+, \vec{y}^-) = -1$ für alle später oder früher liegenden χ_5-Schnitte der R_4^+-Areale gilt.

Gibt es $1 \leqq \mu \leqq L(k)$ Multiplett isomorpher Raumsphärentheoretiken von denen jedes aus $0 \leqq \varkappa \leqq P_\mu$ Komponenten besteht, also mit $\mathfrak{y}_\mu = 1 + P_\mu$ Isomorphismen besteht ist, dann können $\varkappa$ energetische Beiträge (jeder bezogen auf $\mathfrak{y}_\mu$) hinsichtlich $\mathfrak{C}_\mu$, Q_μ und $\varkappa_\mu$ ermittelt werden, welche ein Energieprinzip definieren. Ist w der Imaginärteil der Weltgeschwindigkeit, also der kosmischen Bewegung der R_3 im R_6 längs χ_4, dann wäre $E_+ = \mu_+ \cdot w^2$ die gegen $\mathfrak{C}$ invariante Energie eines elementaren Prototheoriplexes gemäß Gleichung 190. Für die vier energetischen Beiträge kann dann bezogen auf die jeweilige Multiplettbesetzung $E_1^{(\mu)}: \mathfrak{y}_\mu = E_+ \cdot \varepsilon \mathfrak{C}_\mu$, ferner $E_2^{(\mu)}: \mathfrak{y}_\mu = E_+ \cdot Q_{min}$, sowie $E_3^{(\mu)}: \mathfrak{y}_\mu = a(k) E_+ Q_\mu$ und $E_4^{(\mu)}: \mathfrak{y}_\mu = a(k) E_+ R_\mu$ (Q_μ) getrieben werden, derart, daß die Zusammenfassung $E'_\mu = E_1^{(\mu)} + E_2^{(\mu)}$ und $E''_\mu = E_3^{(\mu)} + E_4^{(\mu)}$ möglich wird. Ist $R_\mu = const$ eine dem Multiplett μ energetisch kennzeichnende Konstante, dann wäre $E'_\mu = R_\mu + E''_\mu$ für $k = 1$, aber $E'_\mu = R_\mu$ für $k = 2$ gültig. Da explizit $E''_\mu = a(k) E_+ \mathfrak{y}_\mu \cdot (1 + \varkappa_\mu) Q_\mu$ gilt, kann mit $a(k) = \frac{P}{P-1}$ sein; dann mit wieder dieser Voraussetzung wird $a(k=1) = 1$ und $a(k=2) = 0$. Es gilt also explizit wenn $Q_{min} = k - 1$ und $P_{-1} = 2 - k$ nach 193 beziehungsweise gilt $\varepsilon \mathfrak{C}_\mu \mathfrak{y}_\mu + (k-1)\mathfrak{y}_\mu = \mathfrak{y}_\mu (1 + \varkappa_\mu) \cdot Q_\mu \cdot (2-k) + R_\mu : E_+$ oder

läuft $1 \leqq \mu \leqq L(k)$ summiert, $S' = \sum_{\mu=1}^{L} \cdot \frac{1}{2}(\varepsilon c_\mu + k - 1)$ und $S'' = \sum_{\mu=1}^{L} \cdot y_\mu (1 + x_\mu) Q_\mu (2 - k)_L$, was ein - gesetzt $S' - S'' = \frac{1}{E_+} \sum_{\mu=1}^{L} P_\mu$ liefert. Mit den mit von k abhängigen Proto- simplexbedingungen Q_p und Q_σ der Meso- und Ektensorie können die Energien $E_p = E_+ \cdot Q_p$ und $E_\sigma = 2E_+ \cdot Q_\sigma$ definiert werden, derart, daß die Summe aus $\sum_\mu P_\mu$ und $2E_+$ mit der Differenz dieser beiden Energien, also $E_p - E_\sigma$ identisch wird. Da $2E_+ + \sum_\mu P_\mu = E_p - E_\sigma$ wird wegen $Q_p = 2^{k^2+1} + 2 \cdot (-1)^k$ und $Q_\sigma = 2^{k^2} - 1$ zwischen $E_p - E_\sigma = 2E_+ (1 + (-1)^k)$ oder nach Kürzung der Protosimplexener- gie nach Substitution der Konstanten- summe $S' - S'' = 2(-1)^k$, beziehungs- weise $\varepsilon (S' - S'') = 2\varepsilon (-1)^k$. Ein Mul- tiplett isomorpher Rotationsstruk- turen besteht aus $0 \leqq \varkappa \leqq P_\mu$, also $y_\mu = 1 + P_\mu$ Isomorphismen, so daß jede Summe der Form $\sum_\mu y_\mu B_\mu = \sum_\mu \sum_\varkappa B_\varkappa^{(\mu)}$ als Doppelsumme aufgefaßt werden kann, wobei $B_\varkappa^{(\mu)} = B_\mu$ bleibt, wenn diese Größe nicht von Eigenschaften abhängt, die je- nen der betreffenden Isomorphismen nicht invariant sind. Diese Be- dingung ist aber im Falle $S' - S''$ er- füllt, so daß $\varepsilon (S' - S'') = \sum_\mu \varepsilon_\mu \cdot (c_\mu + \varepsilon (k - 1 - (1 + x_\mu) Q_\mu (2 - k)))$ gesetzt werden kann. Andererseits ist bei $\varepsilon = \varepsilon (P_\mu - 2\varkappa) = 0$, aber auch $\varepsilon (P_\mu - 2\varkappa)^\varkappa$ und daher $0 = \sum_\mu \varepsilon_\varkappa^\mu \cdot (P_\mu - 2\varkappa) \cdot (1 - x_\mu Q_\mu (2 - k))_\varkappa^\mu$, was ebenfalls zu $\varepsilon (S' - S'')$ addiert wer- den kann. Unter Verwendung der Beziehung 195 erhält man sodann, wenn $q_\varkappa^{(\mu)}$ mit $|q_\varkappa^{(\mu)}| \leqq q$ die elektri- sche Ladungsquantenzahl (mit Vor- zeichen) der Komponente $\varkappa$ des Multipletts μ mit $\varepsilon (S' - S'') = \sum_\mu \varepsilon_\varkappa^\mu \cdot ((P_\mu - 2\varkappa) \cdot (1 - x_\mu Q_\mu (2 - k)) + c_\mu^\varkappa + \varepsilon (k - 1 - (1 + x_\mu) Q_\mu (2 - k))) = 2 \sum_\mu \sum_\varkappa q_\varkappa^{(\mu)}$ oder mit $\varepsilon (S' - S'') = 2\varepsilon (-1)^k$ verglichen

$S_k = (-1)^k$ 195a,

wenn

$S_k = \varepsilon \sum_{\mu=1}^{L(k)} \sum_\varkappa q_\varkappa^{(\mu)}$ 195b

als Summe aller mit Vorzeichen versehenen Ladungsquantenzahlen im Bereich k verschiedener mit $\varkappa$. Zu S_k mußte mit der Teilelizität L

multipliziert, weil nach 195 die $q_\varkappa^{(\mu)}$ hinsichtlich dieser Helizität ebenso wie die C_μ antisymmetrisch sind. Setzt man $\varepsilon S_k = S_k^{\pm}$, dann zeigt sich sofort, daß die Welt wegen $S_1 + S_2 = 0$ nach $S_k^+ + S_k^- = 0$ nicht nur i. B. auf die beiden Werte k, sondern auch i. B. auf die Zeitrichtung völlig symmetrisch in $e_\pm$ wird. $e_\pm$ charakterisiert, daß diese Welt insgesamt elektrisch neutral erscheint und sich integral alle d - Momente kompensieren. Die Beziehung 193 ist offenbar eine Diracsche Regel erlaubter Fundamentalquantenzahlen während 194 und 195 dagegen diese Quantenzahlen von Kombinationsmöglichkeiten der Konfigurationsraumfaktoren und der elektrischen Raumfeldern in der d - Verbindung der Multiplets isomorpher Raumpunktstrukturen darstellen. Die Beziehung von 195 a muß für einen k - Wert von den Multiplets und ihren Isomorphismen hinsichtlich der d - Momente erfüllt werden, so daß

195 a als eine weitere Diracsche Regel. 257

ein vorgegebener Multiplett im betreffenden k - Bereich anzusehen ist. Kennzeichnet $1 \leqq \nu \leqq L(1) + L(2)$ die laufende Indizierung aller überhaupt möglichen Multiplett H_ν, dann wäre durch

$$H_\nu (kPQ\varkappa) \varepsilon C (\varepsilon q_\varkappa)^P_\sigma, \; 1 \leqq \nu \leqq L(1) + L(2) \quad \ldots \quad 195\,\text{c}$$

der Gesamtsatz von Quantenzahlen gegeben, der die Fundamentalsymmetrien höherer Ordnung, und somit die relativistische Basisdynamik vorantreibt. Trotzdem wird es jedoch notwendig, diesen Quantenzahlensatz auch 195 c mit Hilfe rein empirisch eingeführter Begriffe zu interpretieren. Hierzu muß es ermöglichen alle k_ϱ zu ermitteln, die nach den Diracvorschriften 191 a, sowie 193 bis 195 a möglich sind. Für $k = 1$ gibt es wegen $2k = 2$ neben dem Singulett und dem Dublett das Triplett als obere Schranke. Im allgemeinen liegen wegen $Q = k - 1 = 0$ Skalarstrukturen vor, dann gibt es wegen $P_{-1} = P_{-2} = 1$

noch die Spinorkomponente $\underline{Q} = 2k-1 = 1$, doch muß es wegen $\lambda_1 = 3$ auch ein Skalardoublett geben, so daß die Doublettziffer $\varkappa(1) = 0$ aber $\varkappa(2) = \varkappa(3) = 1$ ist. Im dem 2. nach 191 a möglichen Fall $k = 2$ gibt es wegen $2k = 4$ über das Triplett hinaus noch Quartett- und Quintett-Multiplizitäten. Bei allen diesen Multipletts handelt es sich somit $Q = k-1 = 1$ um Spinore, wobei nach $\underline{P}_{-1} = 2-k$ und $\underline{P}_2 = 2k-1 = 3$ das Spinor-Singulett und Spinor-Quartett mit $Q = 2k-1 = 3$ verdoppelt erscheint. Desgleichen gibt es wegen $\lambda_2 = 2$ in diesem k-Bereich auch zwei Doubletts $\varkappa(1) = 0$ und $\varkappa(2) = 1$. Explizit ergeben sich also für $k=1$ und $k=2$ unter Nichtberücksichtigung der Ausschlußregel 195 a die folgenden 13 Multipletts: $\varkappa_1(1000)\, 0(0)$, $\varkappa_2(1101) + 1(+1,0)$, $\varkappa_3(1110)\, 0(0,-1)$, $\varkappa_4(1111)\, 0(-1,-1) \equiv (-1)$, $\varkappa_5(1200)$ $0(+1,0,-1)$, $\varkappa_6(2010) - 1(0)$, $\varkappa_7(2030) - 3(-1)$, $\varkappa_8(2110)\, 0(+1,0)$, $\varkappa_9(2111) - 2(0,-1)$, $\varkappa_{10}(2210) - 1(+1,0,-1)$ $\varkappa_{11}(2330)\, 0(+2,+1,0,-1)$,

$\varkappa_{12}(2310) - 2(+1,0,-1,-2)$ $\varkappa_{13}(2410) + 3(+4,+3,+2,+1,0)$ 258

weitere Multipletts sind nach den Bedingungen 193 bis 195 sowie 191 a nicht möglich. Für $k=1$, also die ersten fünf Multipletts wird 195 a mit $S_1 = -1$ voll erfüllt, nicht aber für $k=2$, also $\varkappa_6$ bis $\varkappa_{13}$; denn hier wird $S_2 = +9$ entgegen der Forderung $S_2 = +1$ nach 195 a. Daraus folgt, daß im Bereich $k=2$ mindestens ein Multiplett von 191 a nicht aufgelassen wird. Zur Entscheidung, welche Multiplets auszuschließen sind, müssen die $\varkappa_\sigma$ mit den tatsächlich gemessenen Elementarquanten gemessen werden. Zunächst zeigt sich, daß empirisch wirklich zu jeder Komponente aus $\varkappa_\sigma$ die spiegelsymmetrische Multiplizität $\bar{\varkappa}_\sigma$ existiert, was durch ε verständlich wird. Die Quantenzahlen $q_\varkappa$ beschreiben in der Form $q_\varkappa |e_\pm|$ das empirische elektrische Radialfeld, so daß auch diese $q_\varkappa$ empirisch gegeben sind. Vom allgemeinen Strahlenspin $\bar{\sigma} = i(\bar{\sigma}_\sigma s + \bar{\sigma}_\sigma j(-1)^\delta)$ mit $\bar{s}_\sigma \perp \bar{\sigma}_\sigma$ erweist sich in der Komponente des Raumspin $\bar{\sigma}_\sigma \bar{\sigma} = i j_\sigma (-1)^\delta$ die Ziffer $j = Q/2$ als empirischer Spin, wobei die Tensorterme

mit verschwindender Q sich als die empirischen Bosonen erweisen, welche sich räumlich nicht ausschließen, während die Spinsysteme mit ungradzahligem Q die sich räumlich ausschließenden (also gegenüberstellbaren) empirischen Fermionen sind. In der anderen Strahlungskomponente $\bar{\vartheta}_{\alpha\cdot}\,\bar{\sigma}_{\alpha\dot{\beta}} = i\,s$ erweist sich $s = P/c$ als der von der phänomenologischen Klassifikation empirisch geforderte Isospin. Werden nun im Schema 145 c die Relationen für $k = 1$ und $k = 2$ betrachtet, dann zeigt sich, daß x_1 bis x_5 mit $k = 1$ alle Mesonen und x_6 bis x_{10} alle bekannten Baryonen mit $k = 2$ enthält, wenn der strukturdichtidentische C als die ebenfalls aus empirischen Gründen (Reaktionsverhalten) eingeführte „Seltsamkeitsquantenzahl" interpretiert wird. Diese Interpretationen weisen aber darauf hin, daß k nur die um den Summanden +1 erhöhte empirische Baryonenziffer sein kann. Werden nun die so interpretierten Quantenzahlen mit den empirischen Daten verglichen, dann ergeben sich die folgenden Interpretationen der x_ν durch

die seltsam resonanten und metastabilen empirischen Elementarkorpuskeln. Bei $k = 1$ liegt das die Leptonen implizierende Mesonenspektrum x_1 bis x_5, und zwar gilt $x_1 \equiv \eta$, $x_2 \equiv (K^+, K^\sigma)$. Bei diesem skalaren K-Dublett erscheint empirisch $K^\pm$ mit den beiden neutralen Komponenten K^σ_S und K^σ_L gleicher Masse, aber verschiedener Existenzzeiten, so daß ein K-Quartett vorgetäuscht wird. Tatsächlich fällt aber $C = \pm 1$ für $K^\pm$, was $K^\pm \equiv K^+, \bar{K}^-$ fällt, während für die beiden K^σ-Komponenten wahrscheinlich auch $K^\sigma, \bar{K}^\sigma$ zu setzen ist. Dies wird immer dann möglich, wenn es irgendwelche Strukturisomerien als Symmetrien hinsichtlich der Existenzzeit im $K^\sigma, \bar{K}^\sigma$ gibt, welche die Quantisostereoisomerie nicht stören. Der einzige skalare Multiplettzustand in $k = 1$ ist das Triplett, welches interpretiert werden kann als $x_5 \equiv (\pi^+, \pi^\sigma, \bar{\pi}^-)$. Die verbleibenden Zustände x_3 und x_4 sind die einzigen Spinore in $k = 1$ und müssen die empirisch definierten Leptonen Elektron- und μ-Meson sein, so daß die empirische Leptonenziffer durch $Q(2 - k) = Q\,L_e$ interpretierbar wird. Wäre x_3 der μ-Zustand, dann müßte es neben μ^- auch μ^+ und μ^σ existieren.

Da auch der Zerfall μ^0 der früher hergeleiteten Bedingung des β-Zerfalls $K = 101\, m_e$ genügen müßte, wenn ein Dublett vorliegt, müßte die Existenz von μ^0 aus den Zerfallsvorgängen empirisch verifiziert worden sein, was aber nicht der Fall ist. Zu diesem Fonde ist sehr wahrscheinlich das Pseudoskalarteilchen $\varkappa_4 \equiv \pi^-$ so daß nur $\varkappa_3 \equiv (e_0, e^-)$ für das Elektron bleibt. Hierin muß ein Elektronendublett mit der neutralen $\varkappa$-Komponente e_0 existieren, welche der Bedingung des β-Zerfalls nicht genügt, so daß nicht nur e^-, sondern auch e_0 zeitlich stabil emittiert ist. Das VIII wahl der nächsten Schranke des Elektrons 126 ergeben sich neben e^- die hypothetischen neutralen Komponenten ν_L und ν_B, welche nur um 1% von m_e abweichen. Es besteht demnach die Möglichkeit, daß e_0 mit einer dieser neutralen Komponenten identisch ist. Auch deutet die Empirie die Möglichkeit eines neutralen Zustandes an, dessen Masse in der Größenordnung der Elektronenmasse liegen kann, aber aus technologischen Gründen noch nicht verifiziert werden konnte. Die Interpretation der Leptonen $\varkappa_3 \equiv (e_0, e^-)$ und $\varkappa_4 \equiv \mu^-$ ist demnach überaus wahrscheinlich, setzt aber die Existenz eines neutralen Elektrons voraus.

Der Bereich $k = 2$, also das Baryonenspektrum $\varkappa_6$ bis $\varkappa_{10}$ kann ohne Schwierigkeiten empirisch gedeutet werden. Der Vergleich mit der Empirie liefert $\varkappa_6 \equiv \Lambda$, $\varkappa_7 \equiv \Lambda^-$, $\varkappa_8 \equiv (p, n)$, $\varkappa_9 \equiv (\Xi^0, \Xi^-)$ und $\varkappa_{10} \equiv (\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-)$. Die Multiplette $\varkappa_1$ bis $\varkappa_{10}$ sind empirisch verifiziert, wobei das Mesonenspektrum $k = 1$ die Beziehung $195\, a$ genügt $S_1 = -1$ erfüllt und daher komplett ist, während das Baryonenspektrum $\varkappa_6$ bis $\varkappa_{10}$ entgegen $195\, a$ nicht $S_2 = +1$, sondern $S_2' = -1$ liefert. Werden dagegen $\varkappa_{11}$ bis $\varkappa_{13}$ mit berücksichtigt, dann folgt $S_2' = +9$. Wird $\varkappa_{13}$ ausgeschlossen, dann folgt $S_2' = -1$, doch ergibt sich $S_2' = S_2 = +1$ nur dann, wenn neben $\varkappa_{13}$ auch $\varkappa_{12}$ ausgeschlossen wird, aber $\varkappa_{11}$ als weiterer Baryonenzustand existiert. Für $k = 2$ muß also $\varkappa_{10}$ hinaus noch ein Quartett $\varkappa_{11} \equiv (\circ^{++}, \circ^{+}, \circ^{0}, \circ^{-})$ existieren. Für $\varkappa_{12}$ wäre nur dann eine Existenzmöglichkeit $\varkappa_{12} \equiv (\xi^{+}, \xi^{0}, \xi^{-}, \xi^{--})$ gegeben, wenn dieses Quartett

grundsätzlich nur bei irgendwelchen Transmutationsvorgängen gemeinsam mit seinem Antiteilchenmultiplett $\bar{\varkappa}_{12}$ auftritt. Es sei daher die Möglichkeit $(\varkappa_{12}, \bar{\varkappa}_{12}) \equiv (\xi^{q}_{5}, \bar{\xi}^{\bar{q}}_{5})$ offengelassen werden, daß mit $\varkappa_6$ bis $\varkappa_{11}$ ebenso existieren, wie die Mesonenmultipletts $\varkappa_1$ bis $\varkappa_5$. Das Multiplett $\varkappa_{13}$ ist auf jeden Fall dann auszuschließen, wenn 191 a allgemeine Gültigkeit hat. Die Beziehung 191 a ergab sich unter der Voraussetzung $q \leq 2$, was für $\varkappa_1$ bis $\varkappa_{11}$ und $(\varkappa_{12}, \bar{\varkappa}_{12})$ erfüllt ist, jedoch nicht für $\varkappa_{13}$, weil hier auch $q > 2$ auftritt. Gilt nun 191 a allgemein, dann wäre mit dieser Allgemeingültigkeit der Rückschluß $q \leq 2$ möglich, was wiederum $\varkappa_{13}$, aber auch $(\varkappa_{13}, \bar{\varkappa}_{13})$ ausschließt.

In der folgenden Zusammenstellung der mit der Empirie vergleichbaren Symmetrieeigenschaften nach dem Schema 195 c werden zur Kürzung die $(\varepsilon\, 9\kappa)^{\mp}_{\tau}$ fortgelassen, weil die Ladungseigenschaften bereits in den Partikelsymbolen enthalten sind und im Fall $\varepsilon = -1$ hier die Antistrukturen erscheinen müssen. Ist ς_9 das Symbol eines solchen Multipletts $\varkappa_\nu$,

dann wird im Summenformalismus 195 d $\varsigma_9 \equiv \varkappa_\nu (\iota P Q \pi) \in \mathfrak{G}$ realisiert. Für die zeitlich stabilen und metastabilen Multipletts von Elementarteilchen gelten folgende Zuordnungen:

$(\eta \equiv \varkappa_1 (1000)\sigma, (K^+, K^0) \equiv \varkappa_2 (1101) + 1,$
$(e_\sigma, e^-) \equiv \varkappa_3 (1110)\sigma, (\mu^-) \equiv \varkappa_4 (1111)\sigma,$
$(\pi^+, \pi^0 \equiv \pi^-) \equiv \varkappa_5 (1200)\sigma, (\Lambda) \equiv \varkappa_6 (2010) - 1,$
$(\Omega^-) \equiv \varkappa_7 (2030) - 3, (p, n) \equiv \varkappa_8 (2110)\sigma,$
$(\Xi^0, \Xi^-) \equiv \varkappa_9 (2111) - 2, (\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-) \equiv \varkappa_{10} (2210) - 1,$
$(\sigma^{++}, \sigma^+, \sigma^0, \sigma^-) \equiv \varkappa_{11} (2330)\sigma,$
$(\xi^{+}_{5}, \xi^{0}_{5}, \xi^{-}_{5}, \xi^{--}_{5}) \equiv \varkappa_{12} (2310) - 2, (\varkappa_{12}, \bar{\varkappa}_{12}) \equiv (\xi_5, \bar{\xi}_5) \ldots$

. . . . . 195 d.

Nach dieser Interpretation der Fundamentalquantenzahlen und ihrer fundamentalen Symmetrien höherer Ordnung kann nunmehr die Analyse der Feinstrukturkonstante α mittels der H-Grobhalbleiter weiter geführt werden. Die approximative Beziehung $(2\pi)^5 \alpha' = 9\vartheta$ würde $\alpha' = \alpha$ liefern, wenn sich e^- im s-Term des p-Feldes strukturell nicht vom freien Elektron unterscheidet. Diese Voraussetzung kann aber auf Grund 192 und 195 c über die Unterscheidung einer α-Hermetie, deren R_3-Komponenten offensichtlich von dieser Bindung in ein s-Niveau abhängen und

$\Delta - \Delta' \neq 0$ bedingt. Nach 195 d ist p mit e_+ und $q = 1$ eine Struktur $k = 2$, während e^- mit e_- und $q = 1$ in $k = 1$ liegt. Die Wechselbeziehung im Grundzustand des H erscheint dann als Pseudo-Struktur $q = 2$ (aus e_+ und e_-) mit $k = 2$, wobei das quantenhafte elektrostatische Wechselwirkungsfeld eine durch η und ϑ gekennzeichnete externe R_3 - Umgebung ist. Die kinetische Energie von e^- im s - Zustand sei E und das Spannungspotential bezogen auf das p - Feld sei H, so daß für das kinetische Potential $L = E - H$ gesetzt werden kann. Der Grundzustand wird daher durch das bestimmte Zeitintegral $t_1 \leqq t \leqq t_2$ erstreckt über L bestimmt, dessen Variation verschwinden muß. Die Deduktion muß daher vom Variationstheorem

$\delta \int_{t_1}^{t_2} L \, dt = 0$ ausgehen. Dieses Variationstheorem kann aber nur durch $\delta L = 0$ oder $\delta (H - E) = 0$ erfüllt werden. H besitzt bei einem Weg W, der allein von der internen Wechselbeziehung des korrelierenden Feldes $q = 2$ (als Superpositionsfeld aller) und für den $E = 0$ ist. Die andere Grenze von H wäre das externe Potential $4\pi\varepsilon_0 \gamma V = e_\pm^{\prime}$ des $e_\pm$ - Feldes in einem Abstand γ vom Feld des p, in welchem e_- die kinetische Energie $E = E_k$ des s - Niveaus hat.

Hilbert setzt $\delta (H - E) = 0$ in der Form $E_k = \int_W^V \delta H = V = W$ zu integrieren. Hilbert muß das Verhältnis $W : V$ als Proportionalitätsfaktor für Produkte interner symmetronischer Korrelationspotentiale auffassen, wenn dann das Feld im Volumen $4/3 \pi \gamma^3$ des H - Atoms als Struktur $q = 2$ kann nur auf korrespondierende Kondensatfelder zwischen den beiden stabilen d - Konfigurationen e^- und p zurückgehen. Mit dem internen Anteil $W/V = \vartheta_2$ wird das Integral zu $E_k = V - W = V(1 - \vartheta_2)$, wenn $4\pi\varepsilon_0 \gamma V = e_\pm^2$ gilt; dann wegen des externen Stabilitätsmaßes muß $f(\tau = \gamma) = \gamma$ gesetzt werden. Ist $\gamma_1 \approx 1$ ein noch offener Korrektionsfaktor, dann kann $\vartheta_2 - \gamma_1$ als ein Produkt aus $1 \leqq j \leqq 5$ Verhältnissen K_j aufgefaßt werden, nämlich $\vartheta_2 = \gamma_1 \prod_{j=1}^{5} K_j$, worin diese Verhältnisse durch interne symmetronische Potentiale $4\pi\varepsilon_0 f(\tau) V_{(1,2)} = e_{(1)} \cdot e_{(2)}$ mit $f(\tau) \tau \geqq \gamma$

der d-Symmetrie gemäß III $\pi K_1 V_{RR} = 3 \cdot (V_{EE} + V''_{33}(2))$ (bedingt durch die Superposition $k=2$ mit $q=2$), sowie $K_2 V^E_{RR} = K_3 V' = K_{4,5} V''_{33} = \frac{V_{EE}}{\text{gegeben}}$ d $4 K_5 V_{WW} = V_{DD}$ / bekannt $\sum_{i=1}^{5} K_i = \frac{3(1+\eta_{22}^2)}{\pi \eta^2 \eta_{11} \eta_{12}} \left(\frac{1-\nu_\eta}{1+\eta}\right)$ oder $C_d \pi \eta^2 \eta_{11} \eta_{12} = 3(1+\eta_{22})$.

$\cdot \left(\frac{1-\nu_\eta^2}{1+\nu_\eta^2}\right)^2 \gamma_1$, so daß $1 - C_d = K_d$ gesetzt werden kann, was zu $E_k = V K_d$ führt. Nach der Symmetrie der Feldstrukturen muß aber jedes Kraftfeld als eine nicht entkoppelbare Überlagerung des R_3-Untertensors in R_6 aufgefaßt werden. Bei entkoppelbarer Approximation bedeutet dies, daß der Radius r_H des s-Niveaus durch $\hat{\underline{C}}$ auf den Wert $\gamma < r_H$ verkürzt wird. Hebt sich nun durch gleiche Koordinatenmarke $\hat{\underline{C}} = \hat{C}$ erreichbar, während die Stabilität des fokalen Zustandes ihren Ausdruck in $\ddot{x}_5 = \ddot{x}_6 = 0$ findet. Die Invariantforderung gegen $\hat{B}$ wird hierdurch zur Invariantforderung gegen $\underline{\hat{B}} = \hat{R}_+ \cdot \hat{R}_-$ des R_4. Auch wird $w = c$ wegen $\ddot{x}_5 = \ddot{x}_6 = 0$. Damit fällt aber für die invariante Form $\gamma_s = r_H \sqrt{(1+\gamma/\omega^2)} \cdot (1 - \frac{v_H^2}{c^2})$, worin $\gamma(r)$ das gravitative Beschleunigungsniveau am

100 und $3\omega = 4c$ die Durchdringungsgeschwindigkeit gravitativer Feldstörungen ist. Im Fall mikromarer Strukturen ist also stets $\gamma/\omega^2 \ll v_H^2/c^2$ und daher stets $\gamma/\omega^2 \ll v_H^2/c^2$ und daher erst recht $\gamma \ll \omega^2$, während im H-Atom $v_H/c = \alpha$ fällt. Damit vereinfacht sich die Invariante zu $\gamma = r_H \cdot \sqrt{1-\alpha^2}$, was in $E_k = V K_d$ eingesetzt $e_\pm^2 K_d = 4\pi \varepsilon_0 r_H E_k \cdot \sqrt{1-\alpha^2}$ liefert. Im R_4 muß die kompakteste aufgespaltene e^--artige Masse M_0 gegen $\hat{\underline{B}} \approx \hat{R}_-$ (wegen $\gamma \ll \omega^2$) invariant sein, was in H mit $v_H = c\alpha$ für die kinetische Energie $E_k^2 = c^4(M^2 - M_0^2) = c^4 \alpha^2 M^2$ mit $M\sqrt{1-\alpha^2} = M_0$ oder $E_k = \alpha M c^2$ bedeutet. Hierin kann nach dem Quantenprinzip $M c^2 = h\nu = c\,h/\lambda_H$ gesetzt werden, wenn λ_H die e^--Wellenlänge im s-Zustand ist. Substitution mit $\lambda_H E_k = c\,h\,\alpha$ liefert $e_\pm^2 K_d = 4\pi \varepsilon_0 c h \cdot \frac{r_H}{\lambda_H} \alpha \cdot \sqrt{1-\alpha^2}$. Der Quantenduplizismus von Wellen- und Korpuskulartabild wird im vorliegenden Fall durch $\lambda_H = 2\pi r_H$ des s-Zustandes ausgedrückt. Neben diesem Dualismus kann noch $c\,\varepsilon_0 R_- = 1$ und $2\pi\hbar = h$ berücksichtigt werden, was $e_\pm^2 K_d = 4\pi \frac{\hbar}{R_-} \alpha \cdot \sqrt{1-\alpha^2}$ ergibt. Es werden, was $4\pi^2 e_\pm = \pm 3 \cdot \sqrt{2 \cdot 2\pi\hbar/R_-}$ wird hierin kann mit

subtrahiert werden. Auf diese Weise folgt unmittelbar als Bestimmungsgleichung für α die Beziehung 4. Grades

$$(2\pi)^5 \alpha \cdot \sqrt{1-\eta^2} = 9\,\eta \cdot \varkappa_\alpha \quad \ldots\ldots\ldots 196$$

mit dem Korrektorfaktor

$$\pi\,\eta^2 (1-\varkappa_\alpha)\cdot \eta_{11}\cdot \eta_{12} = 3(1+\eta_{22})\cdot\left(\frac{1-\eta_2}{1+\eta_2}\right)^2 \cdot \gamma_1 \quad \ldots\ldots\ldots 196a.$$

Da $\alpha > 0$ sein muß, wird 196 auf eine quadratische Gleichung reduziert, deren Lösung $\alpha_{(\pm)}$ zweideutig ist. Unter Vernachlässigung von $\varkappa_\alpha$ erhält man, wenn für den Korrektorfaktor $\gamma_1 = 1$ gesetzt wird als positiven Zweig $\alpha_{(+)}$ einen Wert, der sich sehr gut mit dem Ansatz der Feinstrukturkonstante des Spektrallinien deckt. Der negative Zweig $\alpha_{(-)}$ hingegen liefert einen Wert der nur sehr schwach unter dem Wert 1 liegt, derart, daß $\alpha_{(-)}$ eine Kopplung beschreibt, die in ihrer Stärke über den stärksten empirischen Nukleonkopplungen abonnierter Nuklide liegt. Es muß daher angenommen werden, daß $\alpha_{(-)}$ als negativer Zweig von 196 die prototropen Kopplungen zwischen den Nukleonen Konjugationszonen $j \equiv +$ oder die konjunktiven Protonimpulskorrelationen über prototrope Fluktuationen wiedergibt.

Die Untersuchung atomarer Feinstrukturen führte zum Quantenzahlenschema 195c, welches einerseits durch die Auswahlregeln 193 bis 195a beschränkt wird und andererseits Termen der nucleonsymmetrischen höherer Ordnung erkennen läßt, deren Invarianzforderungen nicht nur eine relativistische Basisdynamik möglicher Korrespondenzen, sondern auch Erhaltungsprinzipien fordern, durch welche das Prinzip der allgemeinen Kompressorisotropie und der metronischen Feldaktivierung ergänzt werden.

3.) Elemente und Formen der Strahlmatrizen.

Die Komponenten der Multiplette $\varkappa_\gamma$ sind hinsichtlich der Strahlmatrizen schon Spinstrukturhomomorphismen. Während die Fundamentalsymmetrien höherer Ordnung dieser Multiplette durch $\varkappa_\gamma$ (K, P, QR) $\cdot\, \varepsilon\, \mathfrak{C}\,(\varepsilon\, \varkappa)^P_\sigma$ unterschieden werden und Erhaltungsprinzipien der Strahlmatrizen kennzeichnen, ist

die Eigenschaft der Träglich $H_{\varkappa}$ der Komponente $\varkappa$ einer Multiplette $\varkappa$ dem Isomorphismus ebenso wenig unterworfen, wie die durch den Hermitizitätstensor G erfolgte Verteilung des Indexraumes $q_{\varkappa}|\varkappa \pm 1$ auf die Multiplettkomponenten, obgleich für die $q_{\varkappa}$ und die konfigurativen Transformationen G durchaus Erhaltungsprinzipien gelten. Wenn $H_{\varkappa}$ dem Isomorphismus der Atomisierung im $\varkappa_{\gamma}$ dient nicht unterworfen ist, können wir die Quantenzahl n_i mit $i+1 \equiv j$ der Besetzungen der vier Konfigurationszonen auf keinen Fall gegen diesen Spinisomorphismus invariant sein.

Die fundamentalen Quantenzahlen $(N, P, Q, \varkappa)$ und der abgeleitete Hermitizitätstensor G charakterisieren mit der Zeitelizität ε in der Form εG alle Komponenten einer Multiplette $\varkappa_{\gamma}$. Die individuellen Charakteristik der einzelnen Komponenten ist εG ungeeignet, doch wird jeder Atomzustand vollständig durch den Quantenzahlansatz $(N, P, Q, \varkappa, \varepsilon, \ldots)$ kontrolliert, wie zwar in eindeutiger Weise.

Diese fünf Quantenzahlen sind aber stets ganzzahlig, so daß ein fünfdimensionaler Raumtensor V_5 aufgespannt werden kann, der wegen der Ganzzahligkeit dieser Zahlen jedoch kein Vektorraum sein kann. Die einzelnen Atomzustände können nun eindeutig als Punkte $V_5(N, P, Q, \varkappa, \varepsilon_{\varkappa})$ dieses Raumtensors derart, daß jedem dieser Raumpunkte eindeutig ein Basiselement $H_{\varkappa}$ zugeordnet ist, wobei nach der Spektraldarstellung 192 auf jedem V_5-Punkt eine n_i-Quadrupel von Protonenplatzbesetzungen der Konfigurationszonen in eindeutiger Weise entspricht. Aus diesem Faktum entspricht dem V_5 wegen der Ganzzahligkeit der n_i ein komplementärer vierdimensionaler Rasterraum P_4, dessen Rasterpunkte $P_4(n_i)^4_1$ den zugehörigen V_5-Punkten in eindeutiger Weise zugeordnet sind. Die $1 \leqq \varkappa \leqq 11$ Multiplette $\varkappa_{\gamma}$ liefern in ihren Komponenten insgesamt 22 Rasterpunkte im V_5, was sich nun weiterhin auf Punkte erhöht, wenn man nun mit der Antistruktur erlaubte ξ-Quartett $\varkappa_{12}, \bar{\varkappa}_{12}$ zugelassen wird. Da hier jedoch

drei Rasterpunkte identisch werden (als Folge der Antisymmetrien $\varepsilon = -1$) liegen maximal 2 Punkte im V_5 vor, denn in eindeutiger Weise 2 Punkte des P_4-Rasters komplementär entsprechen. Wird nunmehr im V_5- unter Vernachlässigung von K_x, ~~sowie~~ und εq_x eine Verschiebung in dem (P,Q)-~~Raum~~ vorgenommen, dann kommt es bei einer komplementären Verschiebung im P_4-Raster, durch welche eine Photoimplexbildung w definiert wird: Diese Abbildung w ist aber die totale Fortsetzung von K_x, weil die Wahrscheinlichkeit und Punktabbildung K_x nach Gleichung 192 die eindeutige Komplementarität von V_5 und P_4 kennzeichnet. Da es sich bei V_5 und P_4 um ganzzahlige Raster handelt, können die Theoreme der Nettomentheorie angewendet werden. Mit $f_{(4)} = f_u + f_m + f_p + f_\sigma$ und $f_{(5)} = f_P + f_Q + f_x$ setzt sich die Photoimplexabbildung w von $f_{(4)}$ K_x im P_4 und $f_{(5)}$ K_x im V_5 additiv gemäß $w = f K$ mit $f = f_{(4)} + f_{(5)}$ zusammen. Mit der Beziehung 192 liefert diese Verschiebung im (P,Q,x)-Unterraum des V_5 als Photoimplexabbildung $w = f K_x = \mu + ((u + Q_u)^3 \cdot \lambda_1 + (m + Q_m)^2 \cdot \lambda_2 + (p + Q_p) \cdot \lambda_3 + 1 + f\Phi)$, weil $f_{(4)}$ nach 275 ~~mit~~ Ψ einwirken kann. In der Extensorzone $j = 4$ liegt eine punktuelle Besetzung vor, so daß $j = 3$ die maximale Koinzidenz an Punktbasen der Randabteilbarkeit und $j = 4$ die Antikorrelzone von Korrespondenzfeldern kennzeichnen. Für $j = 4$ muß es daher einen Abklimpotenten e^{-K} geben, in welchem $K \sim \sigma + Q_\sigma$ dieser punktuellen Besetzung entspricht, und der gemäß $\frac{w}{\mu_+} + e^{-K} - f\Phi - 1 = \Psi$ aus der Photoimplexabbildung einen Photoimplexgenerator Ψ definiert. Dieser Generator wiederum beschreibt die neue Photoimplexbesetzung im P_4 nach der Rasterpunktverschiebung im V_5-Unterraum (P,Q,x). Da R die Abklimpungskonstante, kann A nur von kalendären und zwar in der Form $(2k - (-1)^k) R = 2k - 1$, was im $K Q_\sigma = R(\sigma + Q_\sigma)$ einzusetzen ist. Wegen Gleichung 191 ist aber fortschreitend $2k - (-1)^k = 3$, also $\geq Q_\sigma K = (2k-1) \cdot (\sigma + Q_\sigma)$, so daß e^{-K} allein auf k und σ der Extensorzone zurückgeht). Man hat demnach für den Photoimplexgenerator $\Psi \cdot e^{-K} = \frac{w}{\mu_+} - f\Phi - 1 = (u + Q_u)^3 \cdot \lambda_1 + (m + Q_m)^2 \cdot \lambda_2 + (p + Q_p) \cdot \lambda_3$ oder

$(n+Q_n)^3 \cdot \alpha_1 + (m+Q_m)^2 \cdot \alpha_2 + (p+Q_p) \cdot \alpha_3 + \exp\left(-\frac{2k-1}{3Q_\sigma}(\sigma+Q_\sigma)\right) = \mathcal{G} \cdot Mit\ p$

diesem Generator wird jedem V_5-Punkt eine n_j-Quadrupel des P_4 zugeordnet, welche dieser kubischen Beziehung genügen müß, wobei aber für jeweils nur eine Quadrupel möglich ist. z.B. auf die 27 Rasterpunkte des V_5 (den V-Komponenten des Multipletts $\mathcal{H}$ entsprechend), mit $\mathcal{G}(k, P, Q, \varkappa, \varepsilon q_\varkappa)$ allein von diesen V_5-Koordinaten abhängen, welche mit ε C die Symmetrien der möglichen Komplexen Hermitizen kennzeichnen. Andererseits sind aber durch die paarweisen Konstanten $M_\varkappa$ wegen der kubischen Beziehung jedem $\mathcal{G}$-Wert eindeutig eine massenbestimmende Prototimplexquadrupel n_j zugeordnet, wobei die $M_\varkappa$-Terme sind gemäß $M_\varkappa c^2 = E_\varkappa$ paarweisen Energiekondensationen äquivalent, was dem Charakter jeder mathematischen Kondensationsschritten entspricht. Auf Grund dieser energetischen Äquivalenz sind aber alle mathematischen Kondensationen energetisch ausgeglichen, sodaß es zu jedem der 27 Rasterpunkte des V_5 hinsichtlich der zugeordneten $M_\varkappa$ wie der komplexen kubischen n_j-Quadrupel des P_4 ein ganzes Spektrum möglicher Basistypen geben muß! Nach dem allgemeinen Quantenprinzip jeder solcher Wirkungen können relative Basistypen mit den positiven ganzen Zahlen $N \geq 0$ entsprechen, derart, daß die 27 Rasterpunkte im V_5 sowie $\mathcal{G} = W(k, P, Q, \varkappa, \varepsilon q_\varkappa)$ nur für $N = 0$ die 27 fundamentalen $M_\varkappa$ darstellen, während für $N > 0$ der V_5 zu einem V_6-Raster bei einer ist. In diesem $V_6(V_5, N)$ mit $N \geq 0$ gehört zu jedem der 27 fundamentalen Punkte einen $N = 0$ ein ganzes Basisspektrum $N > 0$, welches im P_4 einer diskreten Folge von Prototimplexbasistypen $n_i^{(N)}$ der angegebenen fundamentalen Komplementärin, so daß die Quadrupelspitzen $n_i^{(N)}$ des P_4-Rasters für die $N > 0$ auf Linien liegen, welche von der Quadrupel $n_i^{(0)}$ des jeweiligen fundamentalen $N = 0$ ausgehen. Wegen dieser Komplementarität und der Erhaltung der Dimensionszahl des P_4-Rasters beim Übergang vom V_5 in den V_6 muß $\mathcal{G}(N>0) > \mathcal{G}(N=0)$ =

$= W(k, P, Q, \varkappa, \varepsilon q_\varkappa)$ rein, und die Beweglichkeit $\mathfrak{G}(N)$ muß durch eine Separationsfunktion $\mathfrak{G} = W\, F(N)$ ausdrückbar sein. Hier wiederum für $F(N) \geqq 1$ für $N \geqq 0$, so daß die Darstellung durch eine Burgerfunktion $f(N \geqq 0) \geqq 0$ gemäß $F(N) = 1 + f(N)$ möglich wird. Hierin wird das Gesetz der Protoimplexbildung und das Protoimplexgenerators berücksichtigt werden

$$(n_N + Q_n)^3 \cdot \alpha_1 + (n n_N + Q_{nn})^2 \cdot \alpha_2 + (p_N + Q_p) \cdot \alpha_3 + \exp\left[-\frac{2k-1}{3 Q_\sigma} \cdot (\sigma_N + Q_\sigma)\right] =$$

$$= W(k, P, Q, \varkappa) \cdot (1 + f(N)),$$

$f(N \geqq 0) \geqq 0$ - - - - - - - - - - 19),

weil die $\varepsilon q_\varkappa$ durch die fundamentalquantenzahlen $(k, P, Q, \varkappa)$ ausdrückbar sind. Wenn es möglich wird W und f auf die ungeladenen Rasterpunkte des V_6 zurückzuführen, dann kann die Beziehung 19) als eine Zustandsregel der prinzipiell möglichen P_4-Punkte, also der möglichen Konfigurationszonen-Strukturen aufgefaßt werden.

In B_j mit $j \geqq 1$ die Protoimplexbesetzung einer Zone ohne den Eichfaktor $u_\pm$, also die reine Protoimplexstruktur, dann kann entsprechend der Zone ($j > 1$) B_j höchstens identisch werden mit dem Beitrag der Zone $j-1$; dann würde B_j diesen Beitrag von $j-1$ übernehmen, dann würde B_j reduziert werden, während n_{j-1} auf $1 + n_{j-1}$ erhöht wird. Dies bedeutet $B_j \leqq f_{j-1} B_{j-1}$, wodurch eine Bandbreite $\beta_j = f_{j-1}^{max} B_{j-1} - B_j$ für B_j definiert wird, derart, daß B_j noch vom β_j erhöht werden kann, ohne B_{j-1} zu ändern, solange $\beta_j > 0$ bleibt. Wird dagegen $\beta_j \leqq 0$, dann muß es vor Reduktion von j mit Erhöhung auf $1 + n_{j-1}$ kommen. Die Dynamik dieses universalen Baupsinzips fällt für $j > 1$, während die Zentralzone ebenfalls eine bestimmte maximale Besetzung $n_{max} = L_n = L_1$ für $j = 1$ nicht überschreiten kann; denn für $n_1 > L_1$ würde ein fortschreitender Kern $M_\varkappa$ (nach 142) des Multiplexes $\varkappa_\varrho$ die Antigenergie vollständig emittieren, wobei dieser Energiebetrag nie höher liegen kann als die niemals höher liegen kann als die zum Aufbau von $\varkappa_\varrho$, $\bar{\varkappa}_\varrho$ erforderlich

1. Der Beitrag von B_1 muß also unter $\sum_{\varkappa=0}^{n} M_\varkappa$ bleiben, weil dies die Energie

masse zur Existenz von x_ν und dem Subindex $\bar{x}_\nu$ ist. Es gilt also für den zentralsymmetrischen $2 \sum_{x=0}^{7} H_x = A\, \mu_+ f_1 B_1$. Für $k = 2$ wird bei $A = 1$ und insbesondere bei der Komponente $q = 2$ des Quartetts x_{11} diese obere Schranke unterschritten sein, so daß $A > 1$ für den Basisbereich gefordert werden muß. Es zweckmäßig erweist sich hinsichtlich der Empirie $A = k(1 + \pi\, q(q-1))$, doch soll mit den noch offenen möglichen Variationsgrößen Y_2 und Y_3 wegen der rein empirischen A-B Relation $A = k(Y_2 + \pi\, Y_3\, q(q-1))$ verwendet werden, wo $Y_2 = Y_3 = 1$ durchaus im Bereich der möglichen liegt. Das auf der Beziehung 197, also auf dem Prinzip der Protoimplexbildung aufbauende universale dynamische Baugesetz aller Atomstrukturen wird demnach beschrieben durch

~~j~~ $j > 1,\ B_j \equiv f_{j-1}\, B_{j-1} : \beta_j =$
$= f_{j-1}\, B_{j-1} - B_j \equiv \vartheta,\ k\, \mu_+ f_1 B_1 (Y_2 + \pi\, Y_3\, q(q-1)) \equiv 2 \sum_{j=0}^{p} H_x$ . . . 197a,

wobei $\beta_j = 0$ den reduktiven Umschlag der Zone j kennzeichnet, wie überhaupt die oberen Bereichsgrenzen durch die gleichzeitig im Prinzip 197a charakterisiert sind. Wenn in dem Prinzip 197a genügendes System gemäß 197 von $N = 0$ auf $N > 0$ umgesetzt wird, dann muß die Bindung in jedem Fall mindestens die Energie $\mu_+ f_j B_j \cdot c^2$ erreichen, wenn die Zone j angesprochen werden soll. Da nun $f_4 B_4 = 1$, sowie $f_3 B_3 = (p + Q_p) \cdot \alpha_3$, ferner $f_2 B_2 = (m + Q_m)^2 \cdot \alpha_2$ und $f_1 B_1 = (n + Q_n)^3 \cdot \alpha_1 +$ ist, muß die Bindung wegen der punktuellen Besetzung und der diskreten Energie $\mu_+ c^2$ in $j = 4$ ansetzen und nach 197a gemäß $n_4 \to n_3 \to n_2 \to n_1$ bis zum kubischen Bindung der Zentralzone verlaufen. Dieser Sachverhalt bedeutet aber, daß N auf keinen Fall als Vielfaches einer Bindungsenergie für einer Folge von Quantensprüngen in Analogie für atomaren Hüllenübergängen aufgefaßt werden darf. Auch erscheint die Realisation eines stationären $N > 0$ nicht durch ein ebenes gitterartiges Bindungsmodell der quantenhaften Protoimplexenergien $\mu_+ c^2$ für sphärische, sondern nur durch einen

Resonanzvorgang, der vom fundamentalzustand $M_\kappa = M(N=0)$ sofort zur Resonanzmasse $M(N) > M_\kappa$ des fundamentalzustandes M_κ führt. Bei diesem fundamentalzustand ist die Folge positiver ganzer Zahlen $N \geq 0$ und 19b nicht als Folge quantenzahlen von Anregungen, sondern als Folge von Ordnungszahlen resonanzhafter energetischer Prozesse zu interpretieren, weshalb N als Resonanzordnung definiert werden soll.

Das Prinzip 19a gestattet eine Beschreibung der fundamentalen Konfigurativen Zonenbesetzungen. Hier ist zwischen der relativen Besetzungsgrenze der Zone $\mathfrak{B}_j$ hinsichtlich der Nachbarzone $j-1$ höheren Grades und der absoluten Grenze bei Vollbesetzung der kubischen Zone $j=1$ zu unterscheiden, wobei diese Maximalbesetzung einer stationären Struktur zugleich eine obere Schranke $N_{max} = L_N < \infty$ für die Resonanzordnung setzt. Bezeichnet $L_j(n_{j-1})$ die Vollbesetzung von j hinsichtlich $j-1$, dann folgt aus 19a für diese Zonen $B_j(L_j(n_{j-1})) =$

$= f_{j-1} B_{j-1}$ mit $k \mu_+ (L_1 + Q_1)^3 \cdot \Delta_1 \cdot (Y_2 + \pi Y_3 q(q-1)) = 2 \cdot \sum_{\kappa=0}^{P} M_\kappa$ oder explizit $L_\sigma(\tau) + Q_\sigma = (p + Q_p)\Delta_2$, sowie ferner $(L_p(m) + Q_p)\cdot(1 + L_p(m) + Q_m)\cdot \Delta_2 = 2(m+Q_m)^{\frac{2}{3}}$ und $(L_m + Q_m)^3 \sim \sum_{\kappa=0}^{P} M_\kappa$. Bezieht sich $j = \Sigma$ auf L_m, dann ist $j = 2$ mit $L_m(L_n) = L_m$ optimal besetzt, was wiederum gemäß $L_p(L_m) = L_p$ und $L_\sigma(L_p) = L_\sigma$ zu maximalen Besetzungen führt. Werden diese L_j als absolute Maximalbesetzungen in 19b eingesetzt, so hat sich in der Form $(L_m + Q_m)^3 \cdot \Delta_1 + (L_m + Q_m)^2 \cdot \Delta_2 + (L_p + Q_p)\cdot \Delta_3 + \exp\left(-\frac{2k-1}{3Q_\sigma}(L_\sigma + Q_\sigma)\right) = W(1 + f(L_N))$ eine obere Schranke der Resonanzordnung zur Folge, woraus aber unmittelbar die behauptete Beschränktheit $L_N < \infty$ und $f < \infty$ folgt, weil alle $M_\kappa < \infty$ bleiben (es ist $P < \infty$ voraussetzungsgemäß) und hier ebenfalls $L_j < \infty$ für alle $j \leq 4$. Zusammengefaßt gilt also für die Besetzungsgrenzen der konfigurativen Zonen

$B_j(L_j(n_{j-1})) = f_{j-1} B_{j-1}, k \mu_+ (L_1 + Q_1)^3 \Delta_1 (Y_2 + \pi Y_3 q(q-1)) = 2 \sum_{\kappa=0}^{P} M_\kappa < \infty, L_j(L_{j-1}) = L_j, (L_1 + Q_1)^3 \Delta_1 + (L_2 + Q_2)^2 \cdot \Delta_2 + (L_3 + Q_3)\cdot \Delta_3 + \exp\left(-\frac{2k-1}{3Q_4}(L_4 + Q_4)\right) = W(1 + f(L_N)), L_N = N_{max} < \infty$ 19b.

Diese Beziehung beschränkt die oberen Besetzungszahlen, doch muß es auch untere Schranken der Probeimplexbesetzungen geben. Diese unteren Schranken liegen offensichtlich nicht bei $n_j = 0$; denn es verbleiben die $Q_j > 0$, doch ist $n_j \geqq 0$ keineswegs eine notwendige oder hinreichende Bedingung, weil $n_j < 0$ als ein mehrplatziges Probeimplexnegativ in „Stückbrüchen" in die $Q_j > 0$ einbringen kann. Wenn aber $n_j < 0$ partielle Ekstinktionen in den Q_j ermöglicht, dann kann dieser Ekstinktionsprozeß $n_j < 0$ nur bis zur Leerraumbedingung $n_j + Q_j = 0$ der Zone j führen, weil immer $n_j + Q_j \geqq 0$ gelten muß; dann müßte es negative Raumbesetzungen geben, was aber einen Widerspruch in sich selbst darstellt. Aus der Leerraumbedingung folgt also das Minimum $(n_j)_{min} = -Q_j$, so daß sich wegen $n_j \geqq -Q_j$ für den gesamten Definitionsintervall der Probeimplexbesetzungen

$$-Q_j \leqq n_j \leqq L_j(n_{j-1}) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 19\frac{3}{4}\,a$$

ergibt.

Diese Begrenzung der n_j und das Bauprinzip $19\frac{3}{4}\,a$ zeigen, daß auch der Bauordnung $19\frac{3}{4}$ bei vorgegebenen Probeimplexgenerator g die eindeutig zugeordneten Probeimplexquantenpolynome durch ein Ekstinktionsverfahren n_j durch ein Ekstinktionsverfahren fallender Besetzungsgrade ermittelt werden können. Sind $0 \leqq \mu \leqq 3$ die $n_j \leqq 4$ komplementären Indizierungen und ist $x \geqq 0$ die Folge positiver ganzer Zahlen, dann fällt für $g_0 = g$ im Bereich $\mu \leqq 2$ der Ekstinktionsansatz $g_\mu - \lambda_{g+\mu} \cdot x^{3-\mu} \equiv g_{\mu+1} \equiv 0$. Zunächst läßt man für $\mu = 0$ die x solange ansteigen, bis bei x_1 die Differenz das Vorzeichen wechselt. Rücknahme auf $x_1 - 1$ und Einsetzen in die Differenz liefert dann $g_1 \geqq 0$. Nun wird der Prozeß für den nächsttieferen Grad $\mu = 1$ wiederholt, was zu $x_2 - 1$ bei g_2 und für $\mu = 2$ zu $x_3 - 1$ bei g_3 führt. Hinsichtlich des Ekstinktionsanteiles $\mu = 3$ wird $\ln g_3$ gebildet und $\frac{3 Q_0}{2k-1} \ln g_3 = -x$ verwendet, derart, daß x beim Durchlauf den Wert $x_4 - 1$ erreicht, der die Beziehung $x + \frac{3 Q_0}{2k-1} \ln g_3 \leqq 0$ bis zum Vorzeichenwechsel bei x_4 eben noch genügt. Die so gewonnenen x_j sind dann gemäß

$x_j = r_j - 1 - Q_j$ 198

wegen 194 und 194a die einidentigen Basisentwicklungsquantenzahlen, welche 193 genügen und die fundamentalen Kennen auf 192 kennzeichnen. Dieser Existenzbeweis setzt im Fall $j=4$ voraus, daß $n_3 \equiv 0$ bleibt, was wiederum $Q_3 \equiv 1$ fordert. Numerisch ist diese Forderung für $k=1$ erfüllt, nicht aber für $k=2$, denn hier ist in jedem Fall $Q_3 > 1$, so daß stets $n_3 > 0$ werden kann. In diesem Fall würde $n_4 + Q_4 < 0$, was der Existenzbedingung widerspricht. Da aber $B_4 \equiv \mathcal{F}_3^{\,} B_3$ eine ein lineare Basisentwicklung wegen des linearen Rückgangscharakters der Mesozone ist, würde $n_3 > 0$ bedeuten, daß von B_3 der Rückgang $(n_3 + Q_3)\,\delta_3$ subtrahiert, und $B_4 < 0$ addiert wird. Ist diese Summe immernoch negativ, dann wird der Prozeß $z \geq 1$ fach wiederholt bis $B_4 + \sum_{z=1}^{z-1} (n_3 + Q_3 - z)\,\delta_3 \geq 0$ wird. Dieser lineare Verschiebungsprozeß setzt aber voraus, daß $B_3 - \sum_{z=1}^{z-1} (n_3 + Q_3 - z)\cdot \delta_3 \geq 0$ bleibt; dann wenn diese Differenz negativ wird, dann kann der betreffende Term M nicht existieren, weil die Meso- oder (Makro) die Existenzzone durch einen negativen B_3 Rückgang verläßt. Es sei denn, es könnte eine analoge Prototimplexverschiebung $(j=2) \to (j=3)$ oder $(j=1) \to (j=2)$ erfolgen. Die Möglichkeit $(j=3) \to (j=4)$ geht auf den Sachverhalt zurück, daß B_4 und $\mathcal{F}_3 B_3$ die gleiche algebraische Struktur der Nullpunktsgeraden aufweisen. Da $B_3 = \mathcal{F}_2 B_2$ ist diese Äquivalenz wegen $\mathcal{F}_3 B_3 = \delta_3 (n_3 + Q_3)\cdot(1 + n_3 + Q_3) = \delta_3 (n_3 + Q_3)^2 + \mathcal{F}_3 B_3$ und $\mathcal{F}_2 B_2 = \delta_2 (n_2 + Q_2)^2$ von den fundamentalen $1/2\ \mathcal{F}_3 B_3$ nicht erfüllt ganz entsprechende Strukturelle Beweisansätze liegen bei $B_2 = \mathcal{F}_1 B_1$ vor. Zusammengefaßt kann festgestellt werden, daß zwar alle Konfigurationszonen in Richtung steigenden Grads der Prototimplexbesetzung $(j=4) \to j \to (j=1)$ einer Besetzungsquantisierung erfahren können, weil dann stets die gesamte Besetzung B_j mit $\mathcal{F}_{j-1} B_{j-1}$ in n_{j-1} auf $1 + n_{j-1}$ anbeginnt, jedoch kann in umgekehrter Richtung wegen der gleichartigen Struktur von B_4 mit $\mathcal{F}_3 B_3$ nur eine Prototimplexverschiebung $(j=3) \to (j=4)$ von der Meso- in die Existenzzone erfolgen, wodurch das oben aufgeführte Ausschlußprinzip bestätigt wird.

Es muß nunmehr versucht werden, den Poissonkomplexgenerator zu analysieren, d.h., $\mathcal{V}$ für $N=0$ durch die Fundamentalmaßsymmetrien $\mathcal{H}_\varphi(\mathcal{MPQR}) \in \mathfrak{C}(\mathcal{EQ}_\mathcal{R})^?_\sigma$ auszudrücken, wobei die Integralfunktion $f(N)$ ebenso zu ermitteln, wie die Koppelungsfunktion γ auf 192. Dann dann können neben den $M_\mathcal{R}(N=0)$ der Hauptsätzen 195 d wobei 192 numerisch ebenso ermittelt werden wie alle überhaupt möglichen $M(N)$ zu den $\mathcal{H}_\mathcal{R}$ oder $\mathcal{H}_\varphi$, wobei diese theoretischen numerischen Werte müssen dann mit der entsprechenden Empirie vergleichbar sein.

—

Anmerkung zu Seite 128.
Auch kann die Masse m_e des Elektrons als minimales d-Antiteilchen immer durch die Masse m_ν seines Charakterpaars substituiert werden, sodass, sofern $m_+ = m_e - m_\nu$ eine Resonanz der übrigen Teilchen mit denen aller übrigen Poissonkomplexe $\overline{\mathcal{P}} \perp \overline{\mathcal{P}}$ ist. Somit kann für die relevante Elektronenmasse $m_e = m_+(1+k)$ mit $k \ll m_+ = m_\nu$ geschrieben werden.