

Anmerkung zu Seite 186.

Andererseits ist  $\neq$  aber ${}^2\bar{f}(\mu, \nu) \neq$

$\neq {}^1\bar{f}(\mu, \nu)$ und auch ${}^2\bar{f}(\mu, \nu) \neq {}^2\bar{f}(\mu, \nu)$, so daß

die hermiteschen $\left[\begin{smallmatrix} \mu, \nu \\ \bar{x}, \bar{x} \end{smallmatrix} \right]_+$ in ihrem Kompo-

nenten über dem komplexen algebraischen Zahlkörper definiert sind, wenn wieder nur auf die ~~die~~ komplexe R_6 -Signatur $(+++---)$ zurückgeht. Dies bedeutet aber auch, daß der tensorielle Bündelprojektor ${}^2\bar{P}(\mu, \nu)$; $N = {}^2\bar{P}(\mu, \nu) + i {}^2\bar{F}(\mu, \nu)$ aus

einem Real- und einem Imaginärteil zusammengesetzt sein muß. Im Fall des Tensorsektors T ; $n = M$, also der parallel verlaufenden $\S. 126$ überlagernden diskreten Kurvenoberfläche kommt nur der Realteil dieses Sektors in Betracht, der aber wegen des kontinuierlichen Aufbaues der Strukturstufen durch kontinuierliche Photosimplifikationen ein Kontinuumsektor $R \in {}^2\bar{P}(\mu, \nu)$; $N = {}^2\bar{P}(\mu, \nu) = \text{cont}(R_3)$ tensorieller RTH sein muß.
 ~~folgt~~ $R \in {}^2\bar{P}(\mu, \nu)$; $N = {}^2\bar{P}(\mu, \nu)$
 $= \text{cont}(R_3)$ tensorieller RTH sein muß.
 ~~folgt~~ $R \in {}^2\bar{P}(\mu, \nu)$; $N = {}^2\bar{P}(\mu, \nu)$

${}^2\bar{P}(\mu, \nu)$; $N = {}^2\bar{P}(\mu, \nu) + i {}^2\bar{F}(\mu, \nu)$
 ${}^2\bar{P}(\mu, \nu) = \text{cont}(R_3) \dots \dots \dots 198$
 für die Faltung des Bündelprojektors. Nur

Darstellung $M = T$; in kommt hier
mit der im R_3 konstante Realeile
in Betracht, während der nicht not-
wendig: konstruierbare Imaginärteil of-
fensichtlich eine schwankungsweite
sensibler Teil aller periodischen
Totale $M(x, a)$ komplexer Hermitischen
impliziert: Diese schwankungswei-
ten Γ aus dem Imaginärteil der
symmetrischen Wellengleichung wären
kann wegen der Komplexwertigkeit
kanonisch konjugierter Größen (Prin-
zip der Quantenmechanik) ein di-
rektes Maß für die x_4 -Erstreckung,
also die Existenzzeit der x -un-
d-Teil. Im folgenden soll zu-
nächst mit der Realeile von 1972
analysiert werden, um zunächst die
Zufuhrstrukturierung dieser statoen-
schen Elemente zu erkennen. S. 186

2.7 Stratonische Spinstrukturieren

Nach der Bestimmung der vier Protosimplenmarken μ_j kommt es nunmehr darauf an, die noch fehlenden Elementarmarken $\mu_{5,6} = \alpha_{5,6} \cdot \mu_+$ von Straton- und Gospin zu ermitteln. Es gilt $\mu_5 = f_3(p, q) \cdot \mu_+ \cdot \alpha_5$ und $\mu_6 = \frac{1}{2} f_4 \cdot \mu_+ \cdot \alpha_6$, also $\mu_{5,6} = \mu_+ \cdot \alpha_{5,6}$ in Analogie zu den Protosimplenmarken, doch müssen $\mu_{5,6}$ selbst bestimmt werden. Bei μ_5 ist zu berücksichtigen, daß der allgemeine Stratonspin die ganze interne Struktur beeinflusst, und der formale Zustand dieser Struktur $n = m = p = b = 1$ ist alle Konfigurationszustände $k' \in k$ unter der Konfigurationszahl k impliziert. Da im beobachtbaren Bereich nur $k = 2$ und $k = 1$ als konfigurationsbeschreibende des freiforms paralleler Hermetiken existieren, galte μ_5 in einem von $k = 1$ bestimmten Anteil $m_{(1)}$ und in dem Anteil $m_{(2)}$ ($k = 2$), so daß im arithmetischen Mittel $2\mu_5 = m_{(1)} + m_{(2)}$ die beiden vom Konfigurationsniveau abhängigen Summenfunktionen zu ermitteln sind. Der Stratonspin einer k - oder l -

Hermetie wird nach den Untersu-
 chungen über die Konjunktive der
 Probotimpulse durch das gesamte
 Konjunktorsgefüge bestimmt. Die Flup-
 geschwindigkeit des Transkonjunktors
 - (1) - in (+1), nämlich w wird offenbar
 reduziert auf $w \rightarrow w' < w$ durch die
 Wirkung des Flutkonjunktors (- (3,4,6))
 in (+7). Dies bedeutet aber, dass mit
 $w' = w \cdot V_R/V_E = \eta w$ ein Koeffizient, wobei
 tatsächlich $\eta < 1$ als Reduktionsfak-
 tor wirkt. Ganz analog kommt es
 zu einer ähnlichen Reduktion der
 Flupgeschwindigkeit $w \approx \kappa$ (imaginär-
 teil der Wellengeschwindigkeit) von - (2) -
 in (+2) gemäß $w \rightarrow w' < w$ als Folge
 einer Wirkung von (- (3,5,6)) wiederum in
 (+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 Gesichtspunkt (+2) ein
 Gangunterschied $W = w - w'$ der konju-
 gierenden Feldflüsse. Es gibt zweifel-
 los einen Impuls $P_{(3)}$ des Konjunktors
 spinus, der auf diesen Gangunterschied zu-
 rückgeht und daher beschrieben wird
 durch $P_{(3)} = \mu_3 \cdot W$. Die Gesamtheit aller
 dieser Konjunktorsimpulse muß außer-

dann einen Erhaltungssatz - 225
 Prinzip zeigen, d.h., daß sie der
 gesamte Konfigurationsimpuls $P_{(1)} = m_{(1)} \cdot v$
 aus allen $P_{(s)}$ zusammensetzt. Da
 nun aber jeder Formfaktor $Q_n + Q_m + Q_p + Q_o$ einen Konfigurationsimpuls
 $P_{(s)}$ liefert, wird $(Q_n + Q_m + Q_p + Q_o) \cdot P_{(s)}$
 in wesentlichen $P_{(1)}$ aufbauen,
 doch bildet die metrische Konfigu-
 ration noch einen Impulsanteil
 $P_{(m)} = f(k) \cdot P_{(s)}$, der ebenfalls addi-
 tiv auftritt. Für das Erhaltungsprin-
 zip des Konfigurationsimpulses gilt
 daher $P_{(1)} = (Q_n + Q_m + Q_p + Q_o) \cdot P_{(s)} +$
 $+ P_{(m)} = N \cdot P_{(s)}$ mit $N = Q_n + Q_m + Q_p +$
 $+ Q_o + f(k)$, wobei f durch den Ver-
 wechelnwechsel der metrischen
 Zellen innerhalb der metrischen
 Konfiguration gegeben ist. Aus
 dem Modell, welches zu den me-
 trischen Formfaktoren Q_j
 der Strahlischen Überstruktur
 führt, folgt $f(k) = k/2 \cdot \sum F^{k^2} (-1)^k$
 $= k/2 \cdot 2^{k^2} \cdot (-1)^k$, so daß explizit $N(k) =$
 $= Q_n + Q_m + Q_p + Q_o + k \cdot (-1)^k \cdot 2^{k^2} - 1$ für
 alle k allgemein gilt. Im vorliegen-
 den Fall muß jedoch $k=1$ für die
 Überstruktur der Konfigurationszahl
 1 gesetzt werden, was $P_{(1)} = N(1) \cdot P_{(s)}$

oder $m_{(1)} = 8/w \cdot \mu_5 \cdot W = 8/\eta \cdot \mu_5 \cdot (1 - \frac{e^\eta}{w})$
 liefert, weil $N(1) = 3 + 3 + 2 + 1 - 1 = 8$ gilt.
 Mit $\mu_-/\mu_+ = \sigma_-/\sigma_+$ und $\mu_5 = \mu_+ - \mu_-$ wird
 darauf schließlich $m_{(1)} = 8/\eta \cdot (1 - \sigma_-/\sigma_+) \cdot$
 $\cdot (1 - \frac{e^\eta}{w}) \mu_+$. Da aber der Zustand
 $k > 1$ stets $k = 1$ impliziert, muß
 $m_{(2)} = B \cdot m_{(1)}$ mit $B(k=2) > 1$ sein,
 während $B(k=1) = 0$ spezifiziert werden
 muß. Wird zur Kürzung für die
 Summe $\sum_{j=1}^4 Q_j + f = N(k) = N$ hier-
 sichtlich $k=1$ und $k=2$ mit $2f =$
 $= k(-1)^k \cdot 2^{k^2}$ gesetzt, dann muß sich
 wegen der symmetrischen Über-
 lapung zum Zustand $k=2$ die
 Masse $\mu_+ B$ zur Masse $m_{(1)} N |f|$ ver-
 halten, wie das vielfache Interpo-
 tial 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; denn
 für alle k ist $|(-1)^k| = +1$. Man hat
 demnach $(\mu_+ B) : (m_{(1)} N |f|) = \beta V_{ss} :$
 $: V_{ww}$ 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 $2\mu_5 = m_{(1)} + m_{(2)} = m_{(1)} \cdot$
 $\cdot (1+B)$ liefert dann, wenn zur Kürzung

$\eta R = P \left(1 - \frac{2}{k+1}\right) \cdot \left(1 - \eta \frac{2}{k}\right)$ und $w_{(1)} = \mu_+ R 227$
 verwendet wird, und wenn darüber-
 hinaus $\mu_5 = \mu_+ \cdot \alpha_5$ berücksichtigt wird
 $2 \alpha_5 = R \left(1 + k(k-1) 2^{k+3} N R \left(\frac{1 - \sqrt{2ak}}{1 + \sqrt{2ak}}\right)^2\right)$ als
 Koeffizienten der Spinfunktion.

Für Bestimmung von $\mu_6 = \mu_+ \alpha_6$,
 also des Koeffizienten α_6 einer Funk-
 tion des Isomorphiespiels muß be-
 rücksichtigt werden, daß $\mu_6 \sim \mu_5 = \mu_+ \mu$
 mit einem Proportionalitätsfaktor
 haben kann, der als Produkt aus
 einem Faktor $R' (k=1)$ für $k=1$ und
 einem Ladungsabhängigen Faktor $B'(k)$
 multiplikativ aufgebaut ist. Während
 B' auch für $k=2$ gilt und interne
 Elemente enthält, entspricht R'
 mit dem externen Bestandteil der
 Unbeständigkeit $k=1$. Es gilt daher
 der Zusatz $\mu_6 = \mu_5 \cdot R' \cdot B'$. Nach der
 vektoriellen Darstellung der interna-
 len R_6 -Spin $\bar{\sigma} = i(\frac{1}{2} \sigma_0 s + \bar{\sigma}_0 j (-1)^j)$
 mit $P = 2 s$ und $Q = 2 j$ ist für gerad-
 zahlige Q stets $R \in \bar{\sigma} = \bar{\sigma}$, während
 für ungeradzahlige Q , also Spinatome,
 eine Verteilung $R \in \bar{\sigma} = \pm \bar{\sigma}_0 j \neq \bar{\sigma}$ in
 dem R_3 auftritt. Wegen dieser Realität
 muß dieser externe Faktor R' bezogen
 auf die σ -Besetzung Q_0 der Zone
 $j=4$ (also externer RH) dem Produkt

unter wirkender Potentiale $V_{RR} : V_{EE}$
 und $V_{DD} : V_{WW}$ der Ladungsfeldkom-
 ponenten proportional sein und
 zwar muß der Proportionalitäts-
 faktor wegen der R_3 -Verbreiterung
 des elektronen integralen Rausen-
 spins der doppelte Kopplungsfak-
 tor $a = 2\pi e$ zwischen optischen
 Raussequenzen (provokativ bedingt
 der R_3 -Universum und der kosmi-
 schen Bewegung in der Richtung
 H_4 der später liegenden R_3 -Frei-
 räume sein. Als Bestimmungs-
 gleichung kann also $2a R' : Q_0 =$
 $= (V_{RR} : V_{EE}) \cdot (V_{DD} : V_{WW})$ verwendet
 werden. Einsetzen der Potentiale
 und Umstellung liefert dann
 $a R' = \eta \left(4 \cdot \frac{1 - \sqrt{2}}{1 + \sqrt{2}} \right)^2 Q_0$. Im Fall $k=1$
 muß $B'(k=1) = 1$ und $B'(k > 1) \neq 1$
 sein, nämlich ~~$B'(k=1)$~~ , wenn B' auf
 k bezogen wird, $B' : k + \cos \pi k = A$
 $= L \sim k-1$, weil Gleichung 191 a
 gilt. Andererseits muß k auch dem
 doppelten geometrischen Mittel
 und dem arithmetischen Mittel
 zwischen $k=1$ und $k \geq 1$ gemäß
 $L \sim 2 \cdot \sqrt{k}$ und $L \sim 1/2 (k+1)^{2/3}$
 proportional sein. Ferner muß k

$L \sim Q_n + Q_{n-1} + Q_p + Q_0 + k(-1)^k \cdot 2^{k-1} = N29$
 sein, weil hier die beiden Funktionen Q_j der $j \leq 4$ zusammen mit der Konfigurationsziffer k (letzter Term) eingehen müssen, ein fache Verhalt, der auch in α_5 hinsichtlich $m_{(2)}$ erscheint. 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 Ladungsquantenzahl der d - oder e -Kette abhängt. Es gilt also
 $B' : k + \cos \pi k = \sqrt{k} (k^2 - 1) \cdot NF$, wobei $F(q)$ in einen Anteil $q(q \neq 1) \neq 0$, aber $q(q=0) = 0$ und ein Anteil $\mathcal{G}(q=1) = 0$, aber $\mathcal{G}(q=0) \neq 0$ und $q(q > 1) > 0$ galtes, so daß $F = q + \mathcal{G}$ zu setzen ist. Die Eigenschaften dieser beiden Ladungsfunktionen q und $\mathcal{G}$, die befriedigt werden werden vollständig erfüllt durch $q \sim q$ und $\mathcal{G} \sim -(1-q)$, wobei die Proportionalitätsfaktoren in $q = a' q$ und $\mathcal{G} = -b' (1-q)$ wiederum die Verhältnisse innerer Ladungsfeldpotentiale, nämlich $a' = V_E : V_S''$ und $b' = \mathcal{G}'(k) \cdot V_E : V_S''$ sind. Der Faktor $\mathcal{G}'$ wiederum kann als das Verhältnis der um $2k+1$ verminderten

Summe $\sum_{j=1}^4 Q_j$ zu Q_n , also $B' = N' : Q_n$

aufgepasst werden, wenn zur Kürzung $N' = N - 2k - 1 - k(-1)^k \cdot 2^{k^2-1}$ verwendet wird. Einsetzen der Substitutionsfunktional der Eichungsfeld-Komponenten liefert dann $g \cdot \sqrt{\eta_{12}} = q$ und $B \cdot Q_n \cdot \eta_{12} = -(1-q)N'$, also $\bar{F} \cdot \sqrt{\eta_{12}} = q - (1-q) \cdot \frac{N'}{Q_n \cdot \sqrt{\eta_{12}}}$, was eingesetzt werden

$-\cos \pi k = (-1)^{k-1}$ als explizite Darstellung für B' den Bruchbruch $B' = k(\sqrt{k}(k^2-1) \cdot \frac{N}{\sqrt{\eta_{12}}} \cdot (q - (1-q) \frac{N'}{Q_n \cdot \sqrt{\eta_{12}}}) + (-1)^{k-1})$ liefert. Zu $\mu_6 = \mu_3 A' B'$ ist $q_1 \mu_3 = \mu_+ - \mu_- = \mu_+ (1 - \frac{\alpha_-}{\alpha_+})$ und $\mu_6 = \mu_+ \cdot \alpha_6$ so dass sich für den Koeffizienten $\alpha_6 = A' B' (1 - \alpha_- / \alpha_+)$ ergibt. Mit den expliziten Darstellungen von A' und B' gilt also für α_6 und α_5 , also für die beiden noch fehlenden Koeffizienten die Darstellung:

$$2 \alpha_5 = R (1 + k(k-1) \cdot 2^{k^2+3} \cdot N R \left(\frac{1 - \sqrt{\eta_{12} q k}}{1 + \sqrt{\eta_{12} q k}} \right)^2)$$

$$\eta R = 8 \left(1 - \frac{\alpha_-}{\alpha_+} \right) \cdot (1 - \eta q \omega)$$

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

$$\alpha_6 = \frac{\eta k}{a \eta} \left(\sqrt{k}(k^2-1) \cdot \frac{N}{\sqrt{\eta_{12}}} \cdot (q - (1-q) \cdot \frac{N'}{Q_n \sqrt{\eta_{12}}}) + (-1)^{k-1} \right) \cdot \left(1 - \frac{\alpha_-}{\alpha_+} \right) \cdot \left(4 \cdot \frac{1 - \sqrt{\eta_{12}}}{1 + \sqrt{\eta_{12}}} \right)^2 \cdot Q_n$$

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

Da α_6 in H_6 der Faktor vor der Isomorphie-
 spurfunktion ist, muß α_6 von q abhän-
 gen und sowohl für $q = 0$ als auch
 für $q \geq 1$ definiert sein, also für q -
 und auch c -Metriebien. Dies der-
 halb, weil in jedem Multiplikat
 des Isomorphieprinzips die Terme
 als isomorphie (in einander über-
 füllbare) R_3 -Projektionen sind,
 und somit sowohl d - als auch
 c -Formen sein können, was auch
 für ext evtl. für letztes gilt.

Bis auf die Darstellung der Funktionen
 g sind im Termsektor $T; m = 11$ von
 126 in der Summendarstellung $H = \sum_{i=1}^{126}$
 H_{ij} die Terme $j \leq 4$ explizit als Konfigura-
 tionszonen gegeben, während $H_7 = q \mu$
 wobei 140 der Trägheitsanteil eines elek-
 trischen Ladungsfeldes von der Qua-
 tenzahl $q > 0$ ist. Nach 191 d und von
 $H_{5,6}$ der Trägheitsanteile stationärer
 Spinstrukturen auch die Elementarma-
 sen $\mu_{5,6} = h_{5,6} \mu_+$ explizit bekannt.

Der im Skalarprodukt $\bar{\sigma} = i(\bar{\sigma}_0 \cdot s +$
 $+ \bar{\sigma}_0 \cdot f(-1)\bar{\sigma})$ grundsätzlich ungerade
 Teil s bezieht sich auf die ima-
 ginären R_6 -Koordinaten und be-
 dingt daher als Isomorphieprinzip hin-
 sichtlich des Räumprinzips f den f -

faden Isomorphismen $0 \leq x \leq P = 2s$ mit
 $y = P + 1$ bei der ungeraden
 R_3 -Abbildung. Jeder Komponenten-
 des Isomorphismus kommt
 also der gleiche Randspin zu, so
 dass $M_{(x)6} = 2 \alpha_6 \mu + J_x = \alpha_6 \mu + Q_x$ für
 x gilt. Der Faktor 2 erscheint hier,
 weil jeder integrale Randspin zwei
 antiparallele Einbaueigenschaften
 haben kann. Weil alle x wegen
 dieses Randspinisomorphismus den
 gleichen Randspin tragen, gilt $Q_x =$
 und daher für den gesamten Träg-
 beitsbeitrag $M_6 = \sum_{x=0}^P M_{(x)6} = \alpha_6 \mu + \sum_{x=0}^P Q_x$
 $= \alpha_6 \mu + Q(P+1)$, sodass M_6 und M eben-
 falls verliert. In $M_5 = \alpha_5 \cdot \mu + f_5$ ist
 $f_5 = 0$ oder $f_5 \neq 0$ allein davon abhän-
 gig ob $P = 0$ oder $P \neq 0$ ist. Daraus
 muss auf jeden Fall $f_5 \sim P$ sein.
 Ist $P > 0$, dann muss f_5 auch von Q
 mitbestimmt, und zwar so, dass f_5
 auch dem arithmetischen Mittel
 $\frac{1}{2} (P+Q)$ ~~proportional~~ ist. Damit wird
 aber $2 f_5 = \alpha_5 \cdot P (P+Q)$ und $2 |f_5| =$
 $= P (P+Q)$, also $|\alpha_5| = 1$ oder $\alpha_5 = \pm 1$
 und $2 f_5 = \pm P (P+Q)$. Für $P = 0$ hängt
 $f_5 \neq 0$ oder $f_5 = 0$ allein von der Natur der
 faden Zahl $P+Q$ ab. In diese Zahl

geradezahlige. Dann wird $f_5 \neq 0$ ist $P+Q233$
 oder gegen ungeradezahlige. Dann wird $f_5 = 0$
 so dass allgemein $f_5 = P(P+Q) \cdot \cos \pi \frac{P+Q}{2}$
 gilt. Da $P+Q$ aus den ganzen Zahlen
 P oder Q zusammengesetzt ist, muss
 $P+Q$ selbst immer ganzzahlig sein,
 was von $\pi (P+Q) = (-1)^{P+Q}$ real sowie
 $f_5 = P(P+Q) \cdot (-1)^{P+Q}$ unmöglich ist. Aus dieser
 Formel gilt $N_5 = \mu_+ \cdot \frac{a_5}{2} P(P+Q) \cdot (-1)^{P+Q}$
 und in M sind bis auf 9 sämtliche
 Bestimmungswerte auf reine ganze

- 2) Zahlen reduziert werden. Wird
 die Summe N explizit geschrieben,
 dann zeigt sich, dass die Koeffizien-
 ten stets in den Formen $a_1/4, a_2/6,$
 $a_3/2$ sowie $a_5/2$ und a_6 erscheinen.
 Aus diesem Grunde ist es sinnvoll,
 nach Gleichung 190 für die Einheitsfaktoren
 $\mu_{\pm} = 4 \mu_{\pm}$ zu setzen, $\mu_{\pm}$ vor die
 Klammern zu ziehen und die Summe
 mit $\times 4$ zu multiplizieren. Aus dies-
 rend können neue Koeffizienten
 $N_i(k, q)$ gemäß

$$N_1 = a_1, \quad 3 N_2 = 2 a_2, \quad N_3 = 2 a_3, \quad N_5 = 2 a_5,$$

$$N_6 = 4 a_6 \quad \dots \quad 191 \text{ e}$$

zu definieren. Nun mehr können die
 Teilsummen definiert werden, gemäß,

das $\mathcal{G}(Q_j)_1^4$ nur von den zeitlich
 konstanten Besetzungen Q_j , aber
 $S(n_j)_1^4$ von den zeitlich variablen
 Besetzungen, bzw. $F(n_j, Q_j, \mathcal{G})_1^4$ von
 den nichtlinearen Verknüpfungen
 bestimmt werden, während $\Phi(P, Q, g)$
 die Spinstruktur und den For-
 dungsfeldanteil N_g enthält. Auf
 diese Weise ergibt sich als ein-
 zeiliges Karmanspektrum sta-
 tionärer komplexer Ketten
 die einfache Darstellung

$$M = \mu(\mathcal{G} + S + F + \Phi) \cdot \alpha + \dots \quad 192,$$

welche als Spektralfunktion das
 diskrete Punktspektrum wiedergibt,
 das durch die Wirkung des Term-
 selektors $T; m = M$ vom Pseudokon-
 tinuum 126 separiert werden. In die-
 ser Form werden die Verknüpfungen

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

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

$$+ 6 m Q_m \cdot (1 + m + Q_m) \cdot N_2 + 2 p Q_p N_3 +$$
$$+ 4 y, \Phi = P (P + Q) \cdot (-1)^{P+Q} N_5 +$$
$$+ Q (P+1) N_6 + 4 q \cdot \frac{d}{d+} \dots \dots \dots 192 a$$

eingeführt. *

Die Basisierungen 190 bis 192 a beschreiben vollständig das dem Spektrum 126 äquivalente diskrete Punktspektrum der Stratonischen (also periodischen) π -Wirkel-Heterometrien. Die Funktion K wird dabei (als ~~so~~ zahlentheoretische Funktion ganzzahliger Molizes) von den ganzzahligen Parameterparametern n_j der Probenimplikationsbeziehungen und den Quantenzahlen K, P, Q und q bestimmt. Während für diese Quantenzahlen Erhaltungssätze, also Invarianzforderungen ~~als~~ als Symmetrieeigenschaften gelten, sind die n_j als Parameter einzelner elementarer Prinzipien nicht weiter wirksam. Die durch das Konjunktionsgefüge bedingte Basisdynamik ist demnach auf jeden Fall als relativistische Dynamik eine Folge höherer Symmetrien die vorwiegend auf den Quantenzahlen (K, P, Q, q) veridifiziert

Zur Ermittlung der noch un-
 bekannten Funktion γ muß einer-
 seits festgestellt werden, ob dieser
 Quasibenzolbenzofuran vollständig
 ist, bzw. wie er gegebenenfalls
 vollständig werden kann, und
 andererseits ist zu untersuchen,
 welche konkreten Bindungsregeln
 (in Analogie zu Gleichung 192a)
 für die Quasibenzolbenzofuran und
 die n_f -Quasibenzolbenzofuran $f \leq 4$ gelten,
 denn nicht jede ganze Zahl und
 nicht jede Quasibenzolbenzofuran ganzer Zahlen
 kann zugelassen werden, weil
 sonst K ebenfalls eine Preislokon-
 timierung wäre, was aber mit der
 Empirie auf keinen Fall vereinbar
 erscheint.

In der Darstellung des integra-
 len Strahlenspiels $\bar{\sigma} = i(\bar{\sigma}_0 s + \bar{\sigma}_0)(-1)^f$
 ist $\bar{\sigma}_0$ der Einheitsvektor im Bereich der
 imaginären Drehmomenten des R_6 ,
 wobei sich $\bar{\sigma}_0$ als Einheitsvektor
 auf den R_3 bezieht: so daß $\bar{\sigma}_0^2 = \bar{\sigma}_0^2 = 1$,
 aber $\bar{\sigma}_0 \perp \bar{\sigma}_0$ gilt. Die halbzahligen
 Größen s und f in $\bar{\sigma}$, dargestellt durch
 die ganzen Zahlen $p = 2s$ und $q = 2f$
 beschreiben als Q den Raumspin der
 Moleküle.

Komplexen Hermetie ma als P den Iso-
morphismus der jeweiligen Raumspie-
struktur bei der umgekehrten P_2 -Abbil-
dung dieser Hermetieform. Die Gesamt-
heit isomorpher Abbildungen bildet
dann das Tripelmultiplikat $\mathcal{H} = 2s + 1$
 $= P + 1$, während in Dualität hierzu
auch ein Raumspielmultiplikat $\mathcal{H}_2 = 2j + 1 =$
 $= Q + 1$ hinsichtlich der Einstellungs-
möglichkeiten des Raumspiels defi-
niert werden kann. Für die Isomor-
phismen gilt auf jeden Fall $P \geq 0$,
doch kann $\mathcal{H} \leq \mathcal{H}_{max}$ eine obere Schranke
nicht überschreiten, die ihrerseits gemäß
 $\mathcal{H}_{max} = \mathcal{H} \cdot k + 2$ auf Grund der Definition

von k durch diese Konfigurationszahl
bestimmt wird. Vergleich mit $\mathcal{H}_{max} = P_{max} + 1$
liefert dann für die maximale Zahl
der Isomorphismen $P_{max} = \mathcal{H} \cdot k + 1$
 $P \leq P_{max}$, so daß für diese Isomorphismen
der strukturellen Raumspielstruktur das
Intervall $0 \leq P \leq \mathcal{H} \cdot k + 1$ liegt. Mit ihm
begrenzt k durch dieses Intervall die
Zahl der möglichen Raumspieliso-
morphismen. Werden $\mathcal{H}$ und $\mathcal{H}_2$ variiert,
dann folgt aus diesen ganzzahligen
Variationen die Verknüpfung $\mathcal{H}_2 \cdot \mathcal{H} =$
 $= (\mathcal{H}_{max} - 1) \cdot \mathcal{H}$, die auch in der Form

$(1+Q) \cdot F Q = P_{\max} \cdot F P = \frac{(k+1)}{2} F P$ beschreiben
 werden kann. Da nun Q nicht prinzipiell
 sich nur um $F Q = 2$ ändern kann,
 wird $1+Q = k F P$, wobei im allge-
 meinen $F P = 1$ ist, doch gibt es auch
 die Möglichkeit $F P = 2$ mit $Q = \underline{Q}$ in
 $0 \leq P \leq 2k$, so daß hier $1+Q = 2k$
 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 Isomorphis-
 men mindestens eine Stelle $\underline{P}$, mit
 welcher $Q = k-1$ um $\Delta Q = k$ auf
 $Q = 2k-1$ erhöht wird. Für voll-
 ständige Beschreibung muß es nun-
 mehr darauf ankommen die Lage
 dieser Spinisomorphismen im Intervall
 der Spinisomorphismen (also $\underline{P}$) zu
 ermitteln. Mit den Konstanten $\beta_1, \beta_2, \beta_3$
 β_1, β_2 und β_3 wird es möglich die
 Multiplikts durch drei Funktionen Q
 H, Y und Z exponentiell darzustel-
 len und zwar als $\underline{Y} = \beta_1 + e^H$, sowie
 $\underline{Y} + Y_{\max} = \beta_2 + e^Y$ und $\underline{Y}_R = \beta_3 + e^Z$, wobei
 aus Symmetriegründen $\beta_1 = 2$ und
 $\beta_3 = 1$, aber $\beta_2 = 2\beta_1 + \beta_3 = 5$ ist. Für
 Bestimmung von $\underline{P}$ kann davon
 ausgegangen werden, daß H das arith-
 metische Mittel von Y und Z dar-

steht, was vor Bestimmungsgleichung
 $2H = Y + Z$ führt. Mit $H = \ln(\frac{P}{2} - 1)$,
 sowie $Y = \ln(\frac{P}{2} + \frac{P}{2} - 5)$ und
 $Z = \ln(\frac{P}{2} - 1)$ wird also nach Poten-
 zierung von Einsetzen der Bedin-
 gung $(P - 1)^2 = Q(P + 2 + 2k - 5) =$
 $= Q(P - 5 + 2 \cdot (k + 1)) = P Q - 5Q +$
 $+ 2(k + 1)Q$ oder mit $Q = k - 1$ auch
 $P^2 - P(k + 1) = 2(k + 1) \cdot (k - 1) - 5Q(k + 5 -$
 $- 1) = 2(k^2 + 1) - 5k$ bzw. $P^2 - P(k + 1) +$
 $+ 5k = 2(k^2 + 1)$. Diese quadratische
 Gleichung liefert die beiden Lösungen
 $\underline{P}_{1,2} = \frac{1}{2}(k + 1) \pm \frac{3}{2}(k - 1)$ und explizit
 $\underline{P}_1 = 2k - 1$, sowie $\underline{P}_2 = 2 - k$. Damit
 sind aber auch die beiden Stellen
 $\underline{P}$ in $0 \leq P \leq 2k$ einer Randspine-
 Erhöhung 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
 Ritz, während q algebraisch rein auf-
 weil nur (k, P, Q) von der spezifischen
 Form κ oder α komplexer Hermetrie
 unabhängig ist. Die für die fundamen-
 talen Quantenzahlen müssen
 aber die statischen Elemente
 komplexer Hermetrie vollständig

unterscheiden, so dass grundsätzlich
 jeder Elementarstruktur ein spe-
 zifischer Satz zukommt, wobei, daß
 bei einer Identität dieser Quan-
 tenzahlenwerte zwangs läufig die
 zugehörigen Elementarstrukturen
 identisch sein müßten. Aus diesem
 Grunde ergibt sich für $k=1$ bei
 $P=1$ ein Widerspruch; denn es
 kann sein $\underline{P}_1 = \underline{P}_2 = 1$ ebenfalls
 Doublets mit $\underline{Q}=1$, aber $\underline{Q}=0$. Bei
 $k=1$ existieren also ein Skalar dou-
 blett $(1, 1, 0)_{(1)}$ und zwei Spinor-
 doublets $(1, 1, 1)_{(2)}$ und $(1, 1, 1)_{(3)}$,
 die verschiedenen Spinorformen ent-
 sprechen müßten, aber trotzdem vom
 gleichen Satz fundamentaler Quan-
 tenzahlen $(1, 1, 1)$ bestimmt wer-
 den. Aus diesem Grunde kann der
 Satz (k, P, Q) unvollständig voll-
 ständig sein, so daß zur Begrün-
 dung fundamentaler Symmetrien
 höherer Ordnung einer relativisti-
 schen Basisdynamik noch eine fun-
 damentale Quantenzahl α als
 Doubletzahl definiert werden
 muß, welche den fundamentalen
 Satz zu (k, P, Q, α) ergänzt und

nur im Fall der Darstellung $x = 1$ er-
 scheinen kann, während in
 übrigen $x = 0$ ist. Mit dem Ein-
 heitselement δ_{ij} aus $\mathbb{E}$ wird dann
 $x = \delta_{1,p}$, wobei der Proportionali-
 tätsfaktor für das erste Darstellungselement
 betrachtet, und für die übrigen
 den Wert 1 erhält. Für $\lambda \geq 1$ die
 laufende Ziffer der möglichen
 Darstellung, dann wäre $x(\lambda) =$
 $= (1 - \delta_{1,\lambda}) \cdot \delta_{1,p}$ zu setzen, so dass
 nur noch die obere Schranke für λ
 zu ermitteln bleibt. In $\lambda_{\max} \geq \lambda$ die
 obere Schranke, dann könnte $\lambda_{\max}$
 additiv zu die Differenz der Normen
 von $\pi \underline{Q}$ und $\pi \bar{Q}$ erhöht, als die Dif-
 ferenz zwischen $\underline{Q}$ und $\bar{Q}$ aufgefressen
 werden. Dennoch scheint $\lambda_{\max}$
 nur noch von k bestimmt zu sein,
 so dass zur Kürzung $\lambda_{\max} = \lambda_k$ in
 $\lambda_k + \cos. \pi \underline{Q} - \cos. \pi \bar{Q} = \underline{Q} - \bar{Q}$ zu
 setzen ist. Hierin ist $\underline{Q} - \bar{Q} = k$ und
 wegen der Ganzzahligkeit $\cos \pi \underline{Q} -$
 $-\cos \pi \bar{Q} = -(-1)^{2k} + (-1)^k = -1 + (-1)^k$,
 was eingesetzt $\lambda_k = 1 + k - (-1)^k =$
 $= 1 - k + 2k - (-1)^k$ liefert. Hierin ist
 sowohl für $k=1$ als auch für $k=2$ der
 $2k - (-1)^k = 3$, also $\lambda_k = 4 - k$, wodurch

die Schranke $1 \leq \lambda \leq \lambda_k$ gesetzt ist.
 Werden in P die Indizesungen
 verbunden, dann werden die mög-
 lichen fundamentalen Quanten-
 zahlen Quadrupel (k, P, Q, λ)
 durch das System

$$\begin{aligned} k &= 1, k=2, 0 \leq P \leq 2k, P_1 = \\ &= 2-k, P_2 = 2k-1, Q(P) = \\ &= k-1, Q(P) = 2k-1, \lambda(\lambda) = \\ &= (1 - \sigma_{1,2}) \cdot \sigma_{1,P}, 1 \leq \lambda \leq \lambda_k = 4-k \dots \end{aligned}$$

vollständig beschreiben muss mit
 die Konfigurationszahl k verbin-
 det.

Die Verteilung der d -Hermetie
 in einem solchen vorgegebenen Multi-
 plett der Spinisomorphismen kann
 aus der Projektion der P_3 -Projektion des
 fundamentalen imaginären Anteils
 von $\vec{s}$ linearer Natur sein. Kennzeich-
 net q_{λ} mit $0 \leq \lambda \leq 2s = P$ die Fading-
 quantenzahl (mit Vorzeichen) der
 Komponente λ der aus $P+1$ ~~des aus~~
 isomorphismen Abbildungen bestehen-
 den Multipletts, dann wäre für diesen
 Ansatz $q_{\lambda} = s_{\lambda} \cdot A + B$ zu wählen, wobei
 $B(P_{\frac{P}{2}}^{\pm})$ von der Zeitrichtung
 abhängig sein würde, während

$|q_x| = q$ gilt, so daß in der Tatsache 243
 den Radius wegen der Implikation
 des Radienverhältnisses in q_x diese
 Quaderzahl mit $|e_x|$ multi-
 plizieren ist. Die im Ansatz für q_x
 verwendete Größe s_x kann wegen der
 laufenden Ziffer $0 \leq x \leq 7$ im Multi-
 plikat auch in der Form $s_x = s - x$
 oder $2s_x = 7 - 2x$ geschrieben wer-
 den. Da die Multiplikationsprozesse
 durch s und $\bar{s} = i(\bar{s}_0 s + \bar{s}_0) (-1)^x$
 in dem R_3 projizierte antipodale
 Isomorphismen der euklidischen
 Raumstruktur J einer allgemei-
 nen R_6 -Konstruktion sind, können
 sie als verschiedene Bereiche des
 R_3 -Durchschnittes der polaren
 und symmetrischen R_6 -Struktur
 mit den Eigenschaften $q_x = 0$ der e-
 lementare oder $q_x \neq 0$ der d-
 elementare aufgefaßt werden, die dann in einan-
 der wegen der Isomorphie trans-
 mutierbar sein müssen. Als Folge
 solcher isomorpher Transmutationen
 muß es eine konfigorative Transpher-
 beziehung $\psi(R_4^{\pm})$ geben, die im
 Wesentlichen von der Zeitstruktur des
 R_4 -Unterraumes abhängen muß.

und als Strukturtheorie über die Eigen-
 schaft $q_x = 0$ oder $q_x \neq 0$ auf die
 $2 + 1$ Koordinatenkomponenten x ver-
 fahrt. Tatsächlich kann bezeichnet $\bar{\sigma}$ mit
 dem $\bar{\sigma}$ in der oben erwähnten Struktur $\bar{\sigma}$, der
 aus sehr vielen fluktuierenden Kondens-
 ationen aufbaut ist, welche
 über Konjunktionsätze und photo-
 topische Konjunktoren mehrfache
 Zustände konjugieren und über
 Schichten und Kondensatquellen
 Kondensatquellen oder Kondensatstruk-
 turen (der jeweiligen polymerisierten
 Strukturformen entsprechend) zykli-
 sche Flap aggregieren bilden, welche
 den Defangzustand mindestens einer
 noch partiellischen den Defangzustand
 herstellen müssen, sofern der be-
 treffende Teil einer x_4 -Existenz
 (also eine zeitliche Existenz) defini-
 eren soll. Mit der Weltgeschwindigkeit $\bar{y}$
 gilt zwar für die Eigenvektoren sym-
 metrischer Kondensatstrukturen $\bar{x} \perp \bar{y}$,
 doch existiert zu jedem dieser Eigen-
 vektoren $\bar{x} = \bar{x}^{(\mu, \nu)}_{(x, x)}$ ein bestimmter
 fluktuierender Zustand in einem Pro-
 blem. Da alle diese Funktionen
 über die Konjunktoren und Kon-

Funktion der gesamten Periode: 245
 wenn Flussverlauf aufbauen, und
 der integrale polynomielle Fluss des
 zeitlich periodisch (mit mindestens
 einer Periode) vorausgesetzt werden
 muss, die nicht hinlänglich aus
 Untersuchungen, Fund nur basieren auf
 die Zeitbedingung π_4 eine Art "Schran-
 kenbeschränkung" des Flussverlaufs,
 der mit π bezeichnet werden soll.
 Für diesen Vektor ist die Orthogo-
 nalität zu $\bar{y}$ keineswegs gegeben;
 denn $\#(\pi, \bar{y}) \neq \pi/2$ und $\bar{y} \parallel \bar{x}_4$ ent-
 spricht den zeitlichen Richtungsänderungswinkel
 α_4 der äquivalenten Weltgeometrie für den
 sich $\cos \alpha_4 \neq 0$ ergab. Die Parallelität
 $\bar{y} \parallel \bar{x}_4$ kann wegen des relativen
 Charakters rationaler zeitlicher Orts-
 änderungen (im $\mathbb{R}_3$) stets erreicht
 werden. Hierbei gilt für den Zeitverlauf
 $\cos(\pi, \bar{y}) = a \neq 0$. Da neben
 $a \neq 0$ auch die Endlichkeit $-\infty < a < +\infty$
 (durch das Kosinusgesetz) gegeben ist,
 kann die Normierung $\frac{1}{a \cos(\pi, \bar{y})} = \pm 1$
 durchgeführt werden, was gemäß
 $E(\mathbb{R}_4^\pm) = \pm 1$ als vorgegebene zeitliche
 Richtungsänderung die Zeitfortschrittsrichtung

des Flusssystems wiederzukehren. $\epsilon = +1$
 kennzeichnet dabei eine interne
 Vorzeichenbestimmtheit hinsichtlich
 k_4 der physikalischen Randzeit R_4^+ , also
 der klassischen Bewegung des physi-
 schen Meßnetzes, während $\epsilon = -1$
 die Spinsstruktur auf die Zeit-
 raumzeit R^- bezieht. Nach der sym-
 metrischen ^{4. Dimension} Betrachtung
 derartiger Vordurchflüsse zylindrischer
 RM muß es zu jedem zeitlich aus-
 fließenden Flusssystem eine entgegengesetzte
 Struktur geben, die als antisymme-
 trische Bildung (also Spiegelge-
 genstück) des zylindrischen Flusssyste-
 mes aufgefaßt werden kann. Diese
 Antisymmetrie muß sich aber auch
 auf die Helizität hinsichtlich der
 Zeitkoodinaten auswirken, was
 als $\epsilon = -1$ etw. ausgedrückt. Mit hin bedingt
 $\epsilon = -1$ als Faktor die entgegengesetzte
 Drehstruktur zur stationären Grün-
 struktur $\epsilon = +1$, was zugleich als
 Interpretation der Zeithelizität
 $\epsilon = \pm 1$ zu verstehen ist. Daraus
 ausdrücklich hervorgeht, daß $\epsilon = +1$
 auf $\pm (\bar{x}^\pm, \bar{y}^\pm)$ und $\epsilon = -1$ auf
 $\pm (\bar{x}^\mp, \bar{y}^\mp)$ oder $\pm (\bar{x}^\mp, \bar{y}^\pm)$; denn

die Begriffe R_4^+ oder R_4^- sind relativ²⁴⁷
 Natur, was durch diese Benennung
 von ϵ auf $\bar{\gamma}(\bar{x}, \bar{y})$ in dem R_4^+ aus-
 gesprochen wird. Kennzeichnet
 γ irgendeinen Hermitischen
 bilinearform $\epsilon = +1$, dann werden
 die zu γ konjugierten Punkte
 durch $\bar{\gamma}$ im folgen-
 den gekennzeichnet. Wegen der Re-
 lativität der $R_4^{\pm}$ hinsichtlich dieser
 Spiegelsymmetrie werden $\epsilon^{\pm}(R_4^{\pm}) = \pm 1$
 die übliche Schreibweise. Da die physio-
 nomischen Erscheinungen keine
 höheren Elementarstrukturen aus
 192 auf den R_4^+ beschränkt sind, wobei
 $\epsilon^+ = \epsilon = \pm 1$ nur Vorzeichenwechsel

Bei der Projektion des Plein-
 nen Strahlenspiels $\bar{o}$ in den R_3 erschei-
 nen $\bar{o}_0, \bar{o} = i$ oder imaginär mit $\bar{o}_0 \cdot \bar{o} =$
 i oder $(-1)^j$ im Fall geradzahliges j eben-
 falls imaginär und reell bei Halb-
 zahligem j , wobei $\bar{o}_0 \perp \bar{o}$ oder et-
 was anders ist. $Q = 2, j$ kennzeichnet
 die Tensor- und Spinordimension (gerad-
 oder ungeradzahlig) oder als Raumspinn
 erscheinen der Anteil des integralen
 Konjugatenspiels, wobei $P = 2$ die
 Zahl der $0 \leq x \leq P$ Raumspinnisomorphis-
 men mit den Multiplikationskomponenten

$2 s_x = 2 (s - x) = P - 2 x$ auftritt. Aus diesem
 Grunde muß es neben der Zeitelizität
 noch zwei weitere Formen der Helizitäts-
 begriffes geben, nämlich die Wohelizität
 $\varepsilon_P = \varepsilon \cos \pi x_P$ und die Raumelizität
 $\varepsilon_Q = \varepsilon \cos \pi x_Q$, je nachdem ob sich
 die Helizität auf die Komponente $\vec{T}_0$
 oder $\vec{T}_0$ des integralen P_0 -Konjunktur-
 spins $\vec{\sigma}$ bezieht. Hierin müssen noch die
 auf Q bezogenen Größen $x_{P,Q}$ aus den
 möglichen Zweikompositionen für $x > 0$
 der s_x , nämlich $\underline{N}$ und der Doublet-
 tiffer x (im Fall P) oder $Q \cdot Q_{\min}$ (im
 Fall 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
 Zweikompositionen $1 \leq x \leq 2$ $s = P$ (weil
 in $0 \leq x \leq P$ der Verlauf $x = 0$ ausgeschlossen
 wurde), darf $\underline{N}$ nur 2 Kompositionen über
 Klasse P sein können, so daß $\underline{N} = (P_2)$
 und somit $x_P = Q(x + (P_2))$ und $x_Q = 0$
 $= Q(Q(k-1) + (P_2))$, also $\varepsilon_{P,Q} =$
 $= \varepsilon \cos \pi Q((x, Q(k-1)) + (P_2))$ für die
 Iso- und Raumelizität geschrieben
 werden muß. Nun gibt es die Verhält-
 nisse $V_x = (x_{\max} + x) : (Q_{\min} + x)$ und
 $V_k = k_{\max} : k$, die sich zueinander so verhal-
 ten, wie die Summe der Helizitätskompo-

werden als Größensystem $P \in \mathcal{P} + Q \in \mathcal{Q}$ 249
 vom strukturellen Distributor (also der
 konfigurativen Transferfunktion) $\mathcal{C}$ der
 $\mathcal{C}$ - und $\mathcal{D}$ -Kometrien im Skizzenplan
 der Raumspinnormalephemer. Mit ein-
 fache $V_e: V_k = (P \in \mathcal{P} + Q \in \mathcal{Q}) : \mathcal{C}$ oder
 $\mathcal{C}(x_{\max} + x) \cdot k = k_{\max} \cdot (P \cdot \mathcal{P} + Q \cdot \mathcal{Q})$
 $\cdot (Q_{\min} + x)$. Nach 193 und 191a ist
 aber $x_{\max} = 1$ sowie $Q_{\min} = k-1$ und
 $k_{\max} = 2$, was für den Strukturalkulator
 $k(1+x)\mathcal{C} = 2 \cdot (P \in \mathcal{P} + Q \in \mathcal{Q})(k-1+x) \dots$
 $\dots \dots \dots 194$

explizit liefert. Für die Helixleiter
 gilt dabei

$$\begin{aligned}
 \varepsilon^{\pm} (R^{\pm}_4) &= \pm 1, \varepsilon^+ = \varepsilon = \pm 1, \varepsilon_{P,Q} = \\
 &= \varepsilon \cos \pi Q ((x, Q(k-1)) + (\frac{P}{2})) \dots \dots \dots 1944
 \end{aligned}$$

Hieraus wird unmittelbar deutlich,
 daß sich der Strukturalkulator hin-
 sichtlich der Feiblerigkeit aufzu-
 merksamer verhält, weil ε als Faktor
 auftritt, der so stark wegen $\varepsilon^2 = +1$
 in $\varepsilon \mathcal{C}$ diese Bedingungsstelle wieder
 aufzuheben wird.

Im Ansatz $q_k = s_k A + B$ erreicht
 der von der Feiblerigkeit beschriebene Sum-
 mand B als eine Summe von zwei
 arithmetischen Mitteln, nämlich $B_1 =$

$= \mathcal{C} + \varepsilon Q_{\min}$ und $2 B_2 = -\varepsilon(Q \underline{P}_1 + \kappa Q \underline{P}_1) =$
 $= -\varepsilon(1+\kappa) Q(2-k)$ nach 143, oder
 für $B = B_1 + B_2$ auch $2B = \mathcal{C} + \varepsilon(k-1-(1+\kappa))$
 $\cdot Q(2-k)$, während der Faktor A die
 Komplementarität $A + \kappa Q \underline{P}_1 = 1$ erfüllt,
 so daß $A = 1 - \kappa Q(2-k)$ gilt. Wird
 $2 B_\kappa = P - 2\kappa$ berücksichtigt, dann gilt
 für die elektrische Feldstärkequante
 nach q_κ (mit Vorzeichen) der Kompo-
 nente κ des Vektors $0 \leq \kappa \leq P$ iso-
 morpher Raumspiegelstrahl die
 explizite Darstellung

$$\begin{aligned}
 2 q_\kappa &= (P - 2\kappa)(1 - \kappa Q(2-k)) + \mathcal{C} + \varepsilon(k-1- \\
 &- (1+\kappa) Q(2-k)), \quad 0 \leq \kappa \leq P, |q_\kappa| = q \dots \dots \dots 145,
 \end{aligned}$$

wonach auch q_κ hinsichtlich ε spiegel-
 symmetrisch ist, d.h., daß diese
 Zweideutigkeit des Vorzeichens wie
 beim Chiralitätskriterium in $\mathbb{E}Q_\kappa$ aus-
 geblieben wird.

Wegen der Rotationsinvarianz der
 Helizitäten und der Helixkomponenten
 $P \in \mathcal{P}$ bzw. $Q \in \mathcal{Q}$ des integralen Hoabscis-
 sens gilt hinsichtlich der $R_4^\pm$ nach
 144 und 145 unmittelbar $\mathcal{C}(R_4^+) + \mathcal{C}(R_4^-)$
 $= q_\kappa(R_4^+) + q_\kappa(R_4^-) = 0$, so daß sich diese
 strukturellen Eigenschaften stationärer
 Wellenfunktionen und ihrer Rotationsinvarianz

Spiegelungen durch die Einwirkung von Teil-251
ten, was auf die Chiralitätsbeziehung
von π hinweist.

Wegen dieser Kompensation von
somit der Helixkomponenten durch die-
jenigen der Antihelixstruktur kann es also
zwischen R_4^+ - und R_4^- - Strukturen keine
stabilen oder metastabilen Zustände
geben. Die in 194 a definierte 250-
und Raumchiralität entscheidet dem-
nach die in $\S 4$ entstandene Alterna-
tive ob es nur Raumzeit R_4^+ und
der Fall der Paraväntone eine Antiwelt
gibt, oder ob die Antiweltstrukturen
mit den Weltstrukturen in einer Raum-
zeit existieren, d.h. ob es markomare
forlokieren und Antiforlokieren ein räumli-
ches Gemisch im R_3 bilden. Wegen
194 a entfällt aber aufgrund der
algebraischen Eigenschaften statomi-
scher Helixkomponenten die zweite
Möglichkeit vollständig, weil sich in
den kontinuierlichen Übergängen zw-
ischen markomaren und antimarkomaren
Bereichen wegen des Fehlens von Bilat-
= Zustände die Korrespondenz zwischen
Materie und Antimaterie nur in der
inversen Form $(c, d) + (\bar{c}, \bar{d}) \rightarrow (a, b)$
verwirklichen kann, was aber eine wesentli-

intensivere g -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 Deutung über die Weltstruktur, wonach zu der zeitlich telezentrierten R_4^+ -Area noch i hooen Pararäumen R_4^{+i} mit $i \geq 0$ in Richtung g_5 eine antiparallel telezentrierte R_4^- -Area mit der spiegelesymmetrischen Schar von Pararäumen R_4^{-i} existiert. Entsprechendes muß dann auch für die Sphären-Hilfsörter der Weltentstehung und -Evolutions, d.h. daß jeweils die Zeitstrahlen zu Ursprung und Ende der R_4^+ -Area die End- und Ursprungshilfsörter der R_4^- sind, weil $\cos(\vec{y}^+, \vec{y}^-) = -1$ für alle später oder früher liegenden g_5 -Schnitte der $R_4^{\pm}$ -Areale gilt.

Gibt es $1 \leq \mu \leq L(k)$ Multi-plett isomorpher Raumspinstriktoren von denen jedes aus $0 \leq r \leq p_\mu$ Komponenten besteht, also mit $\mathcal{F}_\mu = 1 + p_\mu$ Isomorphismen besetzt ist, dann können $\mathcal{F}_\mu$ energetische Beiträge (jeder bezogen auf $\mathcal{F}_\mu$) hinsichtlich $\mathcal{E}_\mu$, $\mathcal{Q}_\mu$ und $\mathcal{R}_\mu$ ermittelt werden, welche ein

253

Energieprinzip definieren. Ist in der
 Unendlichkeit der Wellenlänge,
 also der kosmischen Bewegung der
 R_3 im R_6 längs x_4 , dann wäre
 $E_+ = \mu_+ \cdot w$ die gegen $\hat{c}$ invari-
 ante Energie eines elementaren
 Photons im Verhältnis 190.
 Für die vier energetischen Beiträge
 kann dann bezogen auf die jeweili-
 ge Multiplikationsbeziehung
 $E_1^{(\mu)}: \frac{1}{2}\mu = E_+ \cdot \varepsilon \cdot Q_\mu$, ferner $E_2^{(\mu)}: \frac{1}{2}\mu =$
 $= E_+ \cdot Q_{\min}$, sowie $E_3^{(\mu)}: \frac{1}{2}\mu =$
 $= a(k) E_+ Q_\mu$ und $E_4^{(\mu)}: \frac{1}{2}\mu = a(k) E_+ \cdot x_\mu$
 geschrieben werden, damit, daß die
 Zusammenfassung $E'_\mu = E_1^{(\mu)} +$
 $+ E_2^{(\mu)}$ und $E''_\mu = E_3^{(\mu)} + E_4^{(\mu)}$ möglich
 wird. Ist $R_\mu = \text{const}$ eine der Multi-
 plikationsenergetischen Konstanten,
 dann wäre $E'_\mu = R_\mu +$
 $+ E''_\mu$ für $k=1$, aber $E'_\mu = R_\mu$ für $k=2$
 gültig. Da explizit $E''_\mu = a(k) E_+ \frac{1}{2}\mu$
 $\cdot (1+x_\mu) Q_\mu$ gilt, kann mit $a(k) =$
 $= \frac{R_\mu}{(1+x_\mu) Q_\mu}$ sein; dann mit dieser
 Voraussetzung wird $a(k=1) = 1$ und
 $a(k=2) = 0$. Es gilt also explizit wenn
 $Q_{\min} = k-1$ und $R_1 = 2-k$ nach 193 be-
 stätigt wird $\varepsilon \cdot Q_\mu \cdot \frac{1}{2}\mu + (k-1) \frac{1}{2}\mu$
 $= \frac{1}{2}\mu (1+x_\mu) \cdot Q_\mu \cdot (2-k) + R_\mu: E_+$ oder

Läufe $1 \leq \mu \leq L(k)$ summiert, $S' = \sum_{\mu=1}^L$
 $\cdot \frac{1}{2} (\varepsilon \psi_{\mu} + k - 1)$ und $S'' = \sum_{\mu=1}^L$
 $\cdot \frac{1}{2} \mu (1 + \varepsilon_{\mu}) Q_{\mu} (2 - k)$, was ein-
 protest $S' - S'' = \frac{1}{\varepsilon_+} \sum_{\mu=1}^L P_{\mu}$ liefert.
 Mit den mit von k abhängigen Probo-
 simplexbedingten Q_p und Q_o der
 Mes- und Extenszone können
 die Energien $E_p = E_+ \cdot Q_p$ und $E_o =$
 $= 2E_+ \cdot Q_o$ definiert werden, so daß,
 daß die Summe aus $\sum_{\mu} P_{\mu}$ und
 $2E_+$ mit der Differenz dieser beiden
 Energien, also $E_p - E_o$ identisch
 wird. Bei $2E_+ + \sum_{\mu} P_{\mu} = E_p - E_o$ wird
 wegen $Q_p = 2^{k^2+1} + 2 \cdot (-1)^k$ und $Q_o =$
 $= 2^{k^2} - 1$ zunächst $E_p - E_o = 2E_+ (1 + (-1)^k)$
 oder nach Kürzung der Photosimplexe-
 fix und Substitution der Konstanten
 summe $S' - S'' = 2(-1)^k$, beziehungs-
 weise $\varepsilon (S' - S'') = 2\varepsilon (-1)^k$. Ein Hil-
 fssatz isomorpher Rangsinnstruk-
 turen besteht aus $0 \leq \mathcal{R} \leq P_{\mu}$, also
 $\psi_{\mu} = 1 + P_{\mu}$ bezeichnen, so daß
 jede Summe der Form $\sum \psi_{\mu} B_{\mu} =$
 $= \sum_{\mu} \sum_{\mathcal{R}} B_{\mu}^{(\mathcal{R})}$ als Doppelsumme auf-
 faßt, wo man kann, wobei $B_{\mu}^{(\mathcal{R})} =$
 $= B_{\mu}$ bleibt, wenn diese Größe nicht
 von Eigenschaften abhängt, die je-
 den der betrachteten Isomorphismen

nicht invariant von x . Diese für 255
 allerdings in allen Fällen $S' - S''$ er-
 füllt, so daß $\varepsilon(S' - S'') = \sum_{\mu} \varepsilon_{\mu}$.
 • $(\varepsilon_{\mu} + \varepsilon(k-1 - (1+x_{\mu})Q_{\mu}(2-k)))$
 positiv werden können. Andererseits
 ist aber $\sum_{\mu} \varepsilon_{\mu} (P_{\mu} - 2k) = 0$, aber auch
 $\sum_{\mu} (P_{\mu} - 2k) \varepsilon_{\mu}$ nicht daher $0 = \sum_{\mu} \varepsilon_{\mu}$.
 • $(P_{\mu} - 2k) \cdot (1 - x_{\mu} Q_{\mu}(2-k))$, was
 demnach zu $\varepsilon(S' - S'')$ addiert wer-
 den kann. Unter Voraussetzung der
 Beziehung 195 ergibt sich dann
 wenn $q_{\mu}^{(k)}$ mit $|q_{\mu}^{(k)}|$ die elektri-
 sche Ladungsquantenzahl (mit Vor-
 zeichen) der Komponente k des
 Multiplikts μ ist $\varepsilon(S' - S'') = \sum_{\mu} \varepsilon_{\mu}$.
 • $((P_{\mu} - 2k) \cdot (1 - x_{\mu} Q_{\mu}(2-k)) + \varepsilon_{\mu} +$
 $+ \varepsilon(k-1 - (1+x_{\mu})Q_{\mu}(2-k))) =$
 $= 2 \sum_{\mu} \sum_{k} q_{\mu}^{(k)}$ oder mit $\varepsilon(S' - S'') =$
 $= 2 \sum_{\mu} (-1)^k$ vergleichen
 $S_k = (-1)^k \dots \dots \dots 195a,$

wenn $L(k)$

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

als Summe aller mit Vorzeichen
 versehenen Ladungsquantenzahlen
 im Bereich k betrachtet wird. In
 S_k wurde mit der Zeitelizität

multipliziert, wie nach 195 die
 $q_{\mu}^{(\mu)}$ hinsichtlich dieser Helizität
 ebenso wie die ψ_{μ} antisymmetrisch
 sind. Setzt man $\epsilon \in S_{\mu} = S_{\mu}^{\pm}$, dann
 zeigt sich sofort, daß die Well
 R_6 wegen $S_1 + S_2 = 0$ und $S_{\mu}^+ +$
 $+ S_{\mu}^- = 0$ nicht nur i. B. auf die
 beiden Werte μ , sondern auch
 i. B. auf die Zeitelizität völ-
 lig symmetrisch in e_+ und e_-
 strukturiert ist, d. h. daß diese
 Well insgesamt elektrisch neu-
 tral erscheint und sich integral
 alle d -Hermitischen kompen-
 sieren. Die Beziehung 193 ist
 offenbar eine Auswahlregel stän-
 der Fundamentalkuantenzahlen
 während 194 und 195 abgelei-
 tete Quantenzahlen vom Antisym-
 metriecharakter der Konfigurationsraum-
 funktionen und der elektrischen Ra-
 dipolefelder in der d -Verteilung
 der Multipletts isomorpher Raum-
 spinstrukturen darstellen. Mit Die
 Beziehung von 195 a muß für
 einen μ -Wert von den Multipletts
 und ihren Isomorphismen hinsichtlich
 der d -Strukturen erfüllt werden, so daß

145a ab eine weitere Annahme. 257
 der zugehörigen Kollisionsrate im
 betreffenden k -Bereich anzusetzen
 ist. Wenn man sich nach $1 \leq v \leq L(1) +$
 $+ L(2)$ die laufende Indizierung
 aller überlappenden möglichen Kollisions-
 plätze x_v , dann wäre durch
 $x_v (k P Q x) \in \mathcal{C}(\varepsilon q x)_0^P, 1 \leq v \leq L(1) +$
 $+ L(2) \dots \dots \dots 145c$
 der Hauptsatz von Quaternzahlen
 gegeben, der die Fundamentalsym-
 metrien höherer Ordnung, und so-
 mit die relativistische Basisdy-
 namik umfasst. Zuvor ist zwar
 es jedoch notwendig, diesen Quan-
 ternzahlen Satz mit 145c mit
 Hilfe rein empirisch eingeführter
 Begriffe zu interpretieren. Hierbei
 wird es erforderlich alle x_v mi-
 metisch zu ermitteln, die nach
 den Auswahlregeln 141a, sowie
 143 bis 145a möglich sind. Für
 $k=1$ fällt es wegen $2k=2$ neben
 dem Eingabestrom noch dem Durchlauf
 das Triplatt als obere Schranke.
 Im allgemeinen liegen wegen
 $Q = k - 1 = 0$ Skalentransformationen vor,
 doch fällt es wegen $P_1 = P_2 = 1$

noch die Spinordoublets $Q =$
 $= 2k-1=1$, doch muß es wegen $\bar{\chi}_1=3$
 auch ein Skalardoublet geben,
 so daß die Doubletziffer $\chi(1)=0$,
 aber $\chi(2)=\chi(3)=1$ ist. Im Fall
 2. noch 191 a möglichen Fall
 $k=2$ gibt es wegen $2k=4$ über
 das Triplett hinaus noch Quart-
 tette - und Quintettstrukturen.
 Bei allen diesen Multipletts han-
 delt es sich gemäß $Q=k-1=1$
 um Spinoren, wobei noch $\bar{P}_1=2-k$
 und $\bar{P}_2=2k-1=3$ das Spinor-
 singulett und Spinorquartett
 mit $Q=2k-1=3$ verschmelzen
 erscheint. Dagegen gibt es
 wegen $\bar{\chi}_2=2$ in diesem k -Bereich
 auch zwei Doublets $\chi(1)=0$
 und $\chi(2)=1$. Explizit ergeben
 sich also für $k=1$ und $k=2$ unter
 Nichtberücksichtigung der Aus-
 wechselformel 195 a die folgenden
 13 Multipletts: $\chi_1(1000)0(0)$,
 $\chi_2(1101)+1(+1,0)$, $\chi_3(1110)0(0,-1)$,
 $\chi_4(1111)0(-1,-1) \equiv (-1)$, $\chi_5(1200)$
 $0(+1,0,-1)$, $\chi_6(2010)-1(0)$, $\chi_7(2030)-3(-1)$,
 $\chi_8(2110)0(+1,0)$, $\chi_9(2111)-2(0,-1)$,
 $\chi_{10}(2210)-1(+1,0,-1)$, $\chi_{11}(2330)0(+2+1,0,-1)$

$$x_{12} (2310) = 2 (+1, 0, -1, -2) x_{13} (2+10) + 3 (+1, +3, +2, 250)$$

Weitere Multiplikts sind nach den
Bezeichnungen 193 bis 195 und 191 a
nicht möglich. Für $k = 1$, also die
ersten fünf Multiplikts, wird 195 a
mit $S_1 = -1$ noch erfüllt, nicht
aber für $k = 2$, also x_6 bis x_{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 Multiplikts von
191 a nicht aufgelassen wird.
Für Entscheidung, welche Multiplikts
ausgeschlossen sind, müssen die x_i
mit den tatsächlich gemessenen Elemen-
tentarprodukten gemessen werden. Zunächst
zeigt sich, daß empirisch wirklich bei je-
der Komponente aus x_i die spiegelsym-
metrische Partitikelheit $\bar{x}_i$ existiert,
was durch ϵ verträglich wird. Die
Quantenzahlen q_k beschreiben in der
Form $q_k |e_{\pm}|$ das empirische elektrische
Feld, so daß auch diese q_k empirisch
gegeben sind. Vom allgemeinen Straban-
spin $\vec{\sigma} = i (\vec{\sigma}_0 \times + \vec{\sigma}_0) (-1)^J$ mit $\vec{\sigma}_0 \perp \vec{\sigma}$
erweist sich in der Komponente des Ran-
spin $\vec{\sigma}_0 \vec{\sigma} = i J (-1)^J$ die Ziffer $J = Q/2$ als
empirischer Spin, wobei die Tensorform

mit Gradzahligen Q sich als die
empirischen Bosonen erweisen,
welche sich räumlich nicht ausschließen,
während die Spinatome mit ungrad-
zahligen Q die sich räumlich
ausschließen (also gegenwärtig abstoßen)
empirischen Fermionen sind. In der
anderen Strahlungspin-Komponente
 $\vec{p}_\sigma \cdot \vec{p}_\sigma = i$ streift sich $s = 7/2$ ab der
von der phänomenologischen Klassifi-
kation empirischer Befunde zugehörige
Verden mit im Jahre 1952 die Re-
sulten für $k=1$ und $k=2$ betrachtet,
dann zeigt sich, dass π_1 bis π_5 mit
 $k=1$ alle Mesonen und π_6 bis π_{10} alle
bekannten Baryonen mit $k=2$ enthält,
wenn der Strukturkoeffizient ϵ als die
ebenfalls aus empirischen Gründen
(Reaktionsverhalten) eingeführte
„Seltsamkeitsquantenzahl“ interpretiert
wird. Diese Interpretationen werden
aber darauf hin, dass k mit die um
den Summanden $+1$ erhöhte empiri-
sche Baryonen-Ziffer sein kann.
Werden nun die so interpretierten
Quantenzahlen mit den empirischen
Daten verglichen, dann ergeben sich die
folgenden Interpretationen der π_k , durch

die Teilchen π und K und η und η' 281
empirischen Elementarteilchen. Bei
 $k = 1$ liegt das die Teilchen π und η
das Mesonenspektrum π bis η , und man
folgt $\pi_1 \equiv \eta$, $\pi_2 \equiv (K^+, K^-)$. Bei diesen
skalaren K -Doubletts erscheint empiri-
sche $K^\pm$ mit den beiden neutralen
Komponenten K_S^0 und K_L^0 gleicher Masse,
aber verschiedener Existenzzeit, so daß
ein K -Quartett vorgetäuscht wird. Tatsäch-
lich gilt aber $G = \pm 1$ für $K^\pm$, was
 $K^\pm \equiv K^\pm$, $\bar{K}^\pm$ gilt, während für die beiden
 K^0 -Komponenten K_S^0 und K_L^0 nicht
 K^0 , $\bar{K}^0$ zu setzen ist. Dies wird immer
dann möglich, wenn es irgendwelche
Strukturfunktionen als Symmetrien die
sich nicht der Existenzzeit in K^0 , $\bar{K}^0$ gibt,
welche die Erhaltungssymmetrie nicht
stören. Der einzige skalare Multiplettzustand
in $k = 1$ ist das Triplet, welches inter-
pretiert werden kann als $\pi_3 \equiv (\pi^+, \pi^0, \pi^-)$.
Die verbleibenden Zustände π_3 und π_4
sind die einzigen Spinoren in $k = 1$ und
müssen die empirisch definierten Teil-
chen Elektron und μ -Meson sein,
so daß die empirische Teilchenliste
durch $Q(2-k) = Q \pm 1$ interpretierbar wird.
Wäre π_3 der μ -Doublet, dann müßte
es neben μ^- und μ^+ noch μ^0 existieren.

Da auch der Zustand μ^0 der früher
betrachteten Bedingung des β -Zerfalls
 $M > 101 m_e$ genügen muß, und ein
Doublett vorliegt, müßte die Existenz
von μ^0 aus dem Zerfallsvergängen
empirisch verifiziert worden sein,
was aber nicht der Fall ist. Aus die-
sem Grunde ist sehr wahrschein-
lich das Pseudodoublet $\kappa_4 \equiv \mu^-$,
so daß nur $\kappa_3 \equiv (e_0, e^-)$ für das Elek-
tron bleibt. Mit ihm muß ein Elek-
tronendoublet mit der neutralen
Komponente e_0 existieren, welches
der Bedingung des β -Zerfalls nicht
genügt, so daß nicht nur e^- , son-
dern auch e_0 zeitlich stabil zu
sein ist. Aus VIII und der unbe-
zweifelten des Spektrums 126 er-
geben sich neben e^- die hypothe-
tischen neutralen Komponenten
 κ_L und κ_B , welche nur um 10%
von m_e abweichen. Es besteht
deshalb die Möglichkeit, daß e_0
mit einer dieser neutralen Kom-
ponenten identisch ist. Auch deutet
die empirie die Möglichkeit eines
neutralen Zustandes an, dessen Masse
in der Größenordnung der Elektronen-
masse liegen kann, aber aus techno-

logischen Folgerungen noch nicht ver-263
 werden werden konnte. Die Inter-
 pretation der heptonen $\pi_3 \equiv (e, e^-)$
 und $\pi_4 \equiv \mu^-$ ist demnach überaus
 wahrscheinlich, setzt aber die Existenz
 eines neutralen Elektrons voraus.
 Der Bereich $k=2$, also das Baryonen-
 spektrum π_6 bis π_{10} kann ohne Schwierig-
 keiten empirisch identifiziert werden.
 Der Vergleich mit der Empirie liefert
 $\pi_6 \equiv \Lambda$, $\pi_7 \equiv \Sigma^-$, $\pi_8 \equiv (p, n)$, $\pi_9 \equiv (\Xi^0, \Xi^-)$
 und $\pi_{10} \equiv (\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-)$. Die Multipletts π_7
 bis π_{10} sind empirisch verifiziert, wobei
 das Mesonenspektrum $k=1$ die Beziehung
 195 a gemäß $S_1 = -1$ erfüllt und daher
 komplett ist, während das Baryonen-
 spektrum π_6 bis π_{10} entgegen 195 a nicht
 $S_2 = +1$, sondern $S_2' = -1$ liefert. Werden
 dagegen π_{11} bis π_{13} mit berücksichtigt,
 dann folgt $S_2' = +9$. Wird π_{13} aus-
 geschlossen, dann folgt $S_2' = -1$, doch er-
 füllt sich $S_2' = S_2 = +1$ nur dann, wenn
 neben π_{13} auch π_{12} ausgeschlossen
 wird, aber π_{11} als weiterer Baryonen-
 octonoid existiert. Für $k=2$ muß also
 über π_{10} hinaus noch ein Quartett
 $\pi_{11} \equiv (0^{++}, 0^+, 0^0, 0^-)$ existieren. Für π_{12} wäre
 nur dann eine Existenzmöglichkeit $\pi_{12} \equiv$
 $\equiv (\frac{1}{2}^+, \frac{1}{2}^0, \frac{1}{2}^-, \frac{1}{2}^{--})$ gegeben, wenn dieses Quartett

grundsätzlich nur bei isoperiodischen
 Transmutationsvorgängen gemeinsam
 mit einem Dubiummultiplett $\bar{\pi}_{12}$ auf-
 tritt. Es soll daher die Möglichkeit
 $(\pi_{12}, \bar{\pi}_{12}) \equiv (\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$ offen gelassen werden,
 doch müssen die Batouemultipletts
 π_6 bis π_{11} ebenso existieren, wie die
 Mosseumultipletts π_1 bis π_5 . Das Quin-
 tett π_{13} ist auf jeden Fall dann aus-
 zuschließen, wenn 191 a allgemei-
 ne Gültigkeit hat. Die Beziehung
 191 a ergab sich unter der Voraus-
 setzung $q \leq 2$, was für π_1 bis π_{11} und
 $(\pi_{12}, \bar{\pi}_{12})$ erfüllt ist, jedoch nicht für
 π_{13} , weil hier auch $q > 2$ auftritt.
 falls nun 191 a allgemein, dann
 wäre mit dieser Allgemeingültigkeit
 der Rückschluss $q \leq 2$ möglich, was
 wiederum π_{13} , aber auch $(\pi_{13}, \bar{\pi}_{13})$ aus-
 schließt.

In der folgenden Zusammenstellung
 der mit der empirie vergleichbaren Sym-
 metrieeigenschaften nach dem Schema
 195 c werden nur diejenigen die $(\epsilon q_k)^{\pm}$ ent-
 halten, weil die Ladungseigenschaften
 bereits in den Partikelsymbolen enthalten
 sind und im Falle $\epsilon = -1$ hier die Anti-
 symmetrien erscheinen müssen. Ist $\frac{1}{2}$ das
 Symbol eines solchen Multipletts π_i ,

dann wird in bestimmten Fällen das
Leben $(\xi) \equiv \kappa_n (k P Q r) \in \mathbb{C}$ gegeben.
Für die zeitliche Stabilität und metro-
logischen Konsistenz von Elementarkörper-
metrie gilt weiterhin

$$\begin{aligned} (\eta \equiv \kappa_1 (1000) \sigma, (\eta^+, \eta^-) &\equiv \kappa_2 (1101) + 1, \\ (e_0, e^-) &\equiv \kappa_3 (1110) \sigma, (\mu^-) \equiv \kappa_4 (1111) \sigma, \\ (\pi^+, \pi^0, \pi^-) &\equiv \kappa_5 (1200) \sigma, (\Lambda) \equiv \kappa_6 (2010) - 1, \\ (\Sigma^-) &\equiv \kappa_7 (2030) - 3, (p, n) \equiv \kappa_8 (2110) \sigma, \\ (\Xi^0, \Xi^-) &\equiv \kappa_9 (2111) - 2, (\Xi^+, \Xi^0, \Xi^-) \equiv \kappa_{10} (2210) - 1 \\ (0^{++}, 0^+, 0^0, 0^-) &\equiv \kappa_{11} (2330) \sigma, \\ (\xi^+, \xi^0, \xi^-, \xi^{--}) &\equiv \kappa_{12} (2310) - 2, (\kappa_{12}, \bar{\kappa}_{12}) \equiv (\xi, \bar{\xi}) \dots \end{aligned}$$

... 195 d

Nach dieser Interpretation der Fundamen-
talquantenzahlen, wird in der fundamen-
talen Symmetrie höherer Ordnung
kann nunmehr die Theorie der Fein-
strukturkonstante α einheitlicher H-Spek-
tralserien weitergeführt werden. Die
approximative Beziehung $(2\pi)^5 R' = 92$
würde $R' = \alpha$ liefern, wenn sich e^- im
s-Teil des p-Feldes strukturell nicht
vom freien Elektron unterscheidet.
Diese Voraussetzung kann aber auf kei-
nen Fall erfüllt sein, denn e^- verhält
sich 192 und 195 α über die Inter-
struktur einer d-Metallserie, deren R_3 -
Komponenten offensichtlich von dieser Bin-
dung in ein s-Niveau abhängen und

$\alpha - \alpha' \neq 0$ 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 formalen Raum des H erscheint dann als Pseudo-Struktur $q = 2$ (mit e_+ und e_-) mit $k = 2$, wobei das quantenmechanische elektrostatische Wechselwirkungsfeld sich durch η und χ gekennzeichnete externer R_3 -Raum 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 formalen Raum wird daher durch das bestimmte Zeitintegral $x_1 \leq t \leq x_2$ über L bestimmt, dessen Variation verschwinden muß. Die Deduktion muß daher von Variationsrechnung

$$\delta \int_{x_1}^{x_2} L dt = 0$$
 ausgehen. Dieses Variationskriterium kann aber nur dann erfüllt werden, wenn $L = 0$ oder $L(H - E) = 0$ erfüllt werden. H befindet bei einem Wert W , der allein von der inneren Wechselbeziehung des korrelierenden Feldes $q = 2$ (als Superpositionsfeld abhängig) und für den $E = 0$ ist. Die andere Grenze von

K wäre das externe Potential $4\pi\epsilon_0 \gamma V = 267$
 $= e_{\pm}^2$ des $e_{\pm}$ -Feldes in einem Abstand
 γ vom Feld des p , in welchem $e_{\pm}$ die
 kinetische Energie $E = E_k$ des s -Niveaus
 hat.

Hierin ist $d(K - E) = 0$ in der
 Form $E_k = \int dK = V - W$ zu integrieren.
 Hierin muß das Verhältnis $W:V$ als
 als Proportionalitätsfaktor für Produkte
 innerer symmetrischer Korrela-
 tionsfunktionen aufgefaßt werden;
 denn das Feld im Volumen $4/3\pi\gamma^3$
 des H -Atoms als Struktur $q=2$ kann
 nur auf korrespondierende Konden-
 sationszustände zwischen den beiden strabo-
 nischen d -Korrelationen e^- und p zu-
 rückgehen. Mit dem inneren Anteil
 $W/V = \epsilon_L$ wird das Integral zu $E_k =$
 $= V - W = V(1 - \epsilon_L)$, wenn $4\pi\epsilon_0\gamma V =$
 $= e_{\pm}^2$ gilt; denn wegen des externen
 Charakters muß $f(r=\gamma) = \gamma$ gesetzt wer-
 den. Ist $\gamma_1 \approx 1$ ein noch offener Korrela-
 tionsfaktor, dann kann $\epsilon_L \sim \gamma_1$ als ein
 Produkt aus $1 \leq j \leq 5$ Verhältnissen
 K_j aufgefaßt werden, nämlich $\epsilon_L =$
 $= \gamma_1 \prod_{j=1}^5 K_j$, wobei diese Verhältnisse
 durch interne symmetrische Potentiale
 $4\pi\epsilon_0 f(r) V_{(1,1)} = e_{(1)} \cdot e_{(1)}$ mit $f(r) \neq r \approx \gamma$

der d-Hermitie gemäß $\pi K_1 V_{RR} =$
 $= 3 \cdot (V_{EE} + V_{SS}''(2))$ (bedingt durch die
 Superposition $K = 2$ mit $q = 2$), sowie
 $K_4 V_{RR} = K_3 V_{SS}' = K_{45} V_{SS}'' = \frac{V_{EE}}{\pi K_2} \text{ oder } 4 K_5 V_{WW} =$
 $= V_{DD} / \frac{V_{EE}}{K_2} \text{ oder } \frac{V_{EE}}{K_2} = 0 \quad \frac{1}{i=1} K_i = \frac{3(1+\eta_{22})}{\pi \eta^2 \eta_{11} \eta_{12}} \left(\frac{1-\sqrt{\eta}}{1+\eta} \right)$
 oder $\mathcal{C}_2 \pi \eta^2 \eta_{11} \eta_{12} = 3(1+\eta_{22})$.

$\cdot \left(\frac{1-\sqrt{\eta}}{1+\sqrt{\eta}} \right)^2 \mathcal{Y}_1$, so dass $1 - \mathcal{C}_2 = K_2$ gesetzt
 werden kann, was zu $E_K = V K_2$ führt.
 Nach der Symmetrie der Feldstrukturen
 muß aber jedes Kraftfeld als eine nicht
 euklidische Strukturierung des R_3 -
 Unterraumes in R_6 aufgefaßt werden.
 Bei euklidischer Approximation bezieht
 sich dies, daß der Radius r_H des s -
 Niveaus durch $\hat{c}$ auf den Wert $\mathcal{Y} < r_H$
 verkürzt wird. Hier ist nun durch
 geeignete Koordinatentransformation $\hat{c} = \hat{c}$
 erreichbar, während die Parallelität
 des fortlaufenden ihres Resultats
 in $\hat{e}_5 = \hat{e}_6 = 0$ findet. Die Invariantenform
 along $\hat{c}$ wird hierdurch zur In-
 variantenform along $\hat{B} = \hat{K}_+ \cdot \hat{K}_-$ des
 R_4 . Auch wenn $w = c$ wegen $\hat{e}_5 = \hat{e}_6 = 0$.
 Damit gilt aber für die invariante Form
 $\mathcal{Y} = r_H V(1+\eta/\omega^2) \cdot \left(1 - \frac{v_H^2}{c^2} \right)$, wobei $\mathcal{Y}(\tau)$ das
 gravitative Beschleunigungsniveau auf

100 und $3u = 4c$ die Drehbewegung - 269
 schwindigkeit gravitativer Feldstör-
 ungen ist. Im Fall mikromechanischer Strukturen
 ist also stets $y/\omega^2 \ll v_H^2/c^2$ und daher
 stets $y/\omega^2 \ll v_H^2/c^2$ und daher erst recht
 $y \ll \omega^2$, während im H-Atom
 $v_H/c = \alpha$ gilt. Damit vereinfacht sich die
 Invarianz zu $y = r_H \cdot \sqrt{1-\alpha^2}$, was in
 $E_k = V K_k$ eingesetzt $e_{\pm}^2 K_k = 4\pi \epsilon_0 r_H E_k \cdot$
 $\sqrt{1-\alpha^2}$ liefert. Im R_4 mit der korpuskü-
 ler aufgetragene e^- -außen Masse M_0
 seien $\hat{E} \approx \hat{K}$ (wegen $y \ll \omega^2$) invariant
 sein, was in H mit $v_H = c\alpha$ für die
 kinetische Energie $E_k^2 = c^4 (K^2 - K_0^2) =$
 $= c^4 \alpha^2 M^2$ mit $K \sqrt{1-\alpha^2} = M_0$ oder $E_k = \alpha K c$
 bedeutet. Hierin kann nach dem Quan-
 tisierungsprinzip $M c^2 = h \nu = c h / \lambda_H$ ersetzt
 werden, wenn λ_H die e^- -Wellenlänge im
 s-Zustand ist. Substitution mit
 $\lambda_H E_k = c h \alpha$ liefert $e_{\pm}^2 K_k = 4\pi \epsilon_0 c h \cdot$
 $\frac{r_H}{\lambda_H} \alpha \cdot \sqrt{1-\alpha^2}$. Der Quantendualismus
 von Wellen- & korpuskularbild
 wird im vorliegenden Fall durch
 $\lambda_H = 2\pi r_H$ des s-Zustandes ausge-
 drückt. Neben diesem Dualismus kann
 noch $\pi \epsilon_0 R_- = 1$ und $2\pi \hbar = h$ berücksich-
 tigt werden, was $e_{\pm}^2 K_k = 4\pi \frac{\hbar}{R_-} \alpha \cdot \sqrt{1-\alpha^2}$ ergibt
 und liefert man mit $4\pi^2 e_{\pm} = \pm 3 \cdot \sqrt{2} \cdot \hbar / R_-$

substituiert werden. Auf diese Weise
folgt unmittelbar als Bestimmungs-
gleichung für α die Beziehung 4.
grade

$$(2\pi)^5 \alpha \cdot \sqrt{1-\alpha^2} = 9 \eta \cdot \eta_2 \dots \dots \dots 196$$

mit dem Korrekturfaktor

$$\pi \eta^2 (1-\eta_2) \cdot \eta_{11} \cdot \eta_{12} = 3(1+\eta_{22}) \cdot \left(\frac{1-\eta_2}{1+\eta_2}\right)^2 \cdot \eta_1 \dots \dots \dots 196a.$$

Da $\alpha > 0$ sein muß, wird 196 auf eine
quadratische Gleichung reduziert, deren
Lösung $\alpha_{(\pm)}$ zweideutig ist. Unter
Voraussetzung von 191 erhält man,
wenn für den Korrekturfaktor $\eta_1 = 1$
gesetzt wird, als positiven Zweig $\alpha_{(+)}$
einen Wert, der sich sehr gut mit
dem Wert der Feinstrukturkonstante
des Spektraleffekts deckt. Der nega-
tive Zweig $\alpha_{(-)}$ hingegen liefert einen
Wert, der nur sehr schwach unter
dem Wert 1 liegt, d. h. daß $\alpha_{(-)}$ eine
Koppelung beschreibt, die in ihrer
Stärke über den stärksten empirischen
Nukleonenkoppelungen atomarer Nuklide
liegt. Es muß daher angenommen wer-
den, daß $\alpha_{(-)}$ als negativer Zweig von
196 die prototropen Koppelungen zwischen
den nuklearen Konfigurationszonen
 $j \pm \frac{1}{2}$ oder die konjunktiven Prototrophen-

Korrelationen über prototypische Plätze - 271
mitte Konjunktoren einleitet.

Die Untersuchung stratonischer
Spinstriktoren füllte eine Quanten-
zahlenlehre 1952, welches einerseits
durch die Durswahlregeln 193 bis 195
beschränkt wird und andererseits für
darmenbaryonischen höherer Ord-
nung erkennen läßt, deren Unveränder-
forderungen nicht nur eine relativistische
Basisdynamik möglicher Konvergen-
denzen, sondern auch Erhaltungss-
prinzipien fördern, durch welche
das Prinzip der allgemeinen Kom-
pressionsstörung und der metrischen
Feldaktivierung ergänzt werden.

3.) Elemente und Formen der Stratonischen.

Die Komponenten der Multiplikation
 $\mathcal{H}_2$ sind hinsichtlich der stratonischen
Spinstriktoren homotopischen
Wägen die Fundamentalelemente
höherer Ordnung, die der
Multiplikation durch $\mathcal{H}_2 (K, P, Q, R)$
• $\mathcal{E} \mathcal{C} (e, q, r)_P$ unterschieden werden
und Erhaltungssprinzipien der stratonischen
Quantenverhalten $\mathcal{H}_2$ einzeichnen, ist

die Eigenschaft der Trägheit K_2 der
 Komponenten σ einer Multiplatte σ
 dem Isomorphismus ebenso wenig
 unterworfen, wie die durch den Her-
 miteischitätsfaktor ϵ erfolgte Ver-
 teilung des Ladungsfeldes $q_{\pm}$ auf
 die Multiplattekomponenten, obgleich
 für die $q_{\pm}$ und die konfigurativen
 Transfaktoren ϵ durchaus Erhal-
 tungssprinzipien gelten. Wenn K_2
 dem Isomorphismus der Strahlin-
 senen Spinnstruktur in K_2 aus-
 nicht unterworfen ist, dann könn-
 nen die Quasitypen σ_i mit $1 \leq i$
 der Besetzungen der vier Konfigura-
 tionszonen auf keinen Fall gegen
 diesen Spinnisomorphismus invari-
 ant sein.

Die fundamentalen Quantenzahlen
 (K, P, Q, σ) und der abgeleitete Her-
 miteischitätsfaktor ϵ charakterisieren
 mit der Teilteilbarkeit ϵ in der Form
 $\epsilon \in \epsilon$ alle Komponenten einer
 Multiplatte σ . Nur individuellen
 Charakteristik der einzelnen Komple-
 nen Hermitien ist $\epsilon \in \epsilon$ unprägnant,
 doch wird jenes Strahlische Ein-
 beherrschung vollständig durch
 den Quasibauzahlensatz $(K, P, Q, \sigma, \epsilon)$

kombiniert, und nur in eindeutiger Weise
Diese fünf Quantenzahlen sind aber
nicht unabhängig, so daß ein fünfdimen-
sionaler Parameter V_5 aufgespannt
werden kann, der wegen der Abhängig-
keit dieser Zahlen jedoch keine Ver-
sorgung sein kann. Die einzelnen
stationären Zustände erscheinen
nun eindeutig als Punkte V_5 (M, P, Q, r, e)
dieses Parameteres, so daß jedem
dieser Parameterpunkte eindeutig eine Mas-
senzahl M_e zugeordnet ist, wobei nach
der Spektraltabelle 192 und jedem

4) V_5 - Punkt eine n_j - Quadrupel von
Protonenplekkesetzungen der Konfigu-
rationen sowie in eindeutiger Weise
entspricht. Aus diesem folgt ent-
spricht dem V_5 wegen der fünfzähligen
keit der n_j ein komplexwertiger
vierdimensionaler Parameter P_4 , der
den Parameterpunkte $P_4 (n_j)_1$ den zuge-
hörigen V_5 - Punkten in eindeutiger
Weise zugeordnet sind. Die $1 \leq v \leq 11$
Multiplikate n_v liefern in ihrem Komple-
ment insgesamt 22 Parameterpunkte
im V_5 , ~~die~~ ^{was} sich nun weitere acht Punkte
ergibt, wenn das nur mit der Parti-
kularstruktur elementare ξ - Quattro $r_{12}, \bar{r}_{12}$
bezeichnete wird. Da hier jedoch

drei Rauregelmäßigkeiten identisch werden
 (als Folge der Dualitätstheorie $\varepsilon = -1$)
 liegen maximale 2³ Punkte im V_5 vor,
 denen in eindeutiger Weise 2² Punkte
 des P_4 -Raures komplementär ent-
 sprechen. Wird nunmehr im V_5 unter
 Vorstandsabzug von K , ~~sowie~~ ^{und}
 ε eine Verteilung in dem (P, Q) -~~ebene~~ ^{Raum}
 vorgenommen, dann kommt es zu einer
 komplementären Verteilung im P_4 -
 Raure, durch welche eine Probabil-
 itätssteigung w definiert wird. Diese
 Steigung w ist aber die totale Ruhe-
 stufe nach K_2 , weil die Totalität
 nach Parallelität K_2 nach Gleichung
 192 die eindeutige Komplementarität
 von V_5 und P_4 kennzeichnet. Da es
 sich bei V_5 und P_4 um ganz ähnliche
 Raure handelt, können die Theoreme
 der Metronentheorie angewendet werden.
 Mit $F_{(4)} = F_n + F_m + F_p + F_o$ und $F_{(5)} =$
 $= F_p + F_q + F_x$ setzt sich die Probabil-
 itätssteigung mit $F_{(4)}$, K_2 im P_4 und
 $F_{(5)}$, K_2 im V_5 additiv gemäß $w = F \cdot K$
 mit $F = F_{(4)} + F_{(5)}$ zusammen. Mit der
 Beziehung 192 liefert diese Verteil-
 ung im (P, Q, x) -Metronen des
 V_5 als Probabilitätssteigung $w = F \cdot K_2 =$
 $= n + (n + a_n)^3 \cdot a_1 + (n + a_n)^2 \cdot a_2 +$

$+ (p + Q_p) \cdot x_3 + 1 + F(\Phi)$, wie $F_{(4)}$ nach 275
 auf $\mathbb{H}_3$ einwirken kann. In der Extensi-
 zone $j = 4$ liegt eine punktuelle Beset-
 zung vor, so daß $j \equiv 3$ die maximalen
 stationären Zustände der Parallel-
 leitheit und $j = 4$ die Anwesenheit von
 Korrespondenzfeldern kennzeichnen.
 Für $j = 4$ muß es daher einen Ab-
 klingsoperator e^{-H} geben, in welchem
 $\mathbb{H} \sim \sigma + Q_\sigma$ dieser punktuelle
 Besetzung entspricht, und der gemäß
 $\frac{w}{\mu} + e^{-H} - F(\Phi) - 1 = 0$ und der Pro-
 tosimplexbeziehung einen Protosim-
 plexgenerator $\mathcal{G}$ definiert. Dieser Ge-
 nerator wiederum beschreibt die
 neue Protosimplexbesetzung im
 P_4 nach der Randstrukturverbie-
 gung im V_5 -Unterraum (P, Q, K) .
 Ist R die Abklingskonstante, dann
 kann R mit von K abhängen und
 hat in der Form $(2K - (-1)^K) R =$
 $= 2K - 1$, was in $\mathbb{H} Q_\sigma = R(\sigma + Q_\sigma)$
 einsetzen ist. Wegen Gleichung 191
 ist aber formalistisch $2K - (-1)^K = 3$,
 also $\mathbb{H} Q_\sigma = (2K - 1) \cdot (\sigma + Q_\sigma)$, so daß
 e^{-H} allein auf K und σ der Extensio-
 n zurückgeht. Man hat demnach für den
 Protosimplexgenerator $\mathcal{G} = e^{-H} = \frac{w}{\mu} - F(\Phi) -$
 $= (u + Q_u)^3 \cdot x_1 + (u + Q_u)^2 \cdot x_2 + (p + Q_p) \cdot x_3$ oder

$$(n + Q_n)^3 \cdot \alpha_1 + (m + Q_m)^2 \cdot \alpha_2 + (p + Q_p) \cdot \alpha_3 + \exp\left(-\frac{2k-1}{3Q_0} (\sigma + Q_0)\right) = \psi \cdot \text{Kit}^p$$

diesem Generator wird jedem V_5 -Punkt eine n_j -Quadrupel des P_4 zugeordnet, welche dieser kubischen Beziehung genügen muß, was aber für jeweils nur eine Quadrupel möglich ist. z.B. auf die 27 Restpunkte des V_5 (den Komponenten des Multiplikats α_j entsprechend), muß $\psi (k, p, Q, r, \varepsilon qk)$ allein von diesen V_5 -Koordinaten abhängen, welche mit $\varepsilon \psi$ die Symmetrien der möglichen komplexen Hermiteschen Kennzeichnen. Dabei sind aber durch die postulierten Konstanten K_k nach der kubischen Beziehung jedem ψ -Wert eindeutig mit einer wahrenbestimmenden Rotationen quadrupel ~~zu~~ n_j zugeordnet, und die K_k -Terme sind gemäß $K_k c^2 = E_k$ postulierten Energiekonstanten äquivalent, was den Charakter jeder metrischen Kondensationscharakter entspricht. Auf Grund dieser energetischen Äquivalenz sind aber alle metrischen Kondensationen energetisch unreguliert, so daß es zu jedem

der 2^{te} Restpunkt des V_5 hinsichtlich 277
 ist der nächstgelegene K_2 nach der
 Hauptplanenlinie n_i - Quader des
 des P_4 ein ganzes Spektrum möglicher
 Bewegungen geben muß. Nach dem
 allgemeinen Quantenprinzip ist
 dieser Wiskörper können derartige
 Bewegungen mit dem positiven
 ganzen Zahlen $N \geq 0$ entsprechen
 derart, daß die 2^{te} Restpunkte im
 V_5 sowie $\mathcal{G} = W(K, P, Q, r, \varepsilon, q, r)$ mit
 für $N = 0$ die 2^{te} formalen Punkte K_2
 darstellen, während für $N > 0$ der
 V_5 zu einem V_6 -Raum zu erwei-
 tern ist. In diesem $V_6(V_5, N)$ mit $N \geq 0$
 gehört zu jedem der 2^{te} formalen
 Punkte für $N = 0$ ein ganzes Be-
 wegspektrum $N > 0$, welches im
 P_4 einer diskreten Folge von Protosimplex-
 besetzungen $n_i^{(N)}$ der angereichten formalen
 Punkte Komplementär ist, so daß die
 Quaderpunkte $n_i^{(N)}$ des P_4 -Raums
 für die $N > 0$ auf Linien liegen, welche
 von der Quader $n_i^{(0)}$ des jeweiligen
 formalen Punktes $N = 0$ ausgehen. Wegen
 dieser Komplementarität und der
 Erhaltung der Dimensionszahl des
 P_4 -Raums beim Übergang von V_5 in
 den V_6 muß $\mathcal{G}(N > 0) > \mathcal{G}(N = 0) = \mathcal{G}$

$= W(k, P, Q, r, \in q_r)$ sein, und die
 Abhängigkeit $\Phi(N)$ nun durch eine
 Separationsfunktion $\Phi = W \cdot F(N)$ aus-
 drückbar sein. Hier wiederum gilt
 $F(N) \geq 1$ für $N \geq 0$, so daß die Dar-
 stellung durch eine Partitionfunktion
 $f(N \geq 0) \geq 0$ gemäß $F(N) = 1 + f(N)$
 möglich wird. Mithin wird das Ge-
 setz der Protosimplertheorie nun
 das Protosimplergesetz bezeich-
 nen werden

$$(m_N + Q_m)^3 \cdot \alpha_1 + (m_N + Q_m)^2 \cdot \alpha_2 + \\
 + (p_N + Q_p) \cdot \alpha_3 + \exp\left[-\frac{2k-1}{3Q_0} \cdot (\sigma_N + Q_0)\right] =$$

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

$$f(N \geq 0) \geq 0 \dots \dots \dots 197,$$

weil die $\in q_r$ durch die Fundamentale
 quantenzahlen (k, P, Q, r) ausdrückbar
 sind. Wenn es möglich wird wird
 f auf die ungelassenen Rasterpunkte
 des V_6 zurückzuführen, dann kann
 die Beziehung 197 als eine Pro-
 wahlregel der prinzipiell möglichen
 P_4 -Punkte, also der möglichen Konfi-
 gurationszonen-Strukturen aufge-
 faßt werden.

In B_j mit $j \geq 1$ die Protosimpler-
 besetzung einer Zone ohne den Eich-
 faktor m , also die reine Protosimpler-

statisch, dann kann anstelle von 279
 von Zone (j > 1) B_j höchstens iden-
 tisch werden mit dem Rest der
 Zone j-1; dann würde B_j dessen
 Beschreibungstiefe von j-1 überstei-
 gen, dann würde B_j reduziert werden
 weil sonst n_{j-1} auf $1 + n_{j-1}$ erhöht
 wird. Dies bedeutet $B_j \leq_{j-1} B_{j-1}$
 wodurch eine Bandbreite $\beta_j =$
 $\frac{f_{j-1}}{f_j} B_{j-1} - B_j$ für B_j definiert wird

dass, dass B_j noch um β_j erhöht wer-
 den kann, ohne B_{j-1} zu ändern,
 solange $\beta_j > 0$ bleibt. Wird dagegen
 $\beta_j \leq 0$, dann muß es zur Reduktion
 von j und Erhöhung auf $1 + n_{j-1}$ kom-
 men. Die Dynamik dieses universa-
 len Bauprinzips gilt für j > 1, wäh-
 rend 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
 Zustand M_{ze} (nach 142) des
 Multiplikts x_p die Antiektenergie voll-
 ständig erreichen, wobei diese Ener-
 gie niemals höher liegen kann als
 zum Aufbau von x_p , $\bar{x}_p$ erforderlich
 ist. Der Rest von B_1 muß also unter
 $2 \cdot \sum_{x=0} M_{ze}$ bleiben, weil dies die Energi-

wurde zur Erweiterung von $\mathcal{H}_2$ und
 dem Produkt $\mathcal{H}_2$ ist. Es gilt
 also für den Zentralisierer $\mathcal{H}_2$

$$2 \leq \sum_{k=0}^p \mu_k \geq A \mu_+ + F_1 B_1. \text{ Für } k=2 \text{ wird}$$

da bei $A = 1$ und insbesondere bei
 der Komponente $q = 2$ des Quotients
 $\mathcal{H}_2$ diese obere Schranke unver-
 münftig hoch liegen, so darf $A > 1$
 für den Bairenbeispiel gefordert
 werden. Als zweckmäßig er-
 weist sich hinsichtlich der Gruppe
 $A = k(1 + \pi q(q-1))$, wobei sich mit
 den noch offenen möglichen Vor-
 sekturförmen $\mathcal{Y}_2$ und $\mathcal{Y}_3$ wegen
 der rein empirischen $A = 3$ Bezie-
 hung $A = k(\mathcal{Y}_2 + \pi \mathcal{Y}_3 q(q-1))$
 verknüpfen werden, wo $\mathcal{Y}_2 = \mathcal{Y}_3 = 1$
 durchaus im Bereich der Möglichen
 liegt. Das aus der Beziehung 197,
 also aus dem Prinzip der Probati-
 onstheorie entwickelte univer-
 sale axiomatische Bauprinzip
 aller probabilischen Strukturen
 wird demnach beschrieben durch

$$\begin{aligned}
 & \text{Für } j > 1, B_j \equiv F_{j-1} B_{j-1} / \beta_j = \\
 & = F_{j-1} B_{j-1} - B_j \geq 0, k \mu_+ + F_1 B_1 (\mathcal{Y}_2 + \\
 & + \pi \mathcal{Y}_3 q(q-1)) \geq 2 \sum_{k=0}^p \mu_k \quad \dots \quad 197a,
 \end{aligned}$$

unter $\beta_j = 0$ den relativen Um - 281
schlag der Zone j kennzeichnend,
wie überhaupt die oberen Beset-
zungsebenen durch die freige-
lassen im Prinzip 193a charakteri-
siert sind. Wenn ein dem Prinzip
193a gerechtes System gemäß 193
von $N = 0$ auf $N > 0$ angewandt wird,
dann muß die Anregung in jedem
Fall mindestens die Energie $\mu + f_j B_j$
 $\cdot c^2$ erreichen, wenn die Zone j ange-
sprochen werden soll. Da mit $f_4 B_4 = 1$
sowie $f_3 B_3 = (p + a_p) \cdot \alpha_3$, ferner $f_2 B_2$
 $= (m + a_m)^2 \cdot \alpha_2$ und $f_1 B_1 = (n + a_n)^3 \cdot \alpha_1$
ist, muß die Anregung wegen der
punktwellen Besetzung und der Mini-
malenergie $\mu + c^2$ in $j = 4$ ansetzen und
nach 193a gemäß $n_4 \rightarrow n_3 \rightarrow n_2 \rightarrow n_1$ bis
zum kubischen Probie der Factoralzone
vorzudringen. Dieser Sachverhalt bedeutet
aber, daß N auf keinen Fall als Vielfache
einer Anregungsenergie zu einer Folge von
Quantenstufen in Analogie zu atomaren
Hüllenstrukturen aufgefaßt werden darf.
Nach allem die Realisation eines
Prozesses $N > 0$ nicht durch eine stufen-
förmige Aufeinanderfolge von quanten-
hafter Probierenergien $\mu + c^2$ zu
erfolgen, sondern nur durch einen

Resonanzvorgang, der vom furchtlosen
 stand $M_K = K(N=0)$ sofort zur Re-
 sonanzumkehr $M(N) > M_K$ des furcht-
 losen M_K führt. Bei diesem
 furchtlose ist die Folge positiver
 ganzer Zahlen $N \geq 0$ und 147 nicht
 als Folge energetischer Quantenzah-
 len von Zuständen, sondern als
 Folge von Ordnungszahlen resonanz-
 loser energetischer Prozesse zu in-
 terpretieren, weshalb N als Reso-
 nanzordnung definiert werden
 soll.

Das Prinzip 147a stellt eine Be-
 schreibung der furchtlosen Konfigurationen
 Zonenbesetzungen. Hier ist zwischen
 der relativen Besetzungsgrenze der Zone
 j hinsichtlich der Nachbarezone
 $j-1$ höheren Grades und der absoluten
 Grenze bei Vollbesetzung der kubischen
 Zone $j=1$ zu unterscheiden, wobei
 diese Maximalbesetzung einer sta-
 tistischen Struktur zugleich eine
 obere Schranke $N_{\max} = L_N = \infty$ für
 die Resonanzordnung setzt. Kenn-
 zeichnen $L_j(n_{j-1})$ die Vollbesetzung
 von j hinsichtlich $j-1$, dann folgt aus
 147a für diese furchtlosen $B_j(L_j(n_{j-1})) =$

$= f_{j-1} B_{j-1} \text{ und } k \mu_+ (L_1 + Q_1)^3 \cdot L_1 \cdot 283$
 $\cdot (Y_2^2 + \frac{\pi}{2} Y_3 q(q-1)) = 2 \cdot \sum_{x=0}^P M_x \text{ oder}$
 explizit: $L_p(p) + Q_p = (p + Q_p)^2 \cdot L_2$, sowie
 $(L_p(m) + Q_p) \cdot (1 + L_p(m) + Q_m) \cdot L_3 = 2(m + Q_m)^2$
 ferner $(L_m(m) + Q_m) \cdot (2(L_m(m) + Q_m)^2 +$
 $+ 3 \cdot (L_m(m) + Q_m) + 1) \cdot L_2 = 6 \cdot (m + Q_m)^3 \cdot L_1$
 und $(L_m + Q_m)^3 \sim \sum_{x=0}^P M_x$. Bezieht sich
 $j = 2$ auf L_m , dann ist $j = 2$ mit $L_m(L_m) =$
 $= L_m$ ~~optimal~~ ^{maximal} besetzt, was wiederum
 gemäß $L_p(L_m) = L_p$ und $L_0(L_p) = L_0$
 zu maximalen Besetzungen führt. Werden
 diese L_j als absolute Maximalbesetzungen
 in 197 eingesetzt, so hat dies in der
 Form $(L_m + Q_m)^3 \cdot L_1 + (L_m + Q_m)^2 \cdot L_2 +$
 $+ (L_p + Q_p) \cdot L_3 + \exp(-\frac{2k-1}{3Q_0}(L_0 + Q_0)) =$
 $= W(1 + f(L_N))$ eine obere Schranke der
 Resonanzbesetzung zur Folge, woraus ab-
 unmittelbar die behauptete Beschrän-
 kung $L_N < \infty$ und $f < \infty$ folgt, weil
 alle $M_x < \infty$ bleiben (es ist $P < \infty$ völlig
 evident) und dies ebenfalls $L_j < \infty$ für
 alle $j \leq 4$. Zusammengefasst gilt also
 für die Besetzungsgrenzen der Konfi-
 gurationsauszonen

$$\begin{aligned}
 B_j(L_j(n_{j-1})) &= f_{j-1} B_{j-1} \cdot k \mu_+ (L_1 + Q_1)^3 L_1 (Y_2 + \\
 &+ \pi Y_3 q(q-1)) = 2 \sum_{x=0}^{P_{j-1}} M_x < \infty, L_j(L_{j-1}) = L_j, \\
 &(L_1 + Q_1)^3 L_1 + (L_2 + Q_2)^2 \cdot L_2 + (L_3 + Q_3) \cdot L_3 + \\
 &+ \exp(-\frac{2k-1}{3Q_4}(L_4 + Q_4)) = W(1 + f(L_N)), L_N = N_{\max}
 \end{aligned}$$

197 b

Diese Beschränkung beschreibt die oberen
 Beschränkungen, doch muß es auch
 untere Beschränkungen der Photokomplex-
 setzungen geben. Diese unteren Beschränkungen
 liegen offensichtlich nicht bei $n_j = 0$; denn
 es verbleiben die $Q_j > 0$, doch ist $n_j > 0$
 keineswegs eine notwendige oder hin-
 reichende Bedingung, weil $n_j < 0$ als
 ein mikrophysisches Photokomplexnegativ
 „strukturellen“ in die $Q_j > 0$ einbringen
 kann. Wenn aber $n_j < 0$ partielle Ex-
 tinctionen in den Q_j ermöglicht, dann
 kann dieser Extinctionsprozess $n_j < 0$
 nur bis zur Freiraumbedingung $n_j + Q_j$
 $n_j + Q_j = 0$ der Form j führen, weil
 immer $n_j + Q_j \geq 0$ gelten muß; dann
 würde das Vorzeichen wechseln, dann
 müßte es negative Raumbesetzungen
 geben, was aber einen Widerspruch in
 sich selbst darstellt. Aus der Freiraum-
 bedingung folgt also das Minimum
 $(n_j)_{\min} = -Q_j$, so daß sich wegen $n_j \geq -Q_j$
 für das gesamte Definitionintervall der
 Photokomplexsetzungen
 $-Q_j \leq n_j \leq L_j(n_{j-1}) \dots \dots \dots 198c$
 ergibt.

Diese Begrenzung der n_j wird das
 Prinzip 197a zeigen, daß nur der

Bozierung 197 bei unregelmäßigen Foto-285
 Simplexgeräten q die eindeutig $\frac{1}{q}$
 koordinierten Photoinferenzgeräten
 u. durch ein Elektronenverfahren
~~in~~ in ~~der~~ Richtung fallender Be-
 setzungsfälle gewonnen werden
 können. Sind $0 \leq \mu \leq 3$ die zu $j \leq 4$
 Komponenten bei den Indizes μ und
 $i \leq \mu \leq 0$ die Folge positiver ganzer
 Zahlen, dann gilt für $f_0 = f$ im
 Bereich $\mu \leq 2$, der Erhaltungssatz
 $f_\mu - \frac{1}{2} \cdot \mu \cdot 2^{3-\mu} \geq f_{\mu+1} \geq 0$. Inwieweit
 läßt man für $\mu = 0$ die x solange an-
 steigen, bis bei x_1 die Differenz das Vor-
 zeichen wechselt. Rücknahme auf $x_1 - 1$
 und Einsetzen in die Differenz liefert
 dann $f_1 \geq 0$. Nun wird der Prozess
 für den nächsttieferen Fall $\mu = 1$ wie-
 derholt, was bei $x_2 - 1$ bei f_2 und
 für $\mu = 2$ bei $x_3 - 1$ bei f_3 führt. Hin-
 sichtlich des Ableitungsanteiles $\mu = 3$
 wird $\ln f_3$ gebildet und $\frac{3 \ln f_3}{2 \cdot 4 - 1} \ln f_3$
 $= -x$ verwendet, wobei, daß x beim
 Aufstieg den Wert $x_4 - 1$ erreicht, der die
 Beziehung $x + \frac{3 \ln f_3}{2 \cdot 4 - 1} \ln f_3 \leq 0$ bis
 zum Vorzeichenwechsel bei x_4 eben
 noch genügt. Die so gewonnenen x_j sind
 dann gemäß

$$u_j = r_j - 1 - Q_j \dots \dots \dots 198$$

wegen 147 und 142a die eindeutigen Basistauglichkeitskriterien, welche 198 genügen und die ponderablen Kanten aus 142 kennzeichnen. Dieser Erhaltungsprozess setzt im Fall $j=4$ voraus, daß $\ln f_3 \leq 0$ bleibt, was wiederum $Q_3 \leq 1$ 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, obwohl $\ln f_3 > 0$ werden kann. In diesem Fall würde $u_4 + Q_4 < 0$, was der Existenzbedingung widerspricht. Da aber $B_4 \leq f_3 B_3$ eine rein lineare Beziehung wegen des linearen Richtungscharakters der Mesoskone ist, würde $\ln f_3 > 0$ bedeuten, daß von B_3 der Restwert $(u_3 + Q_3) \cdot d_3$ subtrahiert und zu $B_4 \leq 0$ addiert wird. Ist diese Summe immer noch negativ, dann wird der Prozess $z \geq 1$ falli wiederholt bis $B_4 + z \cdot (u_3 + Q_3) \cdot d_3 \leq 0$ wird. Dieser lineare Verschiebungsprozess setzt aber voraus, daß $B_3 - \frac{z-1}{z} (u_3 + Q_3 - z) \cdot d_3 \geq 0$ bleibt; denn wenn diese Differenz negativ wird, dann kann der betreffende Term B_3 nicht weiter

Hieran, weil die Kero - oder - (nur) 287
 die Externzone durch einen negativen
 P_2 gekennzeichnet wären, ~~was auf~~
~~dem~~ Es sei denn, es könnte eine analoge
 Protosimplenverschiebung ($j=2$) $\rightarrow$ ($j=3$)
 oder ($j=1$) $\rightarrow$ ($j=2$) erfolgen. Die Möglichkeit
 ($j=3$) $\rightarrow$ ($j=4$) legt auf den Sachverhalt
 zurück, daß B_4 und $F_3 B_3$ die gleiche alge-
 braische Struktur der Nullpunktsgera-
 den aufweisen. In $B_3 = F_2 B_2$ ist diese
 Äquivalenz wegen $2 B_3 = \alpha_3 (u_3 + Q_3)$
 $\cdot (1 + u_3 + Q_3) = \alpha_3 (u_3 + Q_3)^2 + F_3 B_3$ und
 $F_2 B_2 = \alpha_2 (u_2 + Q_2)^2$ um die Formulare
 der $1/2 F_3 B_3$ nicht erfüllt ganz entspre-
 chende strukturelle Beweiskriterien
 liegen bei $B_2 = F_1 B_1$ vor. Zusammen-
 gefasst kann festgestellt werden, daß
 nur alle Konfigurationszonen in
 Richtung steigender Grade der Protosim-
 plexbesetzung ($j=4$) $\rightarrow j \rightarrow$ ($j=1$) einem Be-
 setzungsaustieg erfahren können, weil
 dann stets die gesamte Besetzung B_j
 und $F_{j-1} B_{j-1}$ in u_{j-1} auf $1 + u_{j-1}$ anbeißt
 ⑦ jedoch kann in umgekehrter Richtung
 wegen der gleichartigen Struktur von B_4
 und $F_3 B_3$ nur eine Protosimplenverschie-
 bung ($j=3$) $\rightarrow$ ($j=4$) von der Kero - in die
 Externzone erfolgen, wodurch das oben
 angeführte Besetzungsprinzip bestätigt wird

Es muß nunmehr versucht werden, den
Photostimulergenerator zu analysieren, d.h., $\sqrt{}$
für $N=0$ durch die Fundamentaleigenschaften
 $\chi_p (K P Q x) \in \mathcal{C}(\epsilon q_x)^?$ auszusuchen, und
die Partnerfunktion $f(N)$ ebenso zu ermit-
teln, wie die Kopplungsfunktion g aus 192.
denn dann können neben dem $M_x(N=0)$
der Funktion 145 d noch 142 numerisch
ebenfalls ermittelt werden wie alle über-
haupt möglichen $K(N)$ zu dem M_x der
 χ_p , und diese charakteristischen numerischen
Werte müssen dann mit der entsprechen-
den Empirie verglichen sein.

Bemerkung zu Seite 128.

Nach Lemma 2.1 kann die Masse m_e der Elektronen als Minimumwert der Funktion $f(m_e)$ über der Masse m_e reeller Objekte betrachtet werden, wobei $f(m_e) = m_e - m_p$ eine Restmasse der p -Teilchen ist. Nach dem Prinzip der kleinsten Wirkung gilt $\bar{x} \perp \mathbb{P}$ in $\mathbb{R}$. Somit kann für die relevante Elektronenmasse $m_e = m_p (1 + k)$ mit $k_{m_p} m_p = m_p$ geschrieben werden.