

I n h a l t

K a p i t e l XII

S T R A T O N M A T R I Z E N

=====

1) Internstrukturierung stratonischer Elemente	701
2) Stratonische Spinstrukturen	(223)
3) Elemente und Grenzen der Stratonmatrizen	(271)



K a p i t e l XII

S T R A T O N M A T R I Z E N =====

1.) I n t e r n s t r u k t u r i e r u n g s t r a t o n i - s c h e r E l e m e n t e

Das Massenspektrum $m(n, q)$ aus 126 ist ein Pseudokontinuum, in welchem die Hermetrieformen a und b dieses Pseudostreckenspektrum annähern, welches vom diskreten Punktspektrum der Terme c und d komplexer Kondensationen überlagert ist; denn 126 ist einerseits die allgemeine Lösung des komplexen kompositiven Hermetrie-problems und andererseits ist in dieser Spektralfunktion zumindest die als Elektron interpretierbare minimale d -Hermetrie enthalten, welche als Minimalmasse noch ein elementares Ladungsfeld e_+ 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 Kompressorisostasie geregelter Termwechsel innerhalb dieses das Pseudokontinuum überlagernden diskreten Punktspektrums. Es muß also ein Termselektor T existieren, der eine Selektion der ponderablen Massenterme M des diskreten Spektrums komplexer Kondensationen gemäß $T; m(n, q) = M(c, d)$ durchführt. Die Auffindung dieses Termselektors T kann jedoch nur über die Synmetronik erfolgen, doch werden dann alle nach dieser Synmetronik logisch überhaupt möglichen M erfaßt, von denen jedoch nur diejenigen Terme als relevant in einem zweiten Selektionsprozeß auszuwählen sind, welche eine hinreichende x_4 -Erstreckung $\Delta t > 0$ haben; denn nur Ereignisstrukturen mit einer Mindestexistenzzeit können als physikalisch existente Elemente der Welt angesprochen werden. Die synmetronische Analyse von T hat also so zu erfolgen, daß auch die Mindestexistenzzeit zur zweiten Selektion definierbar wird; denn nur dann kann das selektierte Punktspektrum mit den Eigenschaften der empirischen Elementarkorpuskeln verglichen werden.

Da das Spektrum 126 die imponderablen Massenterme aller

Hermetrieformen $x \equiv (a, b, c, d)$ enthält, handelt es sich exakt bei m um die vierfache Superposition von Partialsspektren einer jeden x -Hermetrie. Jedes dieser Partialsspektren x enthält eine pseudokontinuierliche oder diskrete Mannigfaltigkeit von Kondensortermen verschiedenster m -Werte gleicher Hermetrie, also gleicher symmetronischer Struktur. Diese in m unterschiedene jeweilige Termmannigfaltigkeit bedeutet, daß die jeweilige symmetronische Struktur der Hermetrieform x aus Protosimplexen $(\pm p)_x$ und Konjunktivgesetzen nur für Einheitsstrukturen der jeweiligen x -Hermetrie gelten kann. Andererseits ist für irgendeine Form x eine solche Einheitsstruktur offenbar ein konfigurativer symmetronisches Grundmuster, welches x völlig charakterisiert und sich in den höheren Termen m_x des Partialspektrums x ständig wiederholt.

Das fluktonische Element eines jeden $(\pm p)_x$ bedingt einen symmetronischen Kondensationszustand $\bar{\lambda}_{(\mu, \nu)}^{(\pm \lambda)} = \bar{\lambda}$, welcher mit der komplexen Weltgeschwindigkeit $\bar{Y} = \bar{v} + i \bar{w}$ das Trägheitsprinzip $\bar{\lambda} \perp \bar{Y}$ begründet und somit jeden $(\pm p)_x$ eine Trägheitswirkung als Masse koordiniert, sofern $(\pm p)_x$ durch Konjunktive fluktonisch in das Internegefüge des Massenterms eingebunden ist. Wenn sich nun die Spektraltermine einer Hermetrieform trotz gleicher symmetronischer Struktur in ihren Trägheitsmassen unterscheiden, dann kann dies nur deshalb möglich sein, weil sich die einzelnen $(\pm p)_x$ in ihrer Bewertung, also der $\bar{\lambda}$ -Intensität unterscheiden. Die jeweilige Basis- und Kontrasignatur von $\bar{\lambda}$ wird allein durch x bestimmt. Die Intensitätsunterscheidung der $\bar{\lambda} (\pm p)_x$ kann sich dabei nur auf $\bar{\lambda} \perp \bar{Y}$ beziehen, weil dies eine Eigenschaft ist, welche allen $(\pm p)_x$ im Gegensatz zur Ponderabilität und Gravitation gleichermaßen zukommt. So sind z.B. die Protosimplexe $(\pm(1, 2, 3))$ imponderabel, während (± 5) und $(+7)$ keine gravitative Strukturkomponente haben. Die Trägheitsintensität eines $(\pm p)_x$ wird allein durch $\bar{\lambda} \perp \bar{Y}$ 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 $\bar{\lambda}_{(0)}$ derart, daß

$$\bar{\lambda} = \underline{N} \bar{\lambda}_{(0)} \perp \bar{Y}, \quad \underline{N} \geq 1, \quad \underline{N} = N_{(\mu\nu)}^{(\lambda)} \quad 191$$

diese Protosimplexladung $\underline{N}$ definiert. Es handelt sich also hier bei um einen Begriff, welcher eine unmittelbare Konsequenz der Lösung des symmetronischen Problems aus C IX darstellt. Allerdings müssen die $\bar{\lambda}_0$ als Terme der Einheitsstrukturen noch von den möglichen Intensitäten der die Einheitsstrukturen definierenden Grundflußverläufe abhängen. Sind die ganzen Zahlen $k > 0$ derartige konfigurative Kennziffern möglicher Grundflußverläufe in den Termen der Einheitsstrukturen, dann ist 191 zu ergänzen durch

$$\bar{\lambda}_0 = \bar{\lambda}_0(k), \quad k > 0 \quad 191 a,$$

wobei $k = 0$ bedeuten würde, daß überhaupt kein symmetronischer Grundfluß existiert. Aus diesem Grunde ist $k = 0$ als „Konfiguration des grundflußfreien leeren R_6 “ auszuschließen, weil dies mit einem inneren logischen Widerspruch gleichbedeutend wäre. Die analysierte symmetronische Struktur aller Hermetrieformen und deren Protosimplexbeschreibungen sind also sämtlich Einheitsstrukturen, für welche durchgehend $\underline{N} = 1$ gilt. Die sich in ihren Trägheitsmassen unterscheidenden Terme der vier hermetrischen superponierenden Raster aus 126 gehen also immer auf $\underline{N} > 1$ zurück, während $\underline{N} = 0$ einen kondensationsfreien Bereich kennzeichnet. Zur expliziten Ermittlung der stratonischen Trägheitseinheiten im Fall der gesuchten Partialspektren für die Hermetrieformen $x = (c, d)_E$ kann man nur von der unteren Schranke dieser beiden stratonischen Partialspektren ausgehen; denn die Massen dieser Minimal-kondensationen stratonischer Art konnten bereits bei der Lösung des kompositiven Hermetrieproblems als abgeleitete Naturkonstanten explizit dargestellt werden. Als logischer Ausgangspunkt der Deduktion steht also die leptonische Triade ν_L, e_+, ν_B in ihren Minimalmassen zur Verfügung, wobei es belanglos ist, ob ν_L und ν_B tatsächlich im R_4 erscheinen können und als reale Neutrinos interpretierbar sind. Diese Triade besteht offenbar aus Einheitsstrukturen, bei den $(\pm p)_x$

mit $x \equiv (c,d)$ nur in der Ladung $N = 1$ auftritt. Nach C VIII und 177 b sind die Massen dieser Einheitsstrukturen m_{LB} und m_e explizit bekannt. Desgleichen nach C IX die Protosimplexstruktur mit dem prototropen Konjunktorgefüge. Zwar erscheint es unmöglich, die $\bar{\lambda}$ -Beträge der Trägheit einzelner $(\pm p)_x$ zu ermitteln, doch bilden die symmetronischen Strukturen typische Protosimplexkombinationen, welche in sämtlichen Termen der Spektralfunktion wiederkehren und daher auch ihr tiefstes Niveau kennzeichnen. So ist für die bloße ponderable Trägheit die Kombination $(\pm(1,4))_x$, $(+7)_x$ und für das Ladungssfeld im Fall der d-Hermetrie $(\pm(2,3,5))$, (-6) charakteristisch. Gilt nun $N=1$, dann werden die elementaren Partialmassen bestimmt durch die Protosimplexkombinationen

$[(\pm(1,4))_x, (+7)_x] \equiv \mu_+ = m_B - m_L$, sowie
 $[(\pm(2,3,5)), (-6)] \equiv \mu_- = m_e - m_L$. Darüberhinaus muß es aber noch eine Masse μ_S des Stratonspins geben, welche durch das allgemeine Konjunktorfeld 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

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

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

$$\eta^2 (1 + \alpha_+) = \eta (1 + \alpha_-) = \sqrt[6]{\eta} (1 - \lambda) \left(\frac{2(1 - \sqrt{\eta})}{\eta(1 + \sqrt{\eta})} \right)^2 \sqrt{2\eta},$$

$$s_0 = 1 \text{ [m]}$$

192,

wenn η und λ die in den Beziehungen 177 bis 177 b verwendeten reinen Zahlen sind. Bei der Herleitung des Termselektors ponderabler Zustände muß versucht werden von diesen Partialmassen typischer Protosimplexkombinationen der Einheitsstrukturen auszugehen.

Die ponderablen Terme $M(c,d)$ aus 126 müssen sich jeweils aus vier Summanden additiv zusammensetzen. Es handelt sich dabei um die Trägheit M_P der Protisimplexe, M_S des Raumspins, M_I des Isospins und M_Q des evtl. Ladungsfeldes, so daß

$M = M_P + M_S + M_I + M_Q$ gilt. M_P kann dabei nur in der symmetrischen Fassung

$$L_{(\mathcal{K}\lambda)}^{(\mu\gamma)} ; \left[\begin{array}{c} \mu\gamma \\ \mathcal{K}\lambda \end{array} \right]_+ = 4\overline{0} \quad \text{mit} \quad L_{(\mathcal{K}\lambda)}^{(\mu\gamma)} = K_{(\mathcal{K}\lambda)}^{(\mu\gamma)} - \bar{\lambda} \begin{array}{c} (\mu\gamma) \\ (\mathcal{K}\lambda) \end{array} \times ()$$

oder $K_{(\mathcal{K}\lambda)}^{(\mu\gamma)} ; \left[\begin{array}{c} \mu\gamma \\ \mathcal{K}\lambda \end{array} \right]_+ = \bar{\lambda}^{(\mu\gamma)}_{(\mathcal{K}\lambda)} \times \left[\begin{array}{c} \mu\gamma \\ \mathcal{K}\lambda \end{array} \right]_+$ der Weltgleichung

$L ; \left[\begin{array}{c} \mu\gamma \\ \mathcal{K}\lambda \end{array} \right]_+ = 4\overline{0}$ wegen $\bar{\lambda}^{(\mu\gamma)}_{(\mathcal{K}\lambda)} \perp \bar{Y}$ enthalten sein. Im Matrix-

zenspektrum $\text{sp } K_{(\mathcal{K}\lambda)}^{(\mu\gamma)} ; \left[\begin{array}{c} \mu\gamma \\ \mathcal{K}\lambda \end{array} \right]_+ = \bar{\lambda}^{(\mu\gamma)}_{(\mathcal{K}\lambda)} \left[\begin{array}{c} \mu\gamma \\ \mathcal{K}\lambda \end{array} \right]_+$ ist

$\text{sp } K_{(\mathcal{K}\lambda)}^{(\mu\gamma)} ; \left[\begin{array}{c} \mu\gamma \\ \mathcal{K}\lambda \end{array} \right]_+ \sim 2\overline{W}^{(\mu\gamma)}_{(\mathcal{K}\lambda)}$ einem Energiedichteselektor pro-

portional, der wiederum nach dem Energiematerieäquivalent der räumlichen Dichte eines tensoriellen Materieselektors

$$2\overline{W}^{(\mu\gamma)}_{(\mathcal{K}\lambda)} \sim \delta_V 2\overline{W}^{(\mu\gamma)}_{(\mathcal{K}\lambda)} \quad \text{entspricht. Hierin ist } \delta_V = \frac{\delta}{\delta V_\mu},$$

wobei das metronische Element δV_μ des R_3 -Volumens nicht eindeutig vorliegt, weil $0 \leq \mu \leq 3$ Koordinaten metronische Konstante sein können. Es muß daher 4 mögliche Volumenelemente

$$\delta V_\mu = \beta_\mu \prod_{k=1}^{3-\mu} \delta_k ()_k \quad \text{mit } \beta_\mu = \text{const} \quad \text{geben, was auf die}$$

Natur der reellen metronischen R_3 -Zellen zurückgeht. Einset-

zen dieses Sachverhaltes liefert also $\delta_V 2\overline{W}^{(\mu\gamma)}_{(\mathcal{K}\lambda)} \sim \bar{\lambda}^{(\mu\gamma)}_{(\mathcal{K}\lambda)} \left[\begin{array}{c} \mu\gamma \\ \mathcal{K}\lambda \end{array} \right]_+$

und hierin ist die rechte Seite ein Selektor, der nach den symmetrischen Untersuchungen aus C IX den Kondensationszustand

und somit nach C X und $\bar{\lambda}^{(\mu\gamma)}_{(\mathcal{K}\lambda)} \perp \bar{Y}$ den Trägheitszustand

einer Koppelungsgruppe $(\pm p)^{(\mu\gamma)}_{(\mathcal{K}\lambda)}$ beschreibt. Dieser Sachver-

halt wird insbesondere dadurch transparent, daß dieser Zustand zugleich als Energiedichte interpretiert eine Wirkungsichte in

der R_4 -Projektion des R_6 beschreibt, und für alle Wirkungen

w das Quantenprinzip $w = n \hbar$ mit ganzzahligen $n \geq 1$ gilt.

Dies bedeutet aber wiederum, daß das Metronifferential

$$\delta \left(\bar{\lambda}^{(\mu\gamma)}_{(\mathcal{K}\lambda)} \left[\begin{array}{c} \mu\gamma \\ \mathcal{K}\lambda \end{array} \right]_+ \right) \sim \mu_+ 2\overline{P}^{(\mu\gamma)}_{(\mathcal{K}\lambda)}$$

lektor der Protosimplexladung $2\overline{P}^{(\mu\gamma)}_{(\mathcal{K}\lambda)}$ proportional sein muß,

worin jedoch der Proportionalitätsfaktor μ der Gleichung 192 multiplikativ erhalten ist, weil $\lambda_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\gamma)+}$ der Gruppe $(\pm p)_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\gamma)}$

den Trägheitswiderstand unmittelbar ausdrückt. Nach der Interpretation von $\lambda_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\gamma)} \left[\begin{smallmatrix} \mu\gamma \\ -+ \\ \kappa\lambda \end{smallmatrix} \right]$ als Selektor einer raumzeitlichen

Wirkungsdichte und des Stufencharakters metronischer Kondensationen im R_6 kann sich aber die Protosimplexladung immer nur um einen konstanten Wert ändern, andererseits ist aber $2_{\bar{g}}^{(\mu\gamma)} \neq 2_{\bar{g}}^{*(\mu\gamma)}$ und auch $2_{\bar{\gamma}}^{(\mu\gamma)} \neq 2_{\bar{\gamma}}^{*(\mu\gamma)}$, so daß die hermiteschen $\left[\begin{smallmatrix} \mu\gamma \\ -+ \\ \kappa\lambda \end{smallmatrix} \right]$ in ihren Komponenten über dem komplexen algebra-

ischen Zahlenkörper definiert sind, was wiederum auf die komplexe R_6 -Signatur $(+++--)$ zurückgeht. Dies bedeutet aber auch, daß der tensorielle Änderungsselektor

$2_{\bar{P}}^{(\mu\gamma)}_{(\kappa\lambda)} ; N = 2_{\bar{g}}^{(\mu\gamma)}_{(\kappa\lambda)} + i 2_{\bar{P}}^{(\mu\gamma)}_{(\kappa\lambda)}$ aus einem Real- und einem Imaginärteil zusammengesetzt sein muß. Im Fall des Termselektors $T ; m = M$, also der ponderablen Gleichung 126 überlagernden diskreten Massenterme kommt nur der Realteil dieses Selektors in Betracht, der aber wegen des konkreten Anstiegs der Strukturstufen durch ganzzahlige Protosimplexladungen ein Konstantenselektor $Re 2_{\bar{P}}^{(\mu\gamma)}_{(\kappa\lambda)} ; N = 2_{\bar{A}}^{(\mu\gamma)}_{(\kappa\lambda)} = \text{const } (R_3)$ tensorieller Art sein muß. Mithin gilt

$$2_{\bar{P}}^{(\mu\gamma)}_{(\kappa\lambda)} ; N = 2_{\bar{A}}^{(\mu\gamma)}_{(\kappa\lambda)} + i 2_{\bar{P}}^{(\mu\gamma)}_{(\kappa\lambda)} ; M, 2_{\bar{A}}^{(\mu\gamma)}_{(\kappa\lambda)} = \text{const } (R_3) \quad 192a$$

für die Spaltung des Änderungsselektors. Zur Darstellung $M=T;m$ kommt hier nur der im R_3 konstante Realteil in Betracht, während der nicht notwendig konstante Imaginärteil offensichtlich eine Schwankungsbreite energetischer Art aller ponderablen Terme $M(c,d)$ komplexer Hermetrien impliziert. Diese Schwankungsbreiten Γ aus dem Imaginärteil der symmetronischen Weltgleichung wären dann wegen der Komplementarität kanonisch konjugierter Größen (Prinzip des Quantendualismus) ein direktes Maß für die x_4 -Erstreckung, also die Existenzzeit der c- und d-Terme. Im folgenden soll zunächst nur der Realteil von 192a analysiert werden, um zunächst die Internstrukturierung dieser stratonischen Elemente zu erkennen. Es gilt demnach zusammengefaßt

$\delta \delta_V \overset{2}{\mathbb{M}}_{(\kappa \lambda)}^{(\mu \nu)} \sim \text{Re } \delta \left(\overline{\lambda} \overset{(\mu \nu)}{(\kappa \lambda)} \left[\overset{\mu \nu}{\underset{\kappa \lambda}{+}} \right] \right) \sim \text{Re } \mu_+ \overset{2}{\mathbb{P}}_{(\kappa \lambda)}^{(\mu \nu)} = \text{const}$
mit dem Konstantenselektor.

Das Matrizenpektrum der symmetronischen Weltgleichung ist hermitesch, so daß auch die Tensorelektoren der Energiedichte, der Materie und $\overset{2}{\mathbb{P}}_{(\kappa \lambda)}^{(\mu \nu)}$ hermitesche Selektoren sind. Dies bedeutet aber, daß für $\overset{2}{\mathbb{M}}_{(\kappa \lambda)}^{(\mu \nu)}$ und $\overset{2}{\mathbb{A}}_{(\kappa \lambda)}^{(\mu \nu)}$ jeweils eine charakteristische Gleichung existiert, welche über die Determinantenminore in ein invariantes Säkularpolynom entwickelt werden kann. Dies bedeutet aber, daß für jeden dieser Tensorelektoren eine unitäre Transformationsmatrix $\hat{S} \hat{S}^* = \hat{E}$ existiert durch welche das jeweilige Diagonalschema erreicht werden kann gemäß $\hat{S} \overset{2}{\mathbb{M}}_{(\kappa \lambda)}^{(\mu \nu)} \hat{S}^* = \overset{2}{\mathbb{M}}'$ und $\hat{S} \overset{2}{\mathbb{A}}_{(\kappa \lambda)}^{(\mu \nu)} \hat{S}^* = \overset{2}{\mathbb{A}}'$, wenn zur Kürzung die Kondensorsignatur fortgelassen wird. Damit wird das Metronifferential zum Diagonalschema $\delta \delta_V \overset{2}{\mathbb{M}}' \sim \mu_+ \overset{2}{\mathbb{A}}'$, von welchem das Matrizenpektrum gebildet werden kann. Mit $\text{sp } \overset{2}{\mathbb{M}}' = \mathbb{M}'$ und $\text{sp } \overset{2}{\mathbb{A}}' = \mathbb{A}'$ entsteht dann der Zusammenhang von Skalarselektoren $\delta \delta_V \mathbb{M}' \sim \mu_+ \mathbb{A}'$. Für das R_3 -Volumenelement δV_μ gibt es aber die vier Gruppen δV_μ mit $0 \leq \mu \leq 3$, welche vier konfigurative Existenzzonen der korrelierenden Kondensorflüsse - also der Protosimplexe - im R_3 kennzeichnen. Aus diesem Grunde kann jeweils innerhalb eines konfigurativen Bereiches über die in ihm definierten Kondensorsignaturen $\varepsilon = \varepsilon(\mu)$ summiert und mit den natürlichen ganzen Zahlen $\mathbb{N} \geq 0$ der Übergang von den Selektoren zu metronischen Größen in der betreffende Zone μ gemäß $\sum_{\varepsilon} \mathbb{M}'$; $\mathbb{N} = \mathbb{M}_{\mu+1}$ und $\sum_{\varepsilon} \mathbb{A}' = \mathbb{A}_{\mu+1} = \text{const}$ durchgeführt werden, so daß $\delta \delta_V \mathbb{M}_{\mu+1} = \mathbb{B}_{\mu+1} \mu_+$ entsteht, worin $\mathbb{B}_{\mu+1} = \text{const}$ den Proportionalitätsfaktor enthält. Wegen der Kommutation metronischer Differentialoperationen

$$(\delta \times \delta_V)_- = 0 \text{ wird dies zu } \mathbb{B}_{\mu+1} \mu_+ = \delta_V \delta \mathbb{M}_{\mu+1} = \frac{\delta^2 \mathbb{M}_{\mu+1}}{\delta V_\mu} \text{ oder}$$

$$\delta^2 \mathbb{M}_{\mu+1} = \mu_+ \alpha_{\mu+1} \prod_{k=1}^{3-\mu} \delta_k v_k \text{ mit ganzzahligen } v_k, \text{ wenn}$$

$\mathbb{B}_{\mu+1} \beta_\mu = \alpha_{\mu+1}$ gesetzt wird. Hier erscheinen die Koppelungsgruppen zu 4 Trägheitsgruppen $0 \leq \mu \leq 3$ zusammengefaßt.

Durchführung der metronischen Integration liefert für diese

$$\text{Trägheitsgruppen } \delta \mathbb{M}_{\mu+1} = \mu_+ \alpha_{\mu+1} \prod_{k=1}^{3-\mu} v_k. \text{ Innerhalb der zur}$$

Diskussion stehenden stratonischen Strukturen kann stets eine sphärische Symmetrie im R_3 vorausgesetzt werden, solange keine Korrespondenzen mit anderen Elementarstrukturen gegeben sind. Diese Symmetrie bedingt aber $\nu_k = \nu_{k+1} = \nu$ und damit $\delta M_{\mu+1} = \mu_+ \alpha_{\mu+1} \nu^{3-\mu}$, was metronisch integrierbar ist. Es gilt $M_{\mu+1} = \mu_+ \alpha_{\mu+1} S \nu^{3-\mu} \delta \nu$, was für die vier Trägheitsgruppen separat gelöst werden muß. Nach Regeln metronischer Integrationen folgt für $\mu = 0$ die Darstellung $M_1 = \mu_+ \alpha_1 \frac{1}{4} N_{(1)}^2 (1+N_{(1)})^2$, ferner $M_2 = \mu_+ \alpha_2 \frac{1}{6} N_{(2)} (2N_{(2)} + 3 N_{(2)} + 1)$ für $\mu=1$, sowie $M_3 = \mu_+ \alpha_3 \frac{1}{2} N_{(3)} (1+N_{(3)})$ für $\mu = 2$ und $M_4 = \mu_+ \alpha_4 N_{(4)}$ für $\mu = 3$, wenn die $N_{(j)}$ mit $1 \leq j \leq 4$ für die metronischen Interpretationsbereiche als ganze Zahlen stehen. Der Trägheitsanteil M_P der Protosimplexe aus M ist offenbar die Summe dieser 4 Trägheitsbereiche, nämlich $M_P = \sum_{j=1}^4 M_j$. Diese vierfache Konturierung der Protosimplexstrukturen im R_3 aller c- oder d- Terme aus 126 geht allein auf die R_3 - Bezugnahme $\delta \nu$ mit $\delta \nu_\mu$ zurück, doch ist dies wiederum eine Folge der kovarianten Hermitezität von $\hat{\lambda} \hat{c}$, was aber eine unmittelbare Konsequenz der in XI 6 deduzierten fundamentalen Symmetrien der Welt und der prototropen Struktur des Universums ist. Demnach ist diese vierfache Konturierung eine fundamentale Eigenschaft aller stratonischen Elementarstrukturen.

Die Stratonmassen $M(c,d)$ werden neben M_P noch von den Massen M_S und M_I der beiden Komponenten des integralen R_6 -Konjunktorspins σ aus 173a und M_Q des Ladungsfeldes im Fall der d-Hermetrie additiv zusammengesetzt. Nach der Beziehung 173 a erscheint der Raumspin (im R_3) gemäß $J = \frac{Q}{2}$ ebenso wie der Isomorphiespin (kurz Isospin) in x_4, x_5, x_6 gemäß $s = \frac{P}{2}$ in den ungeraden Zahlen Q, P halbzahlig, und $I = 2s + 1 = P + 1$ kennzeichnet das Multiplett einer Isospinfamilie, also die Anzahl isomorpher Projektionen der R_6 -Hermetrie in den kompakten reellen R_3 in Form von c- und d- Hermetrien; so daß ein solches Multiplett für $P > 0$ immer ein Gemisch aus c- und d- Zuständen ist. Da nach 192 stets $\mu_s/\mu_+ = 1 - \alpha_-/\alpha_+$ eine reine Zahl ist, muß mit den unbekannten Spinfunktionen $f_s(P,Q)$ und $f_I(P,Q)$ für die Massenbeiträge des Raum- und Isospins $M_S = M_5 = \mu_+ \alpha_5 f_s$ und $M_I = M_6 = \mu_+ \alpha_6 I f_I$ gelten; denn auf jeden Fall ist

$M_{5,6} \sim \mu_s f_{s,I}$ und M_6 wird darüberhinaus noch um $I = P + 1$ vervielfacht. Für den Massenanteil M_q eines Ladungsfeldes der d-Form mit der Ladungsquantenzahl q ist dagegen nach 192 die Darstellung $M_q = M_7 = q \mu_-$ völlig evident. Einsetzen der M_i in $M(c,d) = \sum_{i=1}^7 M_i$ liefert dann für die Wirkung des unbekannten Termselektors T_s ; $m = M$ die Beziehung

$$M = \mu_+ \left(\alpha_1 \frac{N_{(1)}^2}{4} (1+N_{(1)})^2 + \frac{\alpha_2}{6} N_{(2)} (2 N_{(2)}^2 + 3 N_{(2)} + 1) + \right. \\ \left. + \frac{\alpha_3}{2} N_{(3)} (1+N_{(3)}) + \alpha_4 N_{(4)} + \alpha_5 f_s (P,Q) + \right. \\ \left. + \alpha_6 (P+1) f_I (P,Q) \right) + q \mu_- .$$

Um diesen Ausdruck des ponderablen Massenspektrums explizit anzuwenden, müssen die Verläufe der $N_{(j)}$ mit $1 \leq j \leq 4$ und die Faktoren α_i mit $1 \leq i \leq 6$, sowie die $f_{s,I}$ ermittelt werden.

Offensichtlich sind die $N_{(j)}(t)$ Zeitfunktionen, welche die zeitliche Transmutation der Spektralterm untereinander ((bei Gültigkeit des Prinzips der Kompressorisostasie) verursacher was empirisch als radioaktiver Zerfall der Elementarkorpuskeln in zeitlich stabile Formen erscheint. Nach der atomistischen und subnuklearen Empirie (Ultrastrahlung) aus B gibt es tatsächlich im Spektrum der Elementarkorpuskeln Transmutationen im Sinne radioaktiver zeitlicher Zerfallsprozesse, derart, daß sämtliche Elementarkorpuskeln nach den verschiedensten Existenzzeiten über mehr oder weniger komplizierte Zerfallsketten in die stabilen Zustände des Elektrons oder Protons übergehen. Da aber die $N_{(j)}$ die Protosimplexbesetzungen einer vierfachen R_3 -Konturierung sind, und dieses Konturmuster für alle c- und d-Terme aus 126 verbindlich ist, müssen die $N_{(j)}(t)$ Zeitfunktionen sein und sich gemäß $N_{(j)} = n_{(j)} + Q_{(j)}$ aus einem additiv ganzzahligen Zeitparameter $n_{(j)}(t)$ und einer konstanten Quantenzahl $Q_{(j)} = \text{const}(t)$ zusammensetzen. Im folgenden werde wahlweise die doppelte Symbolschrift $n_{(1...4)} \equiv (n,m,p,\sigma)$ und $Q_{(1...4)} \equiv Q_{(m... \sigma)}$ verwendet, weil man auf diese Weise mit n,m,p und σ zugleich die Zustände hinsichtlich der Protosimplexbesetzungen in den R_3 -Konturierungen beschreiben kann.

Zunächst muß es darauf ankommen die zeitlich konstanten Zustände $n = m = p = \sigma = 0$ zu beschreiben. Diese durch die $Q_{(j)}$ beschriebenen Grundzustände sind offensichtlich metrisch konfigurativer Art und beschreiben die möglichen räumlichen

Anordnungen nicht identischer Protosimplexzustände (Grundzustände). Da die Protosimplexladungen mit den symmetronischen Kondensationsstufen nach 191 identisch sind, und die $\bar{\lambda}_{(\mathcal{K}\lambda)}^{(\mu\nu)}$ immer normal zum jeweiligen Flukton $((-p))_{(\mathcal{K}\lambda)}^{(\mu\nu)}$, - also parallel zum Fluktonspin verlaufen, gibt es für einen Protosimplexzustand immer zwei Einstellungsmöglichkeiten $((-1))^{\xi} = \pm 1$, wenn $\xi > 0$ eine diese metrisch - kombinatorische Verteilung kennzeichnende ganze Strukturquantenzahl ist. Nach den Gesetzen der Metronddifferentiale ist $\delta ((-1))^y = ((-1))^y - ((-1))^{y-1} = 2 ((-1))^y$, wenn $y > 0$ eine ganzzahlige Metronenziffer ist. Anwendung des vollständigen Induktionsschlusses liefert dann für beliebige Grade $x > 0$ des Metronddifferentials $\delta^x ((-1))^y = 2^x ((-1))^y$.

Es sei $\mathcal{K} > 0$ die Zahl der Kondensationsstufen und somit die Zahl der Grundflüsse in einem spezifischen $((\pm p))_x$ des diskreten Partialspektrums $x \equiv (c,d)$ aus 126. Jeder dieser Grundflüsse $1 \leq L \leq \mathcal{K}$ verfügt dabei über einen Fluktonspin $\bar{\sigma}_L$, denn diese Grundflüsse $((-p))_x$ des Protosimplex sind in $M(c,d)$ als Folge konjunktiver Korrelationen während des Intervalles der Existenzzeit des Terms M stets zyklischer Natur. Mit Ausnahme von $p=6$ erscheinen die prototropen Grundfluktonen stets im Diskriminantenfeld prototroper Schirmfelder $(+p)_x$, wodurch das fluktonische Grundflußaggregat $((-p))_x$ zum Protosimplex $((\pm p))_x$ komplettiert wird. Ein solcher Protosimplex mit mehrfacher Protosimplexladung $\underline{N} \geq 1$ wird dann nach 191 a durch das vektorielle Kondensationsstufenspektrum $\bar{\lambda} = \underline{N} \bar{\lambda}_0(k) \perp \bar{Y}$ beschrieben. Die elementare Prototrope ist dann durch $\underline{N} = 1$ gekennzeichnet und wegen des Trägheitsprinzips $\bar{\lambda} \perp \bar{Y}$ gilt für alle Fluktonen $\bar{\sigma}_L \parallel \bar{\lambda}_0(k)$, also $\cos(\bar{\lambda}_0, \bar{\sigma}_L) = ((-1))^L$. Die Zahl $\mathbb{Z}_{\mathcal{K}}$ alternierender $\bar{\sigma}_L$ -Einstellungen $((-1))^L$ im Fall $\bar{\lambda}_0$ mit $\underline{N} = 1$ und $\mathcal{K} > 0$ wäre dann also das Metronddifferential der Ordnung $\mathcal{K}$, welches von der Richtung $((-1))^L$ des Fluktonspins gebildet werden kann. Dem Betrage nach gilt also $\mathbb{Z}_{\mathcal{K}} = |\delta^{\mathcal{K}} (-1)^L| = 2^{\mathcal{K}} |((-1))^L| = 2^{\mathcal{K}}$, weil stets $|((-1))^L| = +1$ für alle L ist. Da nun jeder Fluktonspin hinsichtlich $\bar{\lambda}_0$ die Möglichkeit einer parallelen oder antiparallelen Einstellung hat, gilt für die Gesamtheit alternierender Einstellungen $\mathbb{Z} = 2 \mathbb{Z}_{\mathcal{K}}$. Schließlich kann $\mathbb{Z}_{\mathcal{K}}$ hinsichtlich $\mathcal{K}$ noch als die Dichte einer Verteilung

$\mathbb{Z}_V$ gemäß $\mathbb{Z}_R = \delta_R \mathbb{Z}_V$ oder $\delta \mathbb{Z}_V = \mathbb{Z}_R \delta_R$ aufgefaßt werden. Unter Verwendung von $\mathbb{Z}_R$ kann $\mathbb{Z}_V = S \mid \delta_R (-1)^L \mid \delta_R = \mid \delta_R^{-1} (-1)^L \mid = \frac{1}{2} \mathbb{Z}_R \mid (-1)^L \mid$ als ein metronisches Gebietsintegral ausgeführt werden. Auf jeden Fall müssen die Besetzungen der Grundzustände $Q_{(j)}$ aus $N_{(j)} = n_{(j)} + Q_{(j)}$ mit $1 \leq j \leq 4$ von diesen Ziffern R , $\mathbb{Z}_R = 2^R$, $\mathbb{Z} = 2 \mathbb{Z}_R$ und $\mathbb{Z}_V = \frac{\mathbb{Z}}{2}$ bestimmt werden, wobei allerdings zu berücksichtigen ist, daß die $N_{(j)}$ mit $j = \mu + 1$ durch verschiedene Trägheitsgruppen mit den Faktoren $\mu + \alpha_j$, also durch verschiedene Protosimplexkonfigurationen bestimmt werden, welche wiederum einen Einfluß auf die Konjunktivgesetze der internen Korrelationen haben.

Nach $S \nu^{3-\mu} \delta \nu$ ist mit $j = \mu + 1$ die vierfache R_3 -Konturierung des stratonischen Terms gegeben, derart, daß die Protosimplexbesetzung in $j=1$ mit kubischer, in $j=2$ mit quadratischer, in $j=3$ mit linearer und in $j=4$ mit punktueller Natur ansteigt, so daß diese R_3 -Konturen mit den Protosimplexzahlen $4 G_{(1)} = N_{(1)}^2 (1+N_{(1)})^2$, sowie $6 G_{(2)} = N_{(2)} (2 N_{(2)}^2 + 3 N_{(2)} + 1)$, ferner $2 G_{(3)} = N_{(3)} (1+N_{(3)})$ und $G_{(4)} = N_{(4)}$ belegt sind. Die tatsächlichen Protosimplexziffern sind aber die $N_{(j)}$ (im Sinne separater Entitäten), so daß die Trägheitsdichten $\eta_j = \frac{G_{(j)}}{N_{(j)}}$ dieser $N_{(j)}$ separaten Protosimplexe definiert werden können. Es ist stets $\eta_1 \geq \eta_2 \geq \eta_3 \geq \eta_4 = 1$. Auf diese Weise wird die gesamte korrelative symmetronische Koppelungsstruktur des stratonischen Terms in die R_3 -Konturierung von vier Konfigurationszonen metrischer Protosimplexstrukturen aufgeteilt, wobei auf jeden Fall die σ -Kontur $j=4$ als externe Zone aufzufassen ist. Mit wachsendem Grad des Besetzungsanstieges muß aber η_j ansteigen, so daß $j=1$ als kubische Zentralzone der n -Kontur, $j=2$ als quadratische Internzone der m -Kontur und $j=3$ als lineare Zwischen- oder Mesozone der p -Kontur anzusprechen ist. Diese Konfigurationszonen sind zugleich die Zonen der symmetronischen Koppelungsstruktur, derart, daß $j \leq 3$ die Internstrukturierung des stratonischen Terms und $j=4$ als externe σ -Struktur (punktuellen Anstieges) die Spektren seiner Wechselwirkung- oder Korrespondenzpotenzen umschließt. Das Korrelationszentrum muß also im Zentralbereich liegen, während das Korrespondenzmaximum den linearen und den externen Bereich bestimmt. Die

* dann das metronische Integral

Konsequenz hieraus ist das empirisch verifizierte Bild einer ponderablen Elementarstruktur, wonach ein sehr dichter undurchdringlicher zentraler Kern von einem Feldzustand umgeben ist, dessen Außenbereich eine mosaikartige Struktur verschiedener Wechselwirkungspotenzen aufweist, ein Sachverhalt, der sich bereits in IX für alle vier Hermetrieformen, also für alle Terme aus 126 ergab. Die Mesozone kann demnach als Quellenkontur der Korrespondenzfelder in der Externzone aufgefaßt werden, wobei diese Korrespondenzfelder die Maxima der $\begin{matrix} \mu\nu \\ -+ \\ \kappa\lambda \end{matrix}$ sind, während die Minima $\begin{matrix} \mu\nu \\ -+ \\ \kappa\lambda \end{matrix} = \hat{0}$ als Korrelationsmaxima in der Zentralzone liegen.

Die dimensionslose Zahl κ in $\mathbb{Z}_\kappa$, $\mathbb{Z}$ und $\mathbb{Z}_V$ ist die Zahl der fluktonischen Kondensorgrundflüsse im Flukton $(-p)_x$, * Nun ist $\bar{\lambda}$ und $\bar{\lambda}_0(k)$ aus 191 und 191a ein Maß der metrischen Krümmung im jeweiligen hermetrischen Bereich des metronischen Welttensoriums R_6 , derart, daß in 191 die Protosimplexladung $\underline{N}$ die Zahl der Kondensationsstufen dieser Krümmung angibt und $\bar{\lambda}_0$ als Krümmung einer elementaren Kondensationsstufe dem Betrag nach einer elementaren Krümmung direkt, und dem entsprechenden Krümmungsradius $\underline{\varepsilon}$ umgekehrt proportional sein muß. Hier bezieht sich $\underline{\varepsilon} = \varepsilon_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)}$ nur auf den jeweiligen hermetrischen Bereich des zu $\bar{\lambda}$ gehörenden Fundamentalkondensors. Es gilt demnach $|\bar{\lambda}_0(k)| \sim \frac{1}{\underline{\varepsilon}}$, wobei als Proportionalitätsfaktor nur die ganze Zahl $k > 0$ in Betracht kommt, welche somit in $|\bar{\lambda}_0| = \frac{k}{\underline{\varepsilon}}$ das Krümmungsmaß um ihren ganzzahligen Betrag erhöht. Dies erscheint deshalb, weil im Kondensationsbereich $\underline{\varepsilon}$ mehrere Kondensorintensitäten auftreten können, die sämtlich auf die elementare Krümmung zurückgehen, aber wegen der Metronisierung als ganzzahliges Vielfaches $\frac{k}{\underline{\varepsilon}}$ die elementaren Kondensationsstufen $\bar{\lambda}_0(k)$ bestimmen. In einem hermetrischen Bereich gibt es demnach zu der metronischen Elementarkrümmung $\frac{1}{\underline{\varepsilon}}$ stets $k > 0$ einfache Protosimplexe $\underline{N} = 1$, deren Kondensationsgrad mit k steigt, so daß k die Kondensorziffer möglicher elementarer Protosimplexe im gleichen hermetrischen Unterraum darstellt. $\underline{r}$ des Grundflußsystems von $(\pm p)_x$ muß aber ebenfalls als Krümmungsradius hinsichtlich κ aufgefaßt werden. Zwar ist $\underline{r} \geq \underline{\varepsilon}$, doch ist dafür auch $\kappa \geq k$, so daß neben $|\bar{\lambda}_0| = \frac{k}{\underline{\varepsilon}}$ auch $|\bar{\lambda}_0| = \frac{\kappa}{\underline{r}}$, und $\underline{r}$ sei der R_3 -Radius des Fluktons * $(-p)_x$.

also im Vergleich $\mathcal{K} = \underline{r} \frac{k}{\underline{\epsilon}}$ gesetzt werden kann. Aufgrund der Interpretation von k folgt aber unmittelbar $\underline{r} = k \underline{\epsilon}$, was eingesetzt zu $\mathcal{K} = k^2$ führt. Somit wird die Zahl der elementaren Grundflüsse eines Fluktions unabhängig vom hermetrischen Unter- raum allein vom Quadrat der Kondensorziffer bestimmt. Dies be- deutet aber $\mathbb{Z}_{\mathcal{K}} = \mathbb{Z}_k = 2^{k^2}$, wobei stets $k > 0$ bleibt, wenn überhaupt ein Kondensationszustand im R_6 gegeben ist. Anderer- seits ist k und somit auch $\mathcal{K}$ grundsätzlich vom Koordinaten- raster des R_6 und daher auch von der Zeit unanhangig, so daß $k = \text{const } (R_6)$ ist. Da außerdem $\mathcal{K} = k^2$ gilt, ist diese Kon- densor-ziffer $k > 0$ eine Kennziffer zeitlich konstanter metri- scher Konfiguration und Kontur. Aufgrund dieser Interpretation folgt aber, daß die zeitlich konstanten Protosimplexbesetzungen $Q_{(j)}$ der Konfigurationszonen eines stratonischen Terms aus $\mathbb{Z}_k$ ermittelt werden können. So liegen Q_m und Q_σ jeweils um 1 unter $\mathbb{Z}$ beziehungsweise $\mathbb{Z}_k$, während Q_n die Differenz zwisch- en $\mathbb{Z}$ und $\mathbb{Z}_V$ ist. Die Differenz zwischen Q_p und $\mathbb{Z}$ muß dagegen als Betrag den Wert 2 haben, weil p als Mesozone den Bereich $j \leq 3$ vom Bereich $j = 4$ punktueller Protosimplexver- teilungen trennt. Ob nun für diese Differenz $+2$ oder -2 steht, hängt davon ab, ob mit den positiven ganzen Zahlen $\nu \geq 0$ für $k = 2\nu$ eine gerade oder für $k = 2\nu + 1$ eine ungerade Zahl steht, so daß für die Differenz allgemein $2(-1)^k$ zu setzen ist. Die $Q_{(j)}$ werden demnach dargestellt durch $Q_n = \mathbb{Z} - \mathbb{Z}$ ferner $Q_m = \mathbb{Z} - 1$, sowie $Q_p = \mathbb{Z} + 2(-1)^k$ und $Q_\sigma = \mathbb{Z}_k - 1$, was mit $\mathbb{Z}_k$, $\mathbb{Z}$ und $\mathbb{Z}_V$ explizit $Q_n = 3 \cdot 2^{k^2} - 1$, ferner $Q_m = 2^{k^2+1} - 1$, sowie $Q_p = 2^{k^2+1} + 2(-1)^k$ und $Q_\sigma = 2^{k^2} - 1$ liefert. Mithin bilden die $Q_{(j)}$ ein k -faches konfiguratives Gerüst aus Protosimplexkorrelationen, welche eine k -fache zeitlich konstante Grundkontur in den 4 Konfigurationszonen auf- baut. Da wegen $k = \text{const } (R_6)$ auch $Q_{(j)}$ dieser Konstanz genügt, ist dieses k -fache Grundmuster der vierfachen R_3 -Konturierung und somit die Struktur der Konfigurationszonen j zeitlich unbegrenzt.

Der noch fehlende Teil einer Analyse stratonischer Inter- strukturierungen besteht in der Bestimmung der Faktoren α_j mit $j \leq 4$, welche als Proportionalitätsfaktoren $\mu_j = \mu_+ \alpha_j$ die Besetzungen der Konfigurationszonen wegen des Eichfaktors μ_+

durch das Trägheitsmaß ausdrücken. Diese Koeffizienten α_j können dabei nur auf die symmetronische Konjunkturstruktur der Protosimplexgefüge zurückgehen, wobei im Fall der d-Hermetrie die Ladungsfeldkomponenten der dieses Feld bestimmenden Protosimplexe und die jeweilige Konfigurationszahl $k > 0$ der betreffenden Struktur wesentlich sind. Für die einzelnen Protosimplexstrukturen mit beliebiger von 0 verschiedener Protosimplexladung muß ebenfalls die universelle Lösung 126 des kompositiven Hermetrieproblems gelten, weil allen derartigen Weltstrukturen wegen $\bar{\lambda} \neq \bar{0}$ im kompositiven, oder $\bar{\lambda} \neq \bar{0}$ im symmetronischen Fall, als auch $\bar{\lambda} \perp \bar{Y}$ gemeinsam ist. Die Entwicklung der Universalbeziehung 126 ging mit $m_{(2)} = 2m$ von der Darstellung

$$\left(\frac{2\mu f}{m_{(2)}} \right)^4 = 1 + q^4 \left(\frac{\alpha \varepsilon_{\pm}^2 R_{\pm}}{2\pi h} \right)^2 \sin^2 \left(\frac{2N h}{\alpha q^2 \varepsilon_{\pm}^2 R_{\pm}} \right), \quad \text{mit } \alpha = \left(\pi^2 \frac{a}{2} \frac{\omega}{c} \right)^2$$

sowie $f \sqrt{2n-1} = \sqrt[4]{2n}$ und $\mu = \sqrt{\frac{ch}{Y}}$ aus. Bei $q > 0$ gilt für der Protosimplex $m = M$, während das Ladungsfeld $\varepsilon_{\pm}$ durch die Prototropen $(\pm 5), (-6)$ im zeitlichen Schirmfeld $(+2)$ der Zeitsphäre gekennzeichnet ist. In dieser Struktur ist allerdings (-6) extern nicht relevant. Dies bedeutet aber, daß in der Zeitsphäre $(+2)$ wegen (-6) stets $\varepsilon_{\pm} \rightarrow \varepsilon'_{\pm} > \varepsilon_{\pm}$ gilt, und wegen $\left(\frac{\mu f}{M} \right)^4$ auch $\varepsilon_{\pm}^4$ wirksam wird. Für die Abweichung zwischen $\varepsilon'_{\pm}$ und $\varepsilon_{\pm}$ gilt dann auf jeden Fall $\Delta(\varepsilon_{\pm}^4) \neq 0$. Ist L die Dimensionszahl kondensierender manifester Ereignisse, dann kann offensichtlich mit der konfigurativen Basisquantenzahl $L \Delta = k > 0$ gesetzt werden. Da nun aber das Weltflukton (-6) nur in der d-Hermetrie also den Raumzeitkondensationen auftritt, ist $L = L(R_4) = 4$ zu setzen. Andererseits gilt für Δ die Beziehung

$$\Delta(\varepsilon_{\pm}^4) = \frac{\varepsilon_{\pm}^4 - \varepsilon_{\pm}'^4}{\varepsilon_{\pm}^4} = \left(\frac{\varepsilon'_{\pm}}{\varepsilon_{\pm}} \right)^4 - 1. \quad \text{Verglichen mit } L \Delta = k \quad \text{und } L=4$$

folgt daraus $\varepsilon'_{\pm} = \varepsilon_{\pm} \sqrt[4]{1+\frac{k}{4}}$ für die Protosimplexmasse M , das heißt, man hat in der zu 126 führenden Ausgangsbeziehung

$$\left(\frac{\mu f}{M} \right)^4 = 1 + q^4 \left(\frac{\alpha \varepsilon_{\pm}'^2 R_{\pm}}{2\pi h} \right)^2 \sin^2 \left(\frac{2N h}{\alpha q^2 \varepsilon_{\pm}'^2 R_{\pm}} \right) \quad \text{zu setzen, weil}$$

das Quadrat des Sinus wegen der Extremalforderung nur von externen Bedingungen bestimmt wird. Da für dieses Quadrat der Wert 1

zu setzen ist, und nach 126 ferner $\pi^2 \varepsilon_{\pm} = \pm 3 \sqrt{\frac{h}{R_-}}$, sowie

$a = \sqrt{2}$ gilt, wird

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

Dies bedeutet aber, daß sich für eine Protosimplexmasse M innerhalb der internen Ladungsstrukturen eines mit $q > 0$ extern erscheinenden Ladungsfeldes zu $M = \pi \mu f (\pi^4 + q^4 (4+k))^{-1/4}$ ergibt. Hier liegt eine direkte Analogie zu 126 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, und $M = \mu f \eta_{qk}$ zum Vergleich verwendet, dann folgt für die Abweichung der intern strukturierten d-Hermetrie $\eta_{qk} \sqrt[4]{\pi^4 + q^4 (4+k)} = \pi$. Es wird sofort deutlich, daß stets $\eta_{0k} = 1$, aber $\eta_{q0} = \eta_q$ in den das externe Ladungsfeld beschreibenden Faktor $\eta_q \sqrt[4]{4q^4 + \pi^4} = \pi$ der Beziehung 126 für $k = 0$ übergeht, während $\eta_{1,0} = \eta$ zu dem des externen Ladungsfeldes $q = 1$ der Beziehungen 177 wird. Zwar ist immer $k > 0$, solange $\bar{\lambda}(c,d) \neq \bar{0}$ definiert ist, doch soll $k = 0$ in $\eta_{q,0}$ nur formal andeuten, daß sich η_q allein auf das äußere R_3^- Wirkungsgebiet der d-Hermetrie bezieht.

Aus η_{qk} wird deutlich, daß $k > 0$ als konfigurativ-metrische Internstrukturierung der betreffenden stratonischen Hermetrieform 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 177 zu entwickeln. Unter Zugrundelegung von $\eta_{qk} \neq \eta_q$ der Internstruktur können diese internen Ladungsfeldkomponenten in Analogie zur Herleitung von 177 synmetronisch beschrieben werden durch $e_s = \varepsilon_{\pm} \sqrt{\eta_{qk}}$ 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_s muß aber auch e_w in Analogie zu e_w als arithmetisches Mittel $e_w = \frac{1}{2} (\varepsilon_{\pm} + e_s) = \frac{1}{2} \varepsilon_{\pm} (1 + \sqrt{\eta_{qk}})$ existieren, was auch

$e_g = \varepsilon_{\pm} - e_g = \varepsilon_{\pm} (1 - \sqrt{\eta_{qk}})$ in Analogie zu e_D zur Folge

hat. Schließlich könnte noch die Frage nach dem Ladungsfeld e_C gestellt werden, welches in Analogie zum meßbaren Externfeld $e_{\pm}$ im Korrelationszentrum der d-Struktur erscheinen würde. Hier muß sich wiederum in Analogie zu den Beziehungen 177 der Ausdruck $e_C = \varepsilon_{\pm} \frac{\sqrt{\eta_{qk}}}{8}$ mit $\eta_{qk} = 5 \eta_{qk} + 2 \sqrt{\eta_{qk}} + 1$ ergeben. Zusammengefaßt werden diese internen Ladungsfeldkomponenten in

$$\begin{aligned} e_g &= \varepsilon_{\pm} \sqrt{\eta_{qk}} \quad , \quad 2 e_w = \varepsilon_{\pm} (1 + \sqrt{\eta_{qk}}), \quad e_e = \varepsilon_{\pm} (1 - \sqrt{\eta_{qk}}), \\ e_C &= \varepsilon_{\pm} \frac{\sqrt{\eta_{qk}}}{8} \quad , \quad \eta_{qk} = 5 \eta_{qk} + 2 \sqrt{\eta_{qk}} + 1, \end{aligned}$$

$$\eta_{qk} \sqrt[4]{\pi^4 + q^4 (4+k)} = \pi \quad 193.$$

Mit dieser Darstellung wird es nun möglich, (und zwar in einer weiteren Analogie zu 177) statische interne Korrelationspotentiale der das Ladungsfeld bestimmenden Protosimplexe in irgendeinem Abstand r vom metrischen Zentrum des Simplex phänomenologisch zu beschreiben. Ganz allgemein muß dann für die phänomenologische Beeinflussung statischer Ladungsfeldkomponenten x und y das statische Interngesetz $4 \pi \varepsilon_0 V_{xy} = e_x e_y f$ im physischen R_3 gelten.

Auf dieser Basis phänomenologisch ausgedrückter symmetronischer Protosimplexkonjunktoren wird es nunmehr möglich, einerseits die obere Schranke der natürlichen Zahlen $k > 0$, und andererseits die α_j der $j \leq 4$ Konfigurationszonen zu ermitteln.

Ist $E(N, q)$ der Energieinhalt der Externwirkung eines Protosimplex, aber $E_k(N, q, k)$ derjenige der Internwirkung mit irgendeinem Wert $k > 0$, dann müssen sich diese beiden Energien zueinander verhalten wie die statischen internen Potentiale von Ladungsfeldkomponenten; denn nur für $q \geq 1$ kann k in η_{qk} nach 193 erscheinen. Ähnlich wie der Entwicklung der Ladungsfeldkomponenten 177 kann es sich bei diesen Potentialen nur um dasjenige der reduzierten extern wirkenden Ladungsfeldkomponente, also V_R und dasjenige der intern wirkenden Kompo-

nente für $k > 0$ handeln. Wird dieses Potential mit $V_S^{(k)}$ bezeichnet, dann wäre $\frac{E(N,q)}{E_k(N,q,k)} = \frac{V_R}{V_S^{(k)}} = \frac{\eta_q}{\eta_{qk}}$, zumal wegen $E = m c^2$ auch $\frac{m}{m_k} = \frac{\eta_q}{\eta_{qk}}$ sein muß. Andererseits muß aber diese Massenverhältnisse immer tiefer liegen als das auf das Externpotential V_ε bezogene Potential V_ε , welches um $V_{\varepsilon D}$ additiv erhöht wurde. Es gilt demnach $\frac{m}{m_k} = 1 + \frac{\eta_q}{\eta_{qk}} < \frac{1}{V_\varepsilon} (V_\varepsilon + V_{\varepsilon D}) = 2 - \sqrt{\eta_q}$, wenn beliebige Ladungszahlen $q \geq 1$ zugelassen werden. $\frac{\eta_q}{\eta_{qk}} < 2 - \sqrt{\eta_q}$ wird mit 193 zu $k < \left(\frac{\pi}{q}\right)^4 \left(\left(\frac{1}{\eta_q} (2 - \sqrt{\eta_q})\right)^4 - 1\right) - 4$. Diese Bedingung ist sowohl für $q=1$, als auch für $q=2$ mit $k_{\max} = 2$ erfüllt. Solange $q \leq 2$ bleibt, was für die empirischen d-Hermetrien immer erfüllt ist, gilt für die ganzen Zahlen $k > 0$ die obere Schranke $k < 3$, so daß es nur zwei Konfigurationszahlen nämlich

$$k = 1, k = 2$$

193 a

geben kann.

Mit den Internpotentialen V_{xy} kann nun die Analyse weitergeführt werden, wobei es darauf ankommen muß, zunächst die α_j mit $j \leq 4$ zu bestimmen. Die Koeffizienten α_5 und α_6 , sowie die Spinfunktionen f_s und f_I sind dabei offenbar nicht auf die interne Protosimplexstruktur der Konfigurationszonen rückführbar, sondern sie müssen ein Ausdruck der Konjunktorspinstruktur dieses konfigurativen metrischen Gefüges sein. Bei der Ermittlung dieser α_j kann von der Tatsache ausgegangen werden, daß die μ_+ $\alpha_j = \mu_j$ elementare Masseneinheiten der Zonen j für $m + Q_n = m + Q_m = p + Q_p = \sigma + Q_\sigma = 1$ sind, derart, daß auch μ_5 und μ_6 Masseneinheiten der Spinbeiträge $f_s = I f_I = 1$ im Massenspektrum $M(c,d)$ darstellen. Im folgenden beschreibe V_ε das phänomenologische Korrelationspotential für $e_\pm^2$ und V_e dasjenige für $e_\pm^2$, während die übrigen Potentiale durch V_{xy} indiziert werden, wobei auch hier V_α für e_α^2 steht. Ganz allgemein kann festgestellt werden, daß die $\mu_i = \mu_+ \alpha_i$ mit $1 \leq i \leq 6$ wegen des prototropen Charakters dieser Massen nur von q und k in η_{qk} gemäß $\mu_i (\eta_{qk})$ abhängen können, aber auf keinen Fall

von den zeitlichen variablen Besetzungen $n_{(j)}(t) = n_j$ der Zonen, weil im Fall einer solchen Abhängigkeit die μ_i selbst zu Zeitfunktionen würden. Dies ist aber wegen des Einheitscharakters dieser Prototropen μ_i als Trägheitsbeiträge unmöglich. Da μ_+ als Eichfaktor erscheint (und zwar im Sinne einer abgeleiteten Naturkonstante), müssen die $\alpha_i = \alpha_i(\eta_{qk})$ für $i \neq 4$ sein. Nur im Fall $i = 4$ gibt es allein die Möglichkeit $\alpha_4 = 1$, weil bei $i = j = 4$ die massive Internstruktur in die externe punktuelle Konfiguration übergeht, welche als Wechselwirkungspotenz möglicher Korrespondenzen in den externen R_3 übergeht.

Für die Ruheenergien der Elementarmassen gilt offensichtlich in einer gegen $\hat{C}$ des R_6 invarianten Form $E_j = \mu_j w^2$ und $E_+ = \mu_+ w^2$ in der R_3 -Projektion. Im Fall $j = 1$ des Zentralbereiches gilt offenbar symmetronisch das Verhältnis $\frac{E_1}{E_+} = \frac{V_{\epsilon\omega}}{V_{\epsilon}} V_{\epsilon}^{-1} = \frac{1}{2} (1 + \sqrt{\eta_{qk}})$ und $\frac{E_2}{E_+} = \frac{V_{\epsilon}}{V_{\epsilon}} = \eta_{qk}^{-1}$ für den Bereich $j = 2$. Dies bedeutet aber $\mu_1 = \left(\frac{1 + \sqrt{\eta_{qk}}}{2} \right) \frac{\mu_+}{2}$ und $\mu_2 = \frac{\mu_+}{\eta_{qk}}$ oder wegen $\mu_{1,2} = \alpha_{1,2} \mu_+$ auch $2 \alpha_1 = 1 + \sqrt{\eta_{qk}}$ und $\alpha_2 \eta_{qk} = 1$, so daß für $j = 1$ und $j = 2$, aber auch für $j = 4$ die Faktoren bestimmt sind.

Ganz allgemein haben in den $\mu_j = \mu_+ \alpha_j$ die α_j für $j \leq 4$ die Eigenschaft, das Trägheitsmaß der betreffenden Konfigurationszone j mit $\alpha_j \neq 1$ zu deformieren und zwar als Folge des Ladungsfeldes im Zusammenhang mit k als Kondensorziffer. Aus diesem Grunde muß stets wegen der punktuellen Besetzung der Externzone $\alpha_4 = 1$ sein, während für $j \leq 3$ die $\alpha_j \neq 1$ für $k > 1$ und $q > 0$ werden müssen, zumal die $j \leq 3$ keine punktuellen Protosimplexbesetzungen aufweisen.

Bei der Ermittlung von μ_3 muß insbesondere berücksichtigt werden, daß an der Grenze der Mesozone $j = 3$ der Übergang vom metaphorisch massiven Bereich des Stratoms in den punktuell besetzten Feldbereich des umgebenden R_3 der Externzone $j = 4$ erfolgt. Aus diesem Grunde wird μ_3 durch eine unbekannte Funktion $\mu_+ f(k)$ im wesentlichen bestimmt, welche auf das konfigurative Protosimplexgerüst zurückgeht, und von einer weiteren Funktion $\mu_+ q F(k, q)$ des Ladungsfeldes q vermindert wird, derart, daß die Deformation f durch F für $q > 0$

wirksam wird (im Sinne einer Reduktion). Mithin kann der Ansatz $\mu_3 = \mu_+ (f - qF)$ oder $\alpha_3(k, q) = f(k) - q F(k, q)$ wegen $\mu_3 = \mu_+ \alpha_3$ verwendet werden. Von f muß hierin $f(1) = 1$ gefordert werden, weil $k = 1$ bei $q = 0$ die einfachen Grundflußverläufe charakterisiert. Setzt man zur Analyse das Argument $x \geq 1$ in $f(x)$, dann muß über die Forderung $f(1) = 1$ hinaus auch $x \delta_x f = (x-1) f(x)$ gelten, weil die Änderung von f der Abweichung $x - 1$ vom Wert $x=1$ proportional sein muß, und der Proportionalitätsfaktor nur der auf x bezogene Wert f sein kann. Die Integration wird über das Intervall $1 \leq x \leq k \geq 1$ erstreckt und liefert wegen $\delta \ln(xf) = \delta x$, wobei δx in der Größenordnung $\sqrt{\tau}$ liegt, den Wert $\ln(kf(k)) - \ln 1 = k-1$, oder potenziert $k f(k) = e^{k-1}$ wegen $\ln 1 = 0$. Damit ist aber $f(k)$ explizit bekannt.

Zur Bestimmung der Funktion F aus $\alpha_3 = f - q F$ muß zunächst berücksichtigt werden, daß beim Übergang $j = 3$ nach $j = 4$ diese Funktion aus einem im wesentlichen von e_ρ und e_ω bestimmten Anteil H und einem von e_δ bestimmten Anteil G zusammengesetzt sein muß, so daß $F = H + G$ zu setzen ist. Zur Bestimmung der beiden Funktionen werden metronische Änderungen δ_e (in der Größenordnung $\sqrt{\tau}$) der internen Ladungsfeldkomponenten 193, also metronische Variationen interner Potentiale $V_{xy}(k)$ mit $V' = V(k=1)$ und $V'' = V(k=2)$ betrachtet, wobei die R_3 -Distanz als Grenze von $j=3$ als Konstante aufgefaßt werden muß. Die metronisch zu variierenden Potentiale werden durch $V_{(\omega)}$, $V_{(\rho\rho)}$, sowie W als Variation zwischen $V_{\omega\omega}$ und $V_{\delta\delta}$, beziehungsweise $V_{(\rho\rho)}(G)$ als Variation zwischen $V_{\rho\rho}$ und $V_{\rho\rho}^*$ ($q=1$) bezogen auf $e_\omega \varepsilon_+$, beziehungsweise e_ρ^2 oder e_δ^2 und e_ω^2 als interne Ladungsfeldkomponenten aufgefaßt. Darüberhinaus muß es eine unbekannte metronische Funktion $X(\nu)$ geben, die den Anstieg der von der betreffenden Struktur erfaßter Metronenzahl wiedergibt. Dies bedeutet aber, daß $X(\nu) = X_\nu$ als Zahlenfolge aufgefaßt, sich so verhält, daß sich das laufende Glied stets aus der Summe der beiden vorangegangenen Folgenglieder zusammensetzt. Sind weiter A_1 , A_2 und A_3 , sowie B_1, B_2, B_3 und B_4 nur von k abhängige Proportionalitätsfaktoren, dann setzt sich die metronische Variation $\frac{\delta H}{H}$ additiv aus den Varia-

tionen $A_1 \frac{\delta_e V(\omega)}{V(\omega)}$, sowie $A_2 \frac{\delta X}{X}$ und $A_3 \frac{\delta_e V(\varrho\varrho)}{V(\varrho\varrho)}$, aber $\frac{\delta G}{G}$ aus den Variationen $B_1 \frac{\delta_e V(\varrho\varrho)(G)}{V(\varrho\varrho)(G)}$, sowie $B_2 \frac{\delta X}{X}$, ferner $B_3 \frac{\delta_e V(\varrho\varrho)}{V(\varrho\varrho)}$ und $B_4 \frac{\delta_e W}{W}$ zusammen. Dies bedeutet also $\frac{\delta H}{H} = A_1 \frac{\delta_e V(\omega)}{V(\omega)} + A_2 \frac{\delta X}{X} + A_3 \frac{\delta_e V(\varrho\varrho)}{V(\varrho\varrho)}$ und $\frac{\delta G}{G} = B_1 \frac{\delta_e V(\varrho\varrho)(G)}{V(\varrho\varrho)(G)} + B_2 \frac{\delta X}{X} + B_3 \frac{\delta_e V(\varrho\varrho)}{V(\varrho\varrho)} + B_4 \frac{\delta_e W}{W}$, also da δ_e metronische Variationen der Ladungsfeldkomponenten im metronischen Bereich kennzeichnet und X mit sehr großen Metronenziffern die Grenze zwischen $j = 3$ und $j = 4$ festlegt, $\delta \ln H = A_1 \delta_e \ln V(\omega) + A_2 \delta \ln X + A_3 \delta_e \ln V(\varrho\varrho)$, sowie $\delta \ln G = B_1 \delta_e \ln V(\varrho\varrho)(G) + B_2 \delta \ln X + B_3 \delta_e \ln V(\varrho\varrho) + B_4 \delta_e \ln W$.

Wenn sich in $X(\gamma)$ die Ziffer $\gamma = z$ auf die räumliche Grenze zwischen $j = 3$ und $j = 4$ bezieht, dann muß $\delta \ln X$ metronisch über diese Gr²nzschicht $\gamma = z$ bis $\gamma = z + 1$ integriert werden, was

$$\int_z^{z+1} \delta \ln X = \ln X(z+1) - \ln X(z-1) = \ln \frac{X(z+1)}{X(z-1)} = \ln Y$$

für diese Grenzschi²ht liefert. Als Metronintegrale erhält man da

$$\ln H - A_2 \ln Y = A_1 \int_{V_\alpha}^{V_\beta} \delta_e \ln V(\omega) + A_3 \int_{V_e}^{V_{\varrho\varrho}} \delta_e \ln V(\varrho\varrho) \quad \text{und}$$

$$\ln G - B_2 \ln Y = B_1 \int_{V_a}^{V_b} \delta_e \ln V(\varrho\varrho)(G) + B_3 \int_{V_e}^{V_{\varrho\varrho}} \delta_e \ln V(\varrho\varrho) +$$

$$+ B_4 \int_{W_a}^{W_b} \delta_e \ln W. \quad \text{Die metronische Ladungsfeldvariation } \delta_e \text{ be-}$$

zieht sich nur auf die Komponenten in 193, nicht aber auf $\epsilon_+ = \text{const}$ aus 126, so daß $V_{\epsilon\epsilon} = V_\epsilon = \text{const}$ als Bezugsgröße dieser Variation nicht unterworfen ist. Aus diesem Grunde können die in H zu dem zu A_1 gehörenden Metronintegral angegehenden Grenzen ebenso festgelegt werden, wie diejenigen der Metronintegrale aus G , welche zu den Faktoren B_1 und B_4 gehören. Es bietet sich $2 V_\alpha = V_\epsilon$ und $V_a = V_{\varrho\varrho}$ an. Für die oberen Schranken gilt hinsichtlich H das V_β demjenigen Anteil von V_ω

proportional ist, der auf die p-Zone $j = 3$ entfällt. Da es jedoch nur drei Zonen $j \leq 3$ im massiven R_3 -Bereich der Struktur gibt, muß auf $3 V_\beta \sim V_{\omega\epsilon}$ geschlossen werden, wo der Proportionalitätsfaktor nur die Koppelungskonstante des an $j = 3$ gekoppelten elektromagnetischen Feldes (wegen $q > 0$), also die Feinstrukturkonstante α des Lichtes sein kann, so daß $3 V_\beta = \alpha V_{\omega\epsilon}$ zu setzen ist. Im Fall G hingegen muß V_b das auf den Faktor e^{-1} abgeklungene Potential $V_{\epsilon\epsilon}$ der raumzeitlichen Minimalkondensation $k = q = 1$ sein, weil für alle $q > 0$ die das Ladungsfeld bestimmenden Kondensorflüsse mindestens in dieser Minimalform existieren müssen, weil anderenfalls $q = 0$ wäre. Es gilt also $e V_b = V_{\epsilon\epsilon}^{(q=1)}$. Als Grenzen des zu B_4 gehörenden Metronintegrals in G gilt auf jeden Fall $W_a = V_{\omega\omega}$, wobei infinitesimal ein solches Integral zunächst bis V_ϵ erstreckt würde, dem sich eine weitere Integration von V_ϵ bis $W_b \sim V_{\delta\delta}$ anschließt. In $W_b = C_k V_{\delta\delta}$ muß der Proportionalitätsfaktor gemäß $(2C_k)^{k+1} = 1/2 (1+Q_\sigma)$ dem Anschluß der Zone $j = 4$ Rechnung tragen. Wegen $Q_\sigma = 2^{s-1} - 1$ mit $s = k^2 + 1$ wird daher, weil $k^2 - 1 = (k+1)(k-1)$ ist, wegen dieses σ -Anschlusses $C_k = 2^{k-2}$, also $W_b = 2^{k-2} V_{\delta\delta}$. Bei der Durchführung der metronischen Integrationen ist zur unteren Grenze stets die metronische Variation δ_e des betreffenden Potentials zu addieren, weil nach den Regeln metronischer Integration diese Variation nur dann bei der Ausführung des metronischen Integrals kompensiert wird. Die Ausführung der Integrale liefert unter Berücksichtigung dieser Grenzen mit $V_{xy} \sim e_x e_y$, wenn die Beziehung 193 verwendet wird $\ln H - A_2 \ln Y = A_1 \ln \left(\frac{\alpha}{3} (1 + \sqrt{\eta_{qk}}) \right) +$
 $+ A_3 \ln \eta_{qk}$ und $\ln G - B_2 \ln Y = B_1 \ln \left(\frac{\eta_{11}}{e \eta_{qk}} \right) + B_3 \ln \eta_{qk} +$
 $+ B_4 \ln \left(2^k \left(\frac{1 - \sqrt{\eta_{qk}}}{1 + \sqrt{\eta_{qk}}} \right)^2 \right)$. Hierin können die Konstanten A_i und B_r mit $i \leq 3$ und $r \leq 4$ frei vorgegeben werden. Die Feststellung $A_1 = B_1 = B_4 = 1$, ferner $2 A_2 = 2 k + 1$, sowie $2 B_2 = B_3 = k$ und $A_3 = 1 - 4 k$ ist der Empirie des Elektrons und Protons optimal angepaßt. Damit ergibt sich H und G nach Potenzierung $H = \frac{\alpha}{3} (1 + \sqrt{\eta_{qk}}) \left(\frac{\sqrt{Y}}{\eta_{qk}} \right)^{2k+1} \eta_{qk}$ und $G = \frac{\eta_{11}}{e \eta_{qk}} (2 \eta_{qk} \sqrt{Y})^k \left(\frac{1 - \sqrt{\eta_{qk}}}{1 + \sqrt{\eta_{qk}}} \right)^2$

Noch offen ist das Verhältnis $Y = \frac{X(z+1)}{X(z-1)}$, welches auf

jeden Fall ein Verhältniss sehr hoher Ziffern ist, weil für $j = 3$ mindestens die oberen Metronenziffern des zweiten Gültigkeitsbereiches gelten. Die unbekannte Funktion $X(\nu)$ erfüllt (wie oben erwähnt) die Eigenschaft einer Zahlenfolge

$$\varphi_\nu = \varphi_{\nu-1} + \varphi_{\nu-2} \quad \text{für } \nu \geq 2.$$

Wird diese Folge als metronische Funktion geschrieben, dann gilt $\varphi(\nu) = \varphi(\nu-1) + \varphi(\nu-2)$ oder $\varphi(\nu-2) = \varphi(\nu) - \varphi(\nu-1) = \delta \varphi$. Andererseits gilt

$$\delta^2 \varphi = \varphi(\nu) - 2\varphi(\nu-1) + \varphi(\nu-2) = \delta \varphi - \varphi(\nu-1) + \varphi(\nu-2) = 2\delta \varphi - \varphi + \varphi(\nu-2),$$

worin mit $\varphi(\nu-2) = \delta \varphi$ substituiert werden kann. Daraus folgt $\delta^2 \varphi - 3\delta \varphi + \varphi = 0$, so daß der Selektor $\delta^2 - 3\delta + () = 0$ aus der Gesamtheit eindimensionaler metronischer Funktionen diejenige Klasse auswählt, die als Zahlenfolge der Bedingung $\varphi_\nu = \varphi_{\nu-1} + \varphi_{\nu-2}$ genügt, einer Klasse, der auch die unbekannte Funktion $X(\nu)$ des Verhältnisses Y angehört. Ein typisches Kennzeichen dieser von $\delta^2 - 3\delta + () = 0$ selektierten Funktionen ist die starke Konvergenz des Verhältnisses $\frac{\varphi(\nu)}{\varphi(\nu-1)}$ gegen eine im Endlichen liegende obere Schranke gemäß $\lim_{\nu \rightarrow \infty} \frac{\varphi(\nu)}{\varphi(\nu-1)} = \xi < \infty$. Diese Schranke ξ ist eine irrationale Zahl und kann in den ersten acht Dezimalstellen zu $\xi = 1,61803399$ ermittelt werden. In sehr guter Näherung kann also $2\xi \approx 1 + \sqrt{5}$ gesetzt werden, was in den ersten acht Dezimalstellen exakt ist. In Y würde ξ auf 8 oder 9 Dezimalstellen bereits dann erreicht werden (und sich mit wachsender Metronenziffer nicht mehr ändern), wenn $X(z)$ über den mittleren Metronenziffern des ersten Gültigkeitsbereiches läge. Tatsächlich liegt aber $X(z)$ mindestens im zweiten metronischen Gültigkeitsbereich, so daß sowohl $\frac{X(z+1)}{X(z)} = \xi$ als auch

$\frac{X(z)}{X(z-1)} = \xi$ und daher $Y = \frac{X(z+1)}{X(z-1)} = \xi^2$ auf jeden Fall erfüllt ist. Mit $Y = \xi^2$ und $2\xi \sim 1 + \sqrt{5}$ gilt also

$$3H = \alpha (1 + \sqrt{\eta_{qk}}) \left(\frac{\xi}{\eta_{qk}} \right)^{2k+1} \eta_{qk}^3 \quad \text{und}$$

$$e \eta_{qk} G = \eta_{11} (2\xi \eta_{qk})^k \left(\frac{1 - \sqrt{\eta_{qk}}}{1 + \sqrt{\eta_{qk}}} \right)^2, \quad \text{was in der Form } F = H + G$$

mit $k f = e^{k-1}$ in $\alpha_3 = f - q F$ eingesetzt werden kann. 

  In dem Ausdruck für α_3 erscheint in der Funktion H die Feinstrukturkonstante α . Mit $4\pi^2 e_{\pm}^2 = \pm 3 \sqrt{2} \frac{q \hbar}{R_-}$ und der quantenelektrodynamischen Aussage $e_{\pm}^2 \sim \alpha$ wurde ein

theoretischer Wert zu $(2\pi)^5 \alpha' = 9,2$ ermittelt, doch zeigt der numerische Wert, daß α' deutlich unter der Toleranzgrenze des Meßwertes liegt. Immerhin beträgt diese Mißweisung $-0,0015\%$. Da sich aber der theoretische Wert e_+ ohne Fehlerabweichung mit dem empirischen Wert deckt, kann diese Mißweisung nur darauf zurückgehen, daß die verwendete quantenelektrodynamische Beziehung $e_+^2 \sim \alpha'$ nicht vollständig ist, so daß $\alpha' < \alpha$ um $-0,0015\%$ ausfällt.

Das die Photonen der H-Spektralserien emittierende System, also ^{des} H-Atom, ist in seinem Grundzustand durch die elektronische stationäre Wechselbeziehung zwischen dem Proton p (e^+) und dem Elektron e^- als s-Term auf der K-Schale aufzufassen. p und e^- sind aber empirisch als materielle Letzteinheiten, also als ponderable stratonische d-Hermetrien ausgewiesen. Dies bedeutet aber, daß p und e^- auf jeden Fall die vierfache Konturierung des R_3 durch die Konfigurationszonen $j \leq 4$ aufweisen müssen. Darüberhinaus wird der d-Charakter beider R_3 -Konfigurationen durch die internen elektronischen Ladungsfeldkomponenten von $e^\pm$ gekennzeichnet, welche durch 193 ausgedrückt werden. Hätten weder p noch e^- eine derartige stratonische Internstrukturierung, dann würde $e_+^2 \sim \alpha'$ fehlerfrei gelten, und zwar auch dann, wenn bei vorhandener stratonischer Konturierung sich an der internen Struktur nichts ändern würde, wenn e^- im elektrostatischen p -Feld als s-Term auf der K-Schale eines H-Atoms gebunden wird. Da nachweislich $e_+^2 \sim \alpha'$ wegen $\alpha' < \alpha$ (empirisch) nicht exakt erfüllt ist, muß geschlossen werden, daß sich bei der Wechselbeziehung gewisse Konfigurationen stratonischer Internelemente ändern, was zu $\alpha' < \alpha$ bei der Spektralserienemission führt. Diese strukturelle Änderung wird bereits dadurch nahegelegt, daß e^- im p -Feld nicht einseitig korpuskular aufgefaßt werden darf, sondern im dualen Bild als zirkuläre Elektronenwelle der Länge $\lambda_H = 2 \pi r_H$ aufgefaßt werden muß, wenn r_H der Radius des H-Grundzustandes ist. Diese stehende Elektronenwelle bestimmt aber die gesamte Oberfläche $4 \pi r_H^2$ dieses Grundzustandes als s-Niveau. Zwar erfahren die Protosimplexkondensationen dieses Elektronenfeldes innerhalb der betreffenden j -Zonen nur in sofern eine Änderung, als ein relativistischer Massenanstieg wegen der Invarianz gegen $\hat{A}_-(R_4)$ dem korpuskular aufgefaßten

Elektron zukommt; doch bedeutet das Erscheinen im Wellenbild auf der Oberfläche $4 \pi r_H^2$ ein starkes metrisches Abweichen von der Metrik des ungebundenen Elektrons, was sich auf die internen Ladungsfeldkomponenten (nach 193) auswirken muß. Diese Verschiebung von Ladungsfeldkomponenten als Folge der Bindung im p-Feld muß sich aber auf die Linienemission des angeregten Zustandes auswirken, so daß zur Bestimmung von α die phänomenologische Beziehung $e_+^2 \sim \alpha$ nicht verwendet werden kann, weil hier die variable interne Strukturierung nicht berücksichtigt wird. Wie eine Korrektur der Bestimmungsgleichung für α , also implizit $z(\alpha, e_+) =$ durchzuführen ist, kann sich nur aus der vollständigen Beschreibung stratonischer Internstrukturen ergeben. Aus diesem Grunde kann die Deduktion zur Korrektur von $(2\pi)^5 \alpha' = 9$ erst dann weitergeführt werden, wenn aufgrund einer explizit bekannten stratonischen Internstrukturierung aller c- und d- Terme eine Interpretation der nach 193 a möglichen k-Werte gelingt.

Zusammenfassend können vorerst hinsichtlich des Protosimplexgefüges M_p die folgenden expliziten Aussagen zusammengestellt werden, und zwar zunächst hinsichtlich der zeitlich konstanten Strukturzustände :

$$\begin{aligned} \mathbb{N}(j)(t) &= n(j) + Q(j), \quad (j \leq 4) \equiv (n, m, p, \sigma), \quad Q_n = 3 \cdot 2^{s-2}, \\ Q_m &= 2^s - 1, \quad Q_p = 2^s + 2 \cdot (-1)^k, \quad Q_\sigma = 2^{s-1} - 1, \\ s &= k^2 + 1 = \text{const}(t) \end{aligned} \quad 193 \text{ b,}$$

während sich für die $j \leq 4$ Koeffizienten α_j die Darstellung

$$\begin{aligned} 2 \alpha_1 &= 1 + \sqrt{\eta_{qk}}, \quad \alpha_2 \eta_{qk} = 1, \quad k \alpha_3 = e^{k-1} - k q F, \quad \alpha_4 = 1, \\ F &= H + G, \quad 3 H = \alpha (1 + \sqrt{\eta_{qk}}) \left(\frac{\xi}{\eta_{qk}} \right)^{2k+1} \eta_{qk}^3, \quad e \eta_{qk} G = \\ &= \eta_{11} (2 \xi \eta_{qk})^k \left(\frac{1 - \sqrt{\eta_{qk}}}{1 + \sqrt{\eta_{qk}}} \right)^2, \quad 2 \xi \approx 1 + \sqrt{5} \end{aligned} \quad 193 \text{ c}$$

ergeben hat. Damit ist aber die stratonische Internstrukturierung bis auf α vollständig beschrieben worden. Die noch offene Bestimmung von α_5 und α_6 , sowie der zugehörigen Spinfunktionen setzt eine Analyse interner Spinstrukturen komplexer Hermetrien voraus.





2.7 Stratonische Spinstrukturieren

223

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 $n = m = p = b = 1$ stets alle Konfigurationszustände $k' \in k$ unter der Konfigurationszahl k impliziert. Da im beobachtbaren Bereich nur $k = 2$ und $k = 1$ als konfigurationsbeschreibende des freiforms ponderabler Hermettien 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 d -

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
 spin, 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 $P_{(1)} = m_{(1)} v$
 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 Strahlstrahlen 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 $m_{(1)} = 8/w \cdot \mu_s \cdot W = 8/\eta \cdot \mu_s \cdot (1 - \frac{e^\eta}{w})$
 liefert, weil $N(1) = 3 + 3 + 2 + 1 - 1 = 8$ gilt.
 Mit $\mu_-/\mu_+ = \sigma_-/\sigma_+$ und $\mu_s = \mu_+ - \mu_-$ 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 viertfache Interpoten-
 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 $2\mu_s = m_{(1)} + m_{(2)} = m_{(1)} \cdot$
 $\cdot (1+B)$ 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
 $2 \alpha_5 = R \left(1 + k(k-1) 2^{k+3} N R \left(\frac{1 - \sqrt{2ak}}{1 + \sqrt{2ak}}\right)^2\right)$ ist
 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. Wähle
 B' auch für $k=2$ falls eine interne
 Elemente enthält, entspricht R'
 mit dem externen Produkt 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 gerade
 Zahlige Q stets $R \in \bar{\sigma} = \bar{\sigma}$, während
 für ungerade Zahlige 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

anderen 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 Teilkomponente der Eichungsfeld-Komponenten liefert dann $g \cdot \sqrt{\eta_{12}} = q$ und $B \cdot Q_n \cdot \eta_{12} = -(1-q) N'$, also $\bar{F} \cdot \sqrt{\eta_{12}} = q - (1-q) \cdot$

$\cdot \frac{N'}{Q_n \cdot \sqrt{\eta_{12}}}$, was eingesetzt wegen

$-\cos \pi k = (-1)^{k-1}$ als explizite Darstellung für B' den Bruch $B' =$

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

$\left. + (-1)^{k-1} \right)$ liefert. Zu $\mu_6 = \mu_3 A' B'$ ist q

$\mu_3 = \mu_+ - \mu_- = \mu_+ (1 - \frac{\alpha_-}{\alpha_+})$ 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:

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

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

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

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

$$\left. + (-1)^{k-1} \right) \cdot \left(1 - \frac{\alpha_-}{\alpha_+} \right) \cdot \left(4 \cdot \frac{1 - \sqrt{\eta_{12}}}{1 + \sqrt{\eta_{12}}} \right)^2 \cdot Q_n.$$

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

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
 ψ sind im Termsektor $T; m = 11$ von
 126 in der Summendarstellung $H = \sum_{i=1}^{126}$
 H_3 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 Elementar-
 zen $\mu_{5,6} = h_{5,6} \mu_+$ explizit bekannt.

Der im Skalarprodukt $\bar{\sigma} = i(\bar{\sigma}_0 \cdot s +$
 $+ \bar{\sigma}_0 \cdot (-1)s)$ 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

geradzahlig. Dann wird $f_5 \neq 0$ ist $P+Q233$
 oder gegen ungeradzahlig. 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 4 zu multiplizieren. Ausdies-
 send 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

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

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

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

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) verid/pha

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-
 tinentum 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 Dreieckskoordinaten 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 Raumspinn-
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 Raumspinnmultiplikat $\mathcal{H}_2 = 2j + 1 =$
 $= Q + 1$ hinsichtlich der Einstellungs-
möglichkeiten des Raumpinns 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 $P_{max} = \mathcal{H} \cdot k + 1$ oder
 $P \leq P_{max}$, so daß für diese Isomorphismen
der strukturellen Raumspinnstruktur das
Intervall $0 \leq P \leq \mathcal{H} \cdot k + 1$ liegt. Mit ihm
begrenzt k durch dieses Intervall die
Zahl der möglichen Raumspinniso-
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 β
 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 $H = \ln(\frac{1}{2} - \frac{1}{2})$,
sowie $Y = \ln(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} - 5)$ und
 $Z = \ln(\frac{1}{2} - 1)$ wird also nach Potenz-
ziehung von Einsetzen der Bleib-
platts $(P-1)^2 = Q(P+2+2k-5) =$
 $= Q(P-5+2 \cdot (k+1)) = P Q - 5Q +$
 $+ 2(k+1)Q$ 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 Raumspinn-
strömung ebenso auf k reduziert
werden wie Q und $\underline{Q}$.

Von den Quantenzahlen
 k, P, Q und q der Spektralfunktion
192 sind k, P und Q fundamentaler
Dkt, 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-
taler 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 Darstellung
 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 $\pi \overline{Q}$ erhöht, als die Dif-
 ferenz zwischen $\underline{Q}$ und $\overline{Q}$ aufgefressen
 werden. Dennoch scheint $\lambda_{\max}$
 nur noch von k bestimmt zu sein,
 so dass zur Kürzung $\lambda_{\max} = \lambda_k$ in
 $\lambda_k + \cos. \pi \underline{Q} - \cos. \pi \overline{Q} = \underline{Q} - \overline{Q}$ zu
 setzen ist. Hierin ist $\underline{Q} - \overline{Q} = k$ und
 wegen der Ganzzahligkeit $\cos \pi \underline{Q} -$
 $-\cos \pi \overline{Q} = -(-1)^{2k} + (-1)^k = -1 + (-1)^k$,
 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 beschrieben wird mit
 die Konfigurationszahl k be-
 zogen.

Die Verteilung der d -Hermetie
 in einem solchen vorgegebenen Multi-
 plett der Spinisomorphismen kann
 aus 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
 $B(P_{\frac{1}{2}}^{\pm})$ von der Zeitrichtung
 abhängig sein muß, während

$|q_x| = q$ gilt, so daß in der Tatsache 243
 den Radius wegen der Implikation
 des Radiusverhältnisses 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 antipodische
 Isomorphismen der euklidischen
 Raumstruktur J einer allgemei-
 nen R_6 -Konstruktion sind, können
 sie als verschiedene Bereiche des
 R_3 -Durchschnittes der polimedialen
 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 kennzeichnet $\bar{0}$ mit
 dem $\bar{0}$ in bezug auf Habonspie^{inf} $\bar{R}$, der
 aus sehr vielen fluktuierenden Kondens-
 ationen aufsteht ist, welche
 über Konjunktionssetze und photo-
 top Konjunktoren mehrfache
 Zustände konjugieren und über
 Schenator und Kondensatquellen
 Kondensatzen oder Kondensatzeik
 Kon (der jeweils von polymerischen
 Hernebtisformen entsprechend) zykli-
 sche Flap aggregat bilden, welche
 den Defangzustand mindestens ein-
 mal pro jodisch den Defangzustand
 herstellen müssen, sofern der be-
 treffende Teil einer x_4 -Erkennung
 (also eine zeitliche Existenz) defini-
 ren soll. Mit der Weltgeschwindigkeit
 gilt zwar für die Eigenvektoren sym-
 metrischer Kondensatstände $\bar{x} \perp \bar{y}$,
 doch existiert zu jedem dieser Eigen-
 werte $\bar{x} = \bar{x}^{(\mu, \nu)}_{(x, x)}$ ein linear unabhängiger
 fluktuierender Zustand in einem Probo-
 simplen. 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 $\bar{\gamma}$ keineswegs gegeben;
 denn $\#(\pi, \bar{\gamma}) \neq \pi/2$ und $\bar{\gamma} \parallel \bar{x}_4$ ent-
 spricht den zeitlichen Richtungsänderungswinkel
 α_4 der äquivalenten Weltgeometrie für den
 sich nach $\cos \alpha_4 \neq 0$ ergab. Die Parallelität
 $\bar{\gamma} \parallel \bar{x}_4$ kann wegen des relativen
 Charakters rationaler zeitlicher Orts-
 änderungen (im $\mathbb{R}_3$) stets erreicht
 werden. Hierbei gilt für den Zeitverlauf
 immer $\cos(\pi, \bar{\gamma}) = a \neq 0$. Da neben
 $a \neq 0$ auch die Endlichkeit $-\infty < a < +\infty$
 (durch das Kosinusgesetz) gegeben ist,
 kann die Normierung $\frac{1}{a \cos(\pi, \bar{\gamma})} = \pm 1$
 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. Mitbin 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 $\bar{\gamma}(\bar{\alpha}, \bar{\gamma})$ 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 Vortanz verwendet

Bei der Projektion des Plejaden-
 men Strahlenspiels $\bar{\sigma}$ in den R_3 erschei-
 nen $\bar{\sigma}_0, \bar{\sigma} = i$ stets imaginär mit $\bar{\sigma}_0 \cdot \bar{\sigma} =$
 $i \neq (-1)^j$ im Fall geradzahliges j eben-
 falls imaginär und reell bei Halb-
 zähligen j , wobei $\bar{\sigma}_0 \perp \bar{\sigma}_0$ stets er-
 reichbar ist. $Q = 2, j$ kennzeichnet
 die Tensor- und Spinordimension (gerad-
 oder ungeradzahlig) oder als Raumspinn
 erscheinen der Anteil des integralen
 Konjunktionspiels, 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 Vorklizität
 $\epsilon_P = \epsilon \cos \pi x_P$ und die Raumhelizität
 $\epsilon_Q = \epsilon \cos \pi x_Q$, 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 sich 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 Kombinationen aus
 kleiner P sein können, so daß $\underline{N} = \binom{P}{2}$
 und somit $x_P = Q(x + \binom{P}{2})$ und $x_Q = 0$
 $= Q(Q(k-1) + \binom{P}{2})$, also $\epsilon_{P,Q} =$
 $= \epsilon \cos \pi Q((x, Q(k-1)) + \binom{P}{2})$ für die
 Iso- und Raumhelizität 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
 $\mathcal{C}(x_{\max} + x) \cdot k = k_{\max} \cdot (P \cdot \in \mathcal{P} + Q \cdot \in \mathcal{Q})$
 $- (Q_{\min} + x)$. Nach 193 und 191a ist
 aber $x_{\max} = 1$ sowie $Q_{\min} = k-1$ und
 $k_{\max} = 2$, was für den Strukturalkulator
 $k(1+x)\mathcal{C} = 2 \cdot (P \in \mathcal{P} + Q \in \mathcal{Q})(k-1+x) \dots \dots$
 $\dots \dots \dots 194$

explizit liefert. Für die Helixleiter
 gilt dabei

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

Hieraus wird unmittelbar deutlich,
 daß sich der Strukturalkulator hin-
 sichtlich der Feiblerigkeit auf einen
 metrischen verhält, weil ϵ als Faktor
 auftritt, der so daß wegen $\epsilon^2 = +1$
 in $\epsilon \mathcal{C}$ diese Bedingungsstelle wieder
 aufgehoben 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 $2B_1 =$

$= \mathcal{C} + \varepsilon Q_{\min}$ 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

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

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-
 geschlossen 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 Teilchen-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 § 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 sie miteinander
forbieren und Antiforbieren 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 materiellen und antimateriellen
Bereichen wegen des Fehlers von Bild
= 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 Pararäume R_4^{+i} mit $i \geq 0$ in Richtung g_5 eine anti-parallel telezentrierte R_4^- -Area mit der spiegelsymmetrischen Schar von Pararäumen R_3^- existiert. Entsprechendes muß dann auch für die Sphären-Hilfsörter der Weltentstehung und -Ender gelten, d.h. daß jeweils die Bestimmungsorten zu Ursprung und Ende der R_4^+ -Area die End- und Ursprungsorten 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 Raumspinstrukturen von denen jedes aus $0 \leq x \leq p_\mu$ 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 $E_4^{(\mu)}: \frac{1}{2}\mu = a(k) E_+ Q_\mu$
 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 $a(k) =$
 $= \frac{R_\mu}{Q_\mu}$ 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 $\frac{R_\mu}{Q_\mu} = 2-k$ 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 $\sum_{\mu} \psi_{\mu} B_{\mu} =$
 $= \sum_{\mu} \sum_{\mathcal{R}} B_{\mu}^{(\mathcal{R})}$ 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 mit 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 -Helizitäten kompen-
 sieren. Die Beziehung 193 ist
 offenbar eine Auswahlregel stän-
 der Fundamentalkquantenzahlen
 während 194 und 195 abgelei-
 tete Quantenzahlen vom Antisym-
 metriecharakter der Konfigurationsraum-
 funktion 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 Kollisions im
 betreffenden k -Bereich anzusetzen
 ist. Kennzeichnung $1 \leq v \leq L(1) +$
 $+ L(2)$ die laufende Nummerierung
 aller überprüfbar 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 k_v mi-
 metisch zu ermitteln, die nach
 den Auswahlregeln 141a, sowie
 143 bis 145a möglich sind. Für
 $k = 1$ fällt es wegen 2 $k = 2$ neben
 dem Singulärwert auch dem Doppel-
 das Triplatt als obere Schranke.
 Im allgemeinen liegen wegen
 $Q = k - 1 = 0$ Skalarkontinuen 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. Und wenn
 2. noch 191 a möglichen Fall
 $k=2$ gibt es wegen $2k=4$ über
 das Triplett hinaus noch Quart-
 lett - und Quintettstrukturen.
 Bei allen diesen Multipletts han-
 delt es sich gemäß $Q=k-1=1$
 um Spinore, wobei noch $\bar{P}_1=2-k$
 und $\bar{P}_2=2k-1=3$ das Spinor-
 singulett und Spinorquartett
 mit $Q=2k-1=3$ verschaffen
 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
Beziehungen 193 bis 195 noch 191a
nicht möglich. Für $k=1$, also die
ersten fünf Multiplikts, wird 195a
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 195a.
Daraus folgt, daß im Bereich $k=2$
mindestens ein Multiplkt von
191a 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 zu je-
der Komponente aus x_i die spiegelsym-
metrische Partitikelbar $\bar{x}_i$ existiert,
was durch 6 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. Von 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 2.3.3.3.
Neben mir im Jahre 1952 die K-
tionen 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 Strukturdiskriminator Q als die
ebenfalls aus empirischen Gründen
(Reaktionsverhalten) eingeführte
„Seltsamkeitsquantenzahl“ interpretiert
wird. Diese Interpretationen werden
aber darauf hin, dass k mit die um
den herumgehenden $+1$ Blöcke empiri-
sche Baryonen differenzieren kann.
Werden nun die so interpretierten
Quantenzahlen mit den empirischen
Daten verglichen, dann ergeben sich die
folgenden Interpretationen der π_1 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
 $K^\pm \equiv K^+$, K^- gilt, während für die beiden
 K^0 -Komponenten K_S^0 und K_L^0 gilt.
 K_S^0 , K_L^0 zu setzen ist. Dies wird immer
 dann möglich, wenn es irgendwelche
 Strukturfunktionen als Asymmetrien die
 sich bei der Existenzzeit in K_S^0 , K_L^0 gibt,
 welche die Erhaltungssymmetrie nicht
 stören. Der einzige skalare Multiplettzustand
 in $k = 1$ ist das Triplet, welches inter-
 pretiert werden kann als $\pi_5 \equiv (\pi^+, \pi^0, \pi^-)$.
 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 -Zustand, 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 191a allgemei-
 ne Gültigkeit hat. Die Beziehung
 191a 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 191a 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
 195c werden nur diejenigen die $(\epsilon q_k)^{\pm}$ ent-
 halten, weil die Ladungseigenschaften
 bereits in den Partikelsymbolen enthalten
 sind und im Fall $\epsilon = -1$ 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 zeitlich stabilen und metastabi-
len Zustände von Elementarteilchen
gilt weiter

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

..... 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-
tralreihen weiter geführt 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-Metastable, 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-
 tionen gesehen 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
 $K_4 V_{RR} = K_3 V_{SS}' = K_{45} V_{SS}'' = \frac{V_{EE}}{\pi K_2} \text{ oder } 4 K_5 V_{WW} =$
 $= V_{DD} / \frac{V_{EE}}{\pi K_2} \text{ oder } \frac{1}{\pi} K_i = \frac{3(1+\eta_{22})}{\pi \eta^2 \eta_{11} \eta_{12}} \left(\frac{1-\sqrt{\eta}}{1+\eta} \right)$
 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 $1 - \mathcal{C}_2 = K_2$ besteht
 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 $\hat{E} \approx \hat{A}$ (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 $M \sqrt{1-\alpha^2} = M_0$ oder $E_k = \alpha K c$
 bedeutet. Hierin kann nach dem Quan-
 tisierung $M c^2 = h \nu = c h / \lambda_H$ 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 kann 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 Spaltions 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 nukleonen Konfigurationspaaren
 $j \pm \frac{1}{2}$ oder die konjunktiven Prototrophen-

Korrelationen über prototypische Plätze - 271
mitte Konjunktoren einleitet.

Die Untersuchung struktureller
Spürstrukturen führte zum Quanten-
zahlen Schema 1952, welches einerseits
durch die Grundgesetze 193 bis 195
beschränkt wird und andererseits für
dynamische Systeme höherer Ord-
nung erkennen läßt, deren Invarianten-
forderungen nicht nur eine relativistische
Basisdynamik möglicher Konvergen-
denzen, sondern auch Erhaltungss-
prinzipien fördern, durch welche
das Prinzip der allgemeinen Kom-
pressibilität und der metrischen
Feldaktivierung ergänzt werden.

3.) Elemente und Formen der Strukturalistik.

Die Komponenten der Multiplikation
 $\mathbb{H}_2$ sind hinsichtlich der strukturellen
Spürstruktur homomorphischen
Wägen die Fundamentalelemente
höherer Ordnung, die
Multiplikation durch $\mathbb{H}_2 (K, P, Q, R)$.
• $\in \mathbb{C} (e, q, r)$ unterschieden werden
und Erhaltungssprinzipien der strukturellen
Quantenverhältnisse kennzeichnen, 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 durch den Erhal-
 tungssatzprinzipien gelten. Wenn K_2
 dem Isomorphismus der Straboni-
 schen Spinstruktur in K_2 als
 nicht unterworfen ist, dann könn-
 ten die Quasitypen σ_i mit $1 \leq i$
 der Besetzungen der vier Konfigura-
 tionszonen auf keinen Fall gegen
 diesen Spinisomorphismus invariant
 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-
 xen Hermitesien ist $\epsilon \in \epsilon$ unpräzise,
 doch wird jener Strabonische Ein-
 zelhermitesie 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-
formung sein kann. Die einzelnen
stationären Zustände erscheinen
nun eindeutig als Punkte V_5 (M, P, Q, r, e)
dieses Parameterraumes, 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-
rationenzone in eindeutiger Weise
entspricht. Aus diesem formal ent-
spricht dem V_5 wegen der fünfzähligen
keit der n_j ein komplexwertiger
vierdimensionaler Parameterraum P_4 , der
seiner Parameterpunkte $P_4 (n_j)_1^4$ den zuge-
hörigen V_5 -Punkten in eindeutiger
Weise zugeordnet sind. Die $1 \leq v \leq 11$
Multiplikate n_v liefern in ihrem Komple-
menten insgesamt 22 Parameterpunkte
im V_5 , ~~die~~ ^{was} sich nun weitere acht Punkte
ergibt, wenn das nur mit der Parti-
kularstruktur elementare ξ -Quadrat $\bar{x}_{12}, \bar{x}_{12}$
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 Verteilung
 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_{Φ} nach 275
 auf $\mathbb{H}_3$ einwirken kann. In der Extensi-
 zone $j = 4$ liegt eine punktuelle Beset-
 zung vor, so daß $j = 3$ die maximalen
 stationären Hüllkurven der Parameter-
 leitheit und $j = 4$ die Grenzzone von
 Korrespondenzfeldern kennzeichnen.
 Für $j = 4$ muß es daher einen Ab-
 klüpfungsterm e^{-H} geben, in welchem
 $\mathbb{H} \sim \sigma + Q_\sigma$ dieser punktuellen
 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 Abklüpfungskonstante, 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 $\mathcal{G} = e^{-H} = \frac{w}{\mu} - F(\Phi) - 1$
 $= (u + Q_u)^3 \cdot x_1 + (u + Q_u)^2 \cdot x_2 + (p + Q_p) \cdot x_3$ 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 Kondensationskurven 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 Einheits K_2
 darstellen, während für $N > 0$ der
 V_5 zu einem V_6 - Raute zu erwei-
 tern ist. In diesem $V_6(V_5, N)$ mit $N \geq 0$
 gehört zu jedem der 2^{te} formalen
 Einheits K_2 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
 Einheits Komplementär ist, so daß die
 Quaderpunkte $n_i^{(N)}$ des P_4 - Rautes
 für die $N > 0$ auf Linien liegen, welche
 von der Quader $n_i^{(0)}$ des jeweiligen
 formalen Einheits $N = 0$ ausgehen. Wegen
 dieser Komplementarität und der
 Erhaltung der Dimensionszahl des
 P_4 - Rautes beim Übergang von V_5 zu
 dem 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 $\mathcal{G}(N)$ nun durch eine
 Separationsfunktion $\mathcal{G} = W \cdot F(N)$ 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 Prototimpleskulptur nun
 das Prototimpleskulpturgesetz 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 Prototimples-
 besetzung einer Zone ohne den Eich-
 faktor m , also die reine Prototimples-

statisch, dann kann man annehmen, dass 279
 für Zone $(j > 1)$ B_j höchstens iden-
 tisch werden mit dem Rest der
 Zone $j-1$; dann würde B_j dessen
 Beschreibung auf $j-1$ überabtei-
 len, dann würde B_j reduziert werden
 und n_{j-1} auf $1 + n_{j-1}$ erhöht
 wird. Dies bedeutet $B_j \subseteq B_{j-1}$
 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 von 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 Bauprinzipes 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_{π} (nach 142) des
 Multiplikats 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
 $2 \cdot \sum_{x=0} M_{\pi}$ 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 $\mathcal{H}_2$

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

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 schließlich der Körper
 $A = k(1 + \pi q(q-1))$, doch soll mit
 den noch offenen möglichen Vor-
 sekturförmen $\mathcal{Y}_2$ und $\mathcal{Y}_3$ wegen
 der rein empirischen $A-B$ Bezie-
 hung $A = k(\mathcal{Y}_2 + \pi \mathcal{Y}_3 q(q-1))$
 verwechselt 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 Be-
zugsstufen durch die freige-
setzten Prinzip 193a charakte-
risiert sind. Wenn ein dem Prinzip
193a genügendes System gemäß 193
von $N = 0$ auf $N > 0$ angewandt wird,
dann muß die Anregung in jedem
Fall mindestens die Energie $\mu + f_j \cdot B_j \cdot c^2$
erreichen, wenn die Zone j ange-
sprochen werden soll. Da mit $f_4 B_4 = 1$
sowie $f_3 B_3 = (p + a_p) \cdot r_3$, ferner $f_2 B_2$
 $= (m + a_m)^2 \cdot r_2$ und $f_1 B_1 = (n + a_n)^3 \cdot r_1$
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 Dualogie zu atomaren
Hüllenstrukturen aufgefaßt werden, da
auch erst die Realisation eines
Prozesses $N > 0$ nicht durch eine stufen-
förmige Aufeinanderfolge von quanten-
hafter Probienplektenergien $\mu + c^2$ zu
erfolgen, sondern nur durch einen

Resonanzvorgang, der vom furchtlosen
 Zustand $M_K = K (N = 0)$ sofort zur Re-
 sonanzzone $M(N) > K_K$ des furcht-
 losen Zustandes K_K führt. Bei diesem
 furchtlosen ist die Folge positiver
 ganzer Zahlen $N \geq 0$ und 147 nicht
 als Folge energetischer Quantenzahlen
 von Teilchen, sondern als
 Folge von Ordnungszahlen resonanz-
 loser energetischer Prozesse zu in-
 terpretieren, weshalb N als Reso-
 nanzzahl 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 struk-
 turellen Struktur zugleich eine
 obere Schranke $N_{max} = L_N = \infty$ für
 die Resonanzvorgänge 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 $(L_m(m) + Q_m) \cdot (2(L_m(m) + Q_m)^2 +$
 $+ 3 \cdot (L_m(m) + Q_m) + 1) \cdot L_2 = 6 \cdot (m + Q_m)^3 \cdot L_2$
 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
 Resonanzszahl vor Folge, was aber
 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 $j \leq 4$
 komplexen bis zu Indizes n und
 ist $x \geq 0$ die Folge positiver ganzer
 Zahlen, dann gilt für $f_0 = q$ im
 Bereich $\mu \leq 2$, der Exponentenansatz
 $f_\mu - L_{j+\mu} \cdot x^{3-\mu} \geq f_{\mu+1} \geq 0$. Zunächst
 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 $L_n f_3$ gebildet und $\frac{3 Q_0}{2 n-1} \ln f_3$
 $= -x$ verwendet, wobei, daß x beim
 Aufstieg den Wert $x_4 - 1$ erreicht, der die
 Beziehung $x + \frac{3 Q_0}{2 n-1} \ln f_3 \leq 0$ 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 Mesosome 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
 $F_2 B_2 = \alpha_2 (u_2 + Q_2)^2$ von der Form
 den $1/2 F_3 B_3$ 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 $1 + u_{j-1}$ anhebt
 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
Photokopier-Generator zu analysieren, d.h., $\sqrt{}$
für $N=0$ durch die Funktionen $q_{\mu}(x)$
 $\mu, (K, P, Q, x) \in \mathbb{C}(\mathbb{C}, q_{\mu})^2$ auszuzeichnen, und
die Partnerfunktion $f(N)$ ebenso zu studie-
ren, wie die Kopplungsfunktion g aus 192.
denn dann können neben dem $M_{\mu}(N=0)$
der Funktion 145 d. noch 142 numerisch
ebenfalls ermittelt werden wie alle über-
haupt möglichen $M(N)$ mit dem M_{μ} der
 q_{μ} , und diese charakteristischen numerischen
Werte müssen dann mit der entsprechen-
den empirie verglichen sein.

