

K a p i t e l X I I

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 Interngefüge des Massenterms eingebunden ist. Wenn sich nun die Spektraltermine einer Hermetrieform trotz gleicher symmetronischer Struktur in ihren Trägheitsmassen unterscheiden, dann kann dies nur deshalb möglich sein, weil sich die einzelnen $(\pm p)_x$ in ihrer Bewertung, also der $\bar{\lambda}$ -Intensität unterscheiden. Die jeweilige Basis- und Kontrasignatur von $\bar{\lambda}$ wird allein durch x bestimmt. Die Intensitätsunterscheidung der $\bar{\lambda} (\pm p)_x$ kann sich dabei nur auf $\bar{\lambda} \perp \bar{Y}$ 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

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

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

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

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

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

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

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

$$s_0 = 1 [m]$$

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

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

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

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

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

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

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

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

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

und hierin ist die rechte Seite ein Selektor, der nach den symmetrischen Untersuchungen aus C IX den Kondensationszustand und somit nach C X und $\bar{\lambda}_{(\mathcal{K}\lambda)}^{(\mu\gamma)} \perp \bar{Y}$ den Trägheitszustand einer Koppelungsgruppe $(\pm p)_{(\mathcal{K}\lambda)}^{(\mu\gamma)}$ beschreibt. Dieser Sachverhalt wird insbesondere dadurch transparent, daß dieser Zustand zugleich als Energiedichte interpretiert eine Wirkungsichte in der R_4 -Projektion des R_6 beschreibt, und für alle Wirkungen w das Quantenprinzip $w = n \hbar$ mit ganzzahligen $n \geq 1$ gilt. Dies bedeutet aber wiederum, daß das Metronifferential

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

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

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

den Trägheitswiderstand unmittelbar ausdrückt. Nach der Interpretation von $\lambda_{(\mu \nu)}^{(\mu \nu)} \left[\begin{smallmatrix} \mu \nu \\ -+ \\ \kappa \lambda \end{smallmatrix} \right]$ 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 $2\overline{g}_{(\mu \nu)} \neq 2\overline{g}_{(\mu \nu)}^*$ und auch $2\overline{\gamma}_{(\mu \nu)} \neq 2\overline{\gamma}_{(\mu \nu)}^*$, so daß die hermiteschen $\left[\begin{smallmatrix} \mu \nu \\ -+ \\ \kappa \lambda \end{smallmatrix} \right]$ 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

$2\overline{P}_{(\mu \nu)}^{(\mu \nu)} ; N = 2\overline{g}_{(\mu \nu)}^{(\mu \nu)} + i 2\overline{F}_{(\mu \nu)}^{(\mu \nu)}$ 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 $Re 2\overline{P}_{(\mu \nu)}^{(\mu \nu)} ; N = 2\overline{A}_{(\mu \nu)}^{(\mu \nu)} = \text{const } (R_3)$ tensorieller Art sein muß. Mithin gilt

$$2\overline{P}_{(\mu \nu)}^{(\mu \nu)} ; N = 2\overline{A}_{(\mu \nu)}^{(\mu \nu)} + i 2\overline{F}_{(\mu \nu)}^{(\mu \nu)} ; N, 2\overline{A}_{(\mu \nu)}^{(\mu \nu)} = \text{const } (R_3) \quad 192a$$

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

$\delta \delta_V 2\overline{M}(\mu \nu) \sim \text{Re } \delta (\overline{\lambda}(\mu \nu) \begin{bmatrix} \mu \nu \\ -+ \\ \lambda \lambda \end{bmatrix}) \sim \text{Re } \mu_+ 2\overline{P}(\mu \nu) = \text{const}$
mit dem Konstantenselektor.

Das Matrizenpektrum der symmetronischen Weltgleichung ist hermitesch, so daß auch die Tensorelektoren der Energiedichte, der Materie und $2\overline{P}(\mu \nu)$ hermitesche Selektoren sind. Dies bedeutet aber, daß für $2\overline{M}(\mu \nu)$ und $2\overline{A}(\mu \nu)$ 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 $\hat{S} 2\overline{M}(\mu \nu) \hat{S}^* = 2\overline{M}'$ und $\hat{S} 2\overline{A}(\mu \nu) \hat{S}^* = 2\overline{A}'$, wenn zur Kürzung die Kondensorsignatur fortgelassen wird. Damit wird das Metrondifferential zum Diagonalschema $\delta \delta_V 2\overline{M}' \sim \mu_+ 2\overline{A}'$, von welchem das Matrizenpektrum gebildet werden kann. Mit $\text{sp } 2\overline{M}' = \underline{M}'$ und $\text{sp } 2\overline{A}' = \underline{A}'$ entsteht dann der Zusammenhang von Skalarselektoren $\delta \delta_V \underline{M}' \sim \mu_+ \underline{A}'$. Für das R_3 -Volumenelement δV_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 $N \geq 0$ der Übergang von den Selektoren zu metronischen Größen in der betreffende Zone μ gemäß $\sum_{\varepsilon} \underline{M}'$; $N = M_{\mu+1}$ und $\sum_{\varepsilon} \underline{A}' = A_{\mu+1} = \text{const}$ durchgeführt werden, so daß $\delta \delta_V M_{\mu+1} = B_{\mu+1} \mu_+$ entsteht, worin $B_{\mu+1} = \text{const}$ den Proportionalitätsfaktor enthält. Wegen der Kommutation metronischer Differentialoperationen

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

$$\delta^2 M_{\mu+1} = \mu_+ \alpha_{\mu+1} \sum_{k=1}^{3-\mu} \delta_k V_k \text{ mit ganzzahligen } V_k, \text{ wenn}$$

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

Durchführung der metronischen Integration liefert für diese

$$\text{Trägheitsgruppen } \delta M_{\mu+1} = \mu_+ \alpha_{\mu+1} \sum_{k=1}^{3-\mu} V_k. \text{ Innerhalb der zur}$$

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 $M_2 = \mu_+ \alpha_2 \frac{1}{6} N_{(2)} (2N_{(2)}^2 + 3 N_{(2)} + 1)$ 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{[\]}$, 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 Multipllett 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 Multipllett 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 Kompressoristostasie) verursachen 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 Fluktonspiralverlaufen, gibt es für einen Protosimplexzustand immer zwei Einstellungsmöglichkeiten $((-1))^\xi = \pm 1$, wenn $\xi > 0$ eine dieser 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

Z_V gemäß $Z_R = \delta_R Z_V$ oder $\delta Z_V = Z_R \delta R$ aufgefaßt werden. Unter Verwendung von Z_R kann $Z_V = S \left| \delta R (-1)^L \right| \delta R = \left| \delta R^{-1} (-1)^L \right| = \frac{1}{2} Z_R \left| (-1)^L \right|$ 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 , $Z_R = 2^R$, $Z = 2 Z_R$ und $Z_V = \frac{Z_R}{2}$ 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 $\begin{matrix} \mu\nu \\ -+ \\ \kappa\lambda \end{matrix} + = 0$ als Korrelationsmaxima in der Zentralzone liegen.

Die dimensionslose Zahl κ in Z_κ , Z und 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 Weltensoriums 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 $\underline{\varepsilon} = \varepsilon_{\begin{pmatrix} \mu\nu \\ \kappa\lambda \end{pmatrix}}$ 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 $\mathcal{K} = \underline{r} \frac{k}{\underline{e}}$ gesetzt werden kann. Aufgrund der Interpretation von k folgt aber unmittelbar $\underline{r} = k\underline{e}$, 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 bedeutet 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. Andererseits ist k und somit auch $\mathcal{K}$ grundsätzlich vom Koordinatenraster des R_6 und daher auch von der Zeit unanabhängig, so daß $k = \text{const} (R_6)$ ist. Da außerdem $\mathcal{K} = k^2$ gilt, ist diese Kondensorziffer $k > 0$ eine Kennziffer zeitlich konstanter metrischer Konfiguration und Kontur. Aufgrund dieser Interpretation folgt aber, daß die zeitlich konstanten Protosimplexbesetzungen $Q_{(j)}$ der Konfigurationszonen eines stratonischen Terms aus $\mathbb{Z}_k$ 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 zwischen $\mathbb{Z}$ 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 Protosimplexverteilungen 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 aufbaut. Da wegen $k = \text{const} (R_6)$ auch $Q_{(j)}$ dieser Konstanz genügt, ist dieses k -fache Grundmuster der vierfachen R_3 -Konturierung und somit die Struktur der Konfigurationszonen j zeitlich unbegrenzt.

Der noch fehlende Teil einer Analyse stratonischer Interrukturierungen 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

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

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

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

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 $\pi^2 \epsilon_{\pm} = \pm 3 \sqrt{\frac{h}{R_-}}$, sowie

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

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

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 $\bar{\lambda} (c, d) \neq 0$ 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 symmetronisch beschrieben werden durch $e_s = \epsilon_{\pm} \sqrt{\eta_{qk}}$ für das reduzierte Feld; denn das gesamte Ladungsfeld $\epsilon_{\pm}$ 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 $e_w = \frac{1}{2} (\epsilon_{\pm} + e_s) = \frac{1}{2} \epsilon_{\pm} (1 + \sqrt{\eta_{qk}})$ existieren, was auch

$e_\delta = \varepsilon_{\pm} - e_g = \varepsilon_{\pm} (1 - \sqrt{\eta_{qk}})$ 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

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

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

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 $V_g^{(k)}$ bezeichnet, dann wäre $\frac{E(N,q)}{E_k(N,q,k)} = \frac{V_R}{V_g^{(k)}} = \frac{\eta_q}{\eta_{qk}}$, zumal wegen $E = m c^2$ auch $\frac{m}{m_k} = \frac{\eta_q}{\eta_{qk}}$ sein muß. Andererseits muß aber diese Massenverhältnis immer tiefer liegen als das auf das Externpotential V_ϵ bezogene Potential V_ϵ , welches um $V_{\epsilon D}$ additiv erhöht wurde. Es gilt demnach $\frac{m}{m_k} = 1 + \frac{\eta_q}{\eta_{qk}} < \frac{1}{V_\epsilon} (V_\epsilon + V_{\epsilon D}) = 2 - \sqrt{\eta_q}$, wenn beliebige Ladungszahlen $q \geq 1$ zugelassen werden. $\frac{\eta_q}{\eta_{qk}} < 2 - \sqrt{\eta_q}$ wird mit 193 zu $k < (\frac{\pi}{q})^4 ((\frac{1}{\eta_q} (2 - \sqrt{\eta_q}))^4 - 1) - 4$. Diese Bedingung ist sowohl für $q=1$, als auch für $q=2$ mit $k_{\max} = 2$ erfüllt. Solange $q \leq 2$ bleibt, 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

won 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 mögliche 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 $\frac{E_1}{E_+} = v_{\epsilon w} v_{\epsilon}^{-1} = \frac{1}{2} (1 + \sqrt{\eta_{qk}})$ und $\frac{E_2}{E_+} = \frac{v_{\epsilon}}{v_g} = \eta_{qk}^{-1}$ für den Bereich $j = 2$. Dies bedeutet aber $\mu_1 = (1 + \sqrt{\eta_{qk}}) \frac{\mu_+}{2}$ 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 Stratons in den punktuell besetzten Feldbereich des umgebenden R_3 der Externzone $j = 4$ erfolgt. Aus diesem Grunde wird μ_3 durch eine unbekannte Funktion $\mu_+ f(k)$ im wesentlichen bestimmt, welche auf das konfigurative Protosimplexgerüst zurückgeht, und von einer weiteren Funktion $\mu_+ q F(k, q)$ 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 $e_\omega \epsilon_+$, 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 $X(\nu) = X_j$ 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 Grnzschrift $\gamma = z$ 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 Grenzschrift liefert. Als Metronintegrale erhält man da

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

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

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

zieht sich nur auf die Komponenten in 193, nicht aber auf $\varepsilon_+ = \text{const}$ aus 126, so daß $V_{\varepsilon\varepsilon} = V_\varepsilon = \text{const}$ 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 $2 V_\alpha = V_\varepsilon$ 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 $H = \frac{\alpha}{3} (1 + \sqrt{\eta_{qk}}) \left(\frac{\sqrt{Y}}{\eta_{qk}^2} \right)^{2k+1} \eta_{qk}$ 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 $4\pi^2 e_{\pm}^2 = \pm 3 \sqrt{2} \frac{h}{R_-}$ 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_+^2 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 ^{das} 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_+^2 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 $e_{\pm}^2 \sim \alpha$ nicht verwendet werden kann, weil hier die variable interne Strukturierung nicht berücksichtigt wird. Wie eine Korrektur der Bestimmungsgleichung für α , also implizit $z(\alpha, e_{\pm}) =$ 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 :

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

$$\begin{aligned} &\text{während sich für die } j \leq 4 \text{ Koeffizienten } \alpha_j \text{ die Darstellung} \\ 2 \alpha_1 &= 1 + \sqrt{\eta_{qk}}, \quad \alpha_2 \eta_{qk} = 1, \quad k \alpha_3 = e^{k-1} - k q F, \quad \alpha_4 = 1, \\ F &= H + G, \quad 3 H = \alpha (1 + \sqrt{\eta_{qk}}) \left(\frac{\xi}{\eta_{qk}} \right)^{2k+1} \eta_{qk}^3, \quad e \eta_{qk} G = \\ &= \eta_{11} (2 \xi \eta_{qk})^k \left(\frac{1 - \sqrt{\eta_{qk}}}{1 + \sqrt{\eta_{qk}}} \right)^2, \quad 2 \xi \approx 1 + \sqrt{5} \end{aligned} \quad 193 \text{ c}$$

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.