

20/8
Eckhoff
Symmetrische
Kantenprofile -
Zentrum
BRUNNEN
Bauart XVIII.

Inhalt

Fortschreibung $\text{C} \overline{\text{XI}}$ 6 51

Forts

6.3.75

beiden

Tap (1

deinen

nicht

der u

ceken

nicht

alle

kouu

ver

ples

psa

für

(k.

(p.

nud

Tach

als

Fortsetzung § XI 6

7

6.3.75] Der Sachverhalt $(0,0)=0$ bedeutet auf keinem Fall, daß $(1,2)$ in $[]$ nicht existiert. Deren Fixer Element ist also nicht invariant von η -Zusatz. Deswegen $(1,0]$ fast sicher gekennzeichnet ist, daß sich die Konjugationsgruppe aller Flutpaarepaare von Konjugationen, daß ein Netzwerk von Vertikal konjugierter Strukturrepräsentation der Gruppen von Konjugation der Gruppe von Konjugation. Wegen $(k, x) \in [] \rightarrow (0,1) \rightarrow (p, q)^x$ mit die Notation wird Tachionenänderungen der als die Abbildungen der

Präformierte Elemente
 in den letzten R_3 aufzu-
 führen. Demzufolge wäre also
 das Element $(1,2)$ wegen
 $(0,0) = 0$ als einziges Ele-
 ment Holz seiner Rele-
 vanz i. B. auf den n -zu-
 stand und seiner Ausprägungen
 $N > 0$ nicht als Neutrinio-
 und oder Tachyonenzustand
 in den R_3 abbildbar. Da
 die möglichen Abbildungen
 der Präformierten ~~in~~ in
 den R_3 entweder als Neu-
 trinos über Feldmanne
 verfügen (obgleich der Pro-
 tonenplananteil i. h. der
 Strahmenschnitten $(0| \frac{\pi}{2})$
 entspricht) oder aber als

Tachyonen mit Gravito- 3
 mensystemen identisch sind.
 Liegt es nahe, diese Präfor-
 mierten selbst als die letzten
 Kondensatoren der
 Transfiniten Selbstkonden-
 sationen jenseits der R_4 in
 $\mathcal{H}_5$ und $\mathcal{H}_6$ zu interpretie-
 ren. Eine detaillierte Interpre-
 tation wird statt zwin-
 gend, wenn man beach-
 tet, daß bei der Ent-
 wicklung der Gleichung
 126 in IV die R_3 -
 Projektion zu $\mathcal{H}_5 \rightarrow i\mathcal{G}$
 mit $\mathcal{H}^3 \mathcal{G} = \mathcal{H}^2$ eines
 elementaren Gravitations-
 feldes nach Gleichung
 100 und $\mathcal{H}_6 \rightarrow i\mathcal{L}$ mit
 $\mathcal{H} \subset \mathcal{L} = \mathcal{H}$ eines komplexen.

Kondensation führt. Wenn
 dies aber so ist, dann sind
 Newton- und Tachyonen-
 Zustände die in den R_3
 projizierten Potenzene
 induktiver Organisation
 auf den Translokationsebene
 des R_6 . Nach der Symme-
 trie der Flupaggeformel
 ist die Hermetische Formel a
 auch die Proportionalität
 schlechthin bestimmt,
 während die Hermetische
 Formel ϵ und ϵ von Haus-
 feinen Kondensatqua-
 titäten befreit werden
 durch die in der Natur
 das natürliche Gravitations-
 feld der Formel ϵ und
 ϵ im R_3 ebenso bestimmt

wie der Hausfeine Schritt ⁵
 feld der Hermetische feld d.
 Alle vier Hermetischen
 werden also von derartigen
 Hausfeinen Kondensat-
 formen und damit von
 Elementen aus (I be-
 stimmt. Dies bedeutet
 aber, dass die über (0/1-
 folgenden Abbildungen
 $(P, Q) \in \text{Struktur}$
 $\frac{1}{2} \times$
 Gruppen vorhanden
 Hermetischen oder
 die Induktive von
 Organisation von Pro-
 portionalitätsfeldern
 $(R \neq 0)$ verursachen kön-
 nen, weil diese Zustän-
 de die Potenz induk-

Livat Or formieren Pro-
 zess der Form $(\begin{smallmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{smallmatrix})^+$
 $2 \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ -2 & 12 \end{pmatrix} \begin{smallmatrix} 1 \\ 0, 0 \end{smallmatrix} \rightarrow 2 \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} +$
 $+ 1 \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{smallmatrix} 1 \\ -1, 0 \end{smallmatrix} +$
 $+ (\begin{smallmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{smallmatrix})^-$ und endotherm
 $(\begin{smallmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{smallmatrix})^- \rightarrow 2 \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{smallmatrix} 1 \\ +1, 0 \end{smallmatrix} +$
 $\rightarrow 2 \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ -2 & 12 \end{pmatrix} \begin{smallmatrix} 1 \\ 0, 0 \end{smallmatrix} + 1 \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{smallmatrix} 1 \\ +1, 0 \end{smallmatrix} +$
 $+ 1 \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}^+$ als Nukleo-
 nüberform empirisch be-
 obachtet. Wäre aus der
 Prozess $n \rightarrow p$ modischen
 verläuft, in der inverse
 Vorform endotherm, weil
 hier $\sigma = 12$ aufgebracht wer-
 den muß. Aus der Vorform
 be können ein Neutrino
 oder Tachyonen und andere

nicht formierten zu-
 stand (R) der R_3 in einem
 Nuklid lebt oder existiert,
 können empirisch nicht
 direkt beobachtet werden
 weil (R) mit unbet kos-
 mischen Bedingungen
 entstehen können. Der Nu-
 kleonenübergang zeigt
 deutlich, daß bereits vor-
 handene Heliumformen
 als (R) wirken können,
 was die Neutrinoreakti-
 onen erklärt. Außerdem
 muß dann aber auch die
 Möglichkeit bestehen, daß
 im völlig ungestörten
 Fall $\lambda \left(\begin{smallmatrix} n, m \\ p, \sigma \end{smallmatrix} \middle| a \in qe, \in \mathbb{C} \right)_{\epsilon, x}^N$
 nach einer bestimmten

8/ Zeit T als Folge der
Probierung der best. eines
(n, m, p, σ) der vier Kon-
figurationsformen eines
Systems von Präformationen
induziert, auf welches
bezogen die Habermasche
als (R) erscheint. Diese Prä-
formationen mit den ihnen
eigenen induktiven Opor-
tunitäten müssen unterwer-
den der äußeren Präfor-
mation der Konjunktive-
fuge der Habermasche Prä-
formations, dass der Aufbau
und der Systemzykli-
scher Flussflussform
nicht mehr wieder hergestellt
wird. Die Folge davon ist
aber die Auflösung der Kon-

junktive Präformations unter Wal-
tung der Komplexitätsasie
wobei die Art der entbehr-
ten Habermascheformen von
den antworten induziert-
ten Präformationen allein
bestimmt wird. Zur Be-
schreibung dieser Sachver-
halte wird es auf jeden
Fall zweckmäßig den
Begriff der partiellen Prä-
formations einzuführen,
welche ein System von
Präformationen enthält,
welches nach einer An-
zahl von Schritten V aus der
komplexen Präformations
entweder als neue. Mit
~~dem~~ kann für die partielle
Präformations

$(V], V = ((i, k))_f$... 2056

Spezialfällen werden, wobei
 $(V]$ aus $\# 1 < i < 12$ $\#$
 Präfixen, basen besetzt. Nur
 bis $f = 12$ wird $(V] \rightarrow (]$
 Now fast. Nach der Abk-
 licher Zeit T bzw. T_N für
 $N > 0$ induziert k (min f_a
 $\varepsilon_6]^{T_N}$ die partielle
 Präfixen, die $(V]$ mit der
 einen zu präfixen (y, b)
 $\varepsilon, N > 1$ diese wird mit
 Präfixen die Abkürzungen
 diese nach dem Prinzip der
 Normalisierung sowie zum
 Zufall in andere Reihenfolge
 fallen bei P , die durch
 $(V]$ aus der Präfixen (P, l)
 Präfixen, die als (P, l)
 induktiv abgeleitet werden.

Bei einer Analyse der
 liegt das Hauptwerk mit
 einer T als Zeitfaktorszeit
 auf der Normalität der
 also auf die Präfixen, die
 Zahlen (k, P, Q, x) der Zeit-
 faktoren, die Abkürzungen
 teufelt werden. In
 $\varepsilon_6]$ P und Q der
 deren Werk wird mit
 den, wie die nach T indu-
 zierten $(V]$ und die zu-
 höfigen Induktiven Ab-
 und, also die Zeitfaktoren
 nach Q bei Q der f in
 8.3.75] zur Basisierung
 der Zeitlichen Abkürzungen
 der, also einer, die einen
 Zeitlichen Induktiven der
 Abkürzungen in der Zeit

12/ Autarkieleveln $N \geq 0$ und
 nicht berücksichtigt werden,
 dass, das während $0 \leq t \leq T_H$
 der Autarkieprozess von N auf
 auf $N = 0$ der, stand. Der
 der nicht gilt, und damit steht
 und und während $T_H \leq t \leq T$
 existiert. Auch muss festgestellt
 werden, dass während $0 \leq t \leq T$
 völlige Stationarität und Wechsel-
 wirkungsfreiheit, also Stationarität
 nicht gegeben ist, weil aus
 Tatsachen mit dem T die
 wichtige Existenzdauer von
 der Existenz der Stationarität
 nicht bis zur Induktion
 der partiellen Prozessstationarität
 der Zeitfalls wie folgt.
 Darüber hinaus muss man
 von metrischen Kompositionen

folgt $\bar{x} : x = \bar{q} = \bar{q}^*$ mit $\frac{1}{T_H}$
 der Selektor T_H , $x = T_H$ der
 Funktionsdeterminante auf-
 geben, weil es sich bei der Be-
 stimmung von T um die je-
 weils komplexe Konvergenz
 eines periodischen Metrisches
 handelt. Man betrachtet in-
 wieweit der metrischen
 Integralrektor, der die Ver-
 die Einwirkung der Kompo-
 nenten Raumkonvergenz auf
 der Kompositionen Funktionen
 folgendes stellt, während
 der Metrisches über ein
 Gebiet V der metrischen
 R_0 -Trennung abdeckt
 wird, innerhalb derer die
 Stationarität definiert
 ist. Die Existenz von

14/ V in $\mathcal{H}_4$ impliziert dann
 das zeitliche Stabilitäts-
 intervall $0 \leq t \leq T_N \leq t_{\text{end}}$
 mit $T_0 = 0$ der Charakteristika.
 Ausgangspunkt ist also der
 Selektor ${}^4\bar{H} = S, K; [\hat{I}]; (1) f$
 wird mit der laufenden Metro-
 nenzeit x & der Überlauf zur
 metronischen Funktion ${}^4\bar{H}; x =$
 $= {}^4\bar{H}(x)$ durchgeführt und das
 Matrixspektrum gebildet.
 Dann wird ${}^4\bar{H}(x) = S \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{c^2} \frac{dx^2}{dt^2}}}$
 $; [\hat{I}]; x \cdot \sqrt{1 - \frac{1}{c^2} \frac{dx^2}{dt^2}}$ $f x^{\text{th}} V$. Hierin
 ist $\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{c^2} \frac{dx^2}{dt^2}}}$ $\cdot \sqrt{1 - \frac{1}{c^2} \frac{dx^2}{dt^2}} = 2\bar{\Psi} =$
 $= \cos \alpha(R_4)$ eine wegen der Stabi-
 litätsbedingung im R_4 kon-
 stante Dichte i. B. auf die Stabi-
 litäts Protoniumbesetzung
 der vier Konfigurationszonen
 $\mathcal{G} = \mathcal{G}_n + \mathcal{G}_m + \mathcal{G}_p + \mathcal{G}_o = \cos \alpha$

15/ (R_6) , also $2\bar{\Psi} \cdot \mathcal{G} = 2\bar{\Psi}$. Die
 Transkoordinaten laufen in
 den Intervallen $0 \leq x^{\pm 5} \leq i\hbar$
 $\sim i(n+m+p+o+q)$ und $0 \leq x^{\pm 6}$
 $\leq i\psi \sim i(|n|+|m|+|p| \cdot \beta)$.
~~Wobei $\beta = \cos \alpha(R_6)$ ein~~
~~Faktor ist, der die Wirkungs-~~
~~weite der Metronen~~ Diese
 Proportionalitäten der ope-
 ren Intervallgrenzen
 erscheinen deshalb, weil
 die Projektion von der x_5 -
 Struktur in den R_3 als voll-
 ständige Protoniumplexe be-
 zeichnung der Charakteristika
 erscheinen muß, während
 die $\mathcal{H}_6$ -Projektion mit dem
 Betrag der über den $\mathcal{G}$ -
 Zustand hinweggehenden
 Besetzungen der Zentral-

$$\sum_{\nu_4} \frac{4}{11} F_{\mathcal{H}^k} = -A^2 \Phi$$

$$(n + m + p + \sigma + \frac{q}{2}) \cdot (|\frac{n}{2}| + |m| + |p|)$$

also Rückwirkung der Metro-
 misierung wegen $\tau^3 \in V$
 weist dann ${}^2H = -H Q^2 \Phi \cdot \int \frac{4}{V_4} \frac{1}{h=1}$

dx^k mit $x^4 = i c t$. Da in V_4 völlige Stationarität gefordert wird, ist die R_3 -Projektion der Strabonometrie ein sphärisches Volumen vom Durchmesser $\pi M c = h$, wenn M die ^{ponderable} Masse des Materiefeldquants ist. Nach Transformation in räumliche Polarkoordinaten $\sum_{k=1}^3 \frac{1}{r^2} dx^k = r^2 \sin \theta$

• d. Θ d. γ d. σ folgt dann, weil V_4 durch die Intervalle $0 \leq \sigma \leq \pi/2$, $0 \leq \Theta \leq \pi$, sowie $0 \leq \gamma \leq 2\pi$ und in $T_N \leq x^{\frac{4}{11}} \leq \text{ist}$ begrenzt wird, $\int_{V_4} \frac{4}{11} dx^{\frac{4}{11}} =$

$$18/ = i c \int_{T_N}^T \int_{t=0}^{t/2} \int_{y=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} t^2 \sin \theta$$

$d\theta dy dr dt = i c \cdot \pi/6 \cdot (T - T_N) \cdot \lambda^3$. Wird dies in 2H eingesetzt, dann ergibt sich die Lösung $6 \cdot {}^2H = -i c \pi A Q \cdot (T - T_N) \cdot {}^2\Phi \cdot \lambda^3$.

g. III. 75] Da andererseits in der Weltgleichung L ; $[\hat{L}] = 4\sigma$ der Weltvektor $L = \chi - \bar{\lambda} \times ()$ durch χ und das Kondensations-spectrum χ bestimmt ist, kann auch ${}^4H = \sum \chi_i [\hat{L}]$; $() \cdot \Omega = \sum_V \bar{\lambda} \times [\hat{L}]$; $() \cdot \Omega$ oder nach Bildung des Matrix-spectrum mit Übergang zur metrischen Funktion (s. in die laufende Metronom-ziffer) in die Form 2H ; $\chi =$

$$= \sum_V \bar{\lambda} [\hat{L}]; \chi \sqrt{|g|} \frac{6}{h=1} \sigma \chi^k \quad 19$$

beobachtet werden. Auch hier ist $\tau^3 \ll V(R_6)$ so daß mit $\tau \rightarrow 0$ und $\chi \rightarrow \infty$ die Metro-nisierung unberücksichtigt werden kann. Im infinitesimalen Tensorfeld ${}^2H(V) = \sum_V \bar{\lambda} \{\hat{L}\} \sqrt{|g|} \frac{6}{h=1} d\chi^k$ wird $\bar{\lambda} \{\hat{L}\} \rightarrow \chi \cdot {}^2W$, wenn auch die Konvergenzbedingung aufgegeben wird und 2W der Energiedichtebezeug einer R_3 -Projektion der V ist. Es ist ${}^3{}^2W$ aus dem kanonischen Energiedichtebezeug ${}^2\bar{W}$ und dem kompositiven metrischen Tensorfeld ${}^2\bar{g} = {}^2\bar{g}^*$ der R_6 aufgebaut. Der Proportio-

20/ wobei $\hbar$ faktor $\hbar'$ ist eine
Konstante wie $\hbar$ oder β . Wegen
 $\hbar^4 = i c \hbar$ und der Energie-
quantisierung $\hbar \omega = c \hbar / \lambda$
kann aber ${}^2\overline{W} \cdot \sqrt{|g|} = i c {}^2\overline{W}$
als Raumzeitdichte einer
Wirkungsformel aufgefaßt
werden, so daß $\int {}^2\overline{W} \sqrt{|g|} \cdot \frac{1}{\hbar} d\mathbf{x}^4 = i c \int \frac{1}{\hbar} d\mathbf{x}^4$
 $= i c \hbar {}^2\overline{N}$ für das raumzeit-
liche Gebietsintegral gebie-
ben werden kann. Damit wird

$${}^2H = i c \hbar \mathbf{x}' \int \int {}^2\overline{N} d\mathbf{x}^5.$$

6. Auf Grund der Einbe-
deutung von Gleichung 126 wird
daß die Projektion
weisen $\mathbf{x}_5$ -Struktur
als elementar

gravitationsfeld der durch ${}^2\overline{N}$
 λ beschriebenen Straton-
morphie ist, welches die
gravitationsfeldwellen-
länge als Graviton von
 $2\hbar = S$ der Gleichung 100
hat, während die Projek-
tion der inneren ~~Struktur~~
 $\mathbf{x}_6$ -Struktur in den kom-
paktten $\mathbf{x}_3$ als Materiewel-
lenlänge $\lambda \hbar c = \hbar$ erscheint,
wenn $\hbar$ wiederum die
phänomenologische Trägheits-
masse der Stratonmorphie
von der Wellenlänge λ ist.
Das Doppelintegral muß also
durch $i S$ und $i \lambda$ begrenzt
werden, so daß nicht ${}^2H = i c \hbar \mathbf{x}'$

$$\int \int {}^2\overline{N} d\mathbf{x}^5 d\mathbf{x}^6.$$

22 Da nun die Totalenergie der Störungs- und Wechselwirkungsfreiheit im ganzen (gleich)

$$\text{Gilt, ist } {}^2\bar{N} = \text{const} (x^5, x^6)$$

$$\text{also } {}^2\bar{H} = i c h x^1 {}^2\bar{N} \quad \left(\int dx^5 \right)$$

$$dx^6 = -i c h x^1 \lambda g {}^2\bar{N}, \text{ was}$$

$$\text{mit } G. {}^2\bar{H} = -i c \pi A Q \lambda^2 {}^2\bar{\Phi}.$$

$(T - T_N)$ verglichen werden kann.

Dieser Vergleich liefert dann

die Temperaturbeziehung

$$\pi A Q (T - T_N) \lambda^2 {}^2\bar{\Phi} = 6 x^1 h g$$

${}^2\bar{N}$ von welcher das Matrix-

spektrum

$$\pi A Q \lambda^2 (T - T_N) \cdot \Phi = 6 x^1 h g N$$

gebildet werden kann. Die

skalaren Matrixspuren

Φ und N können mit vom $T = T_N$ als

Konjunktionsgröße der Strahlung-

matrix, also von den Präfor-

matricelementen k, p, q und λ

$$\text{abhängen, so daß } \Phi \cdot y' = N \quad 23$$

eingeführt werden kann.

y' hängt hier zuerst von den

Präformatelementen k

der Strahlungsmatrix ab,

doch ist $y' \neq 0$ nur für den

Grundzustand $N = 0$ gegeben,

doch ist $y' = 0$ für alle

Anregungs- und Resonanz-

zustände $N > 0$. Dies muß

derhalb gefordert werden,

weil nach Einführung

von $\Phi y' = N$ die durch den

Vergleich erhaltene Beziehung

$$\pi A Q \lambda^2 (T - T_N) = 6 x^1 h g$$

y' wird. Hier ist also

als Existenzkriterium

des Zustandes $N > 0$ mit

dann, wenn $y' (N > 0) = 0$

gilt, während $T \neq T_N$ mit

24 Ein neuer Ausdruck des formalen Ausdruckes für $y'(N=0)=0$ wird. Mit der Einheitsfunktion $\delta(N)=1$ für $N=0$ aber $\delta(N)=0$ für $N>0$ wird $y' = y \delta(N)$, wobei $y \neq 0$ in jedem Falle $y \neq 0$ vom Präformator der Stratonmotive abhängt. Wenn zur Vermeidung von Mehrdeutigkeiten die Substitution $Q(n, m, p, \sigma) = H$ zur Umbezeichnung des Spins 2 $Q = J$ verwendet wird, dann ist mit dem Ergebnis $\mathbb{R} \mathbb{R}$

$$\pi \mathbb{R} H \lambda^2 (T - T_N) = 6 \mathbb{R}' h g y \delta(N) \text{ mit } \mathbb{U}_3 H = (n+m+p+\sigma+1) \cdot (|n|+|m|+|p|+\beta) \text{ und } \mathbb{U}_3 = Q_n + Q_p + Q_\sigma \text{ das zeitliche Zeitintervall } T - T_N$$

25 einer Stratonmotive im formalen Ausdruck $N=0$ auf die Funktion $y(h, p, q, x)$ der Präformatorlemente und M der ~~Straton~~ Stratonmotive reduziert, weil $\lambda M x = h$ und $g \mathbb{R}' = h^2$ (nach Gleichung 100) ist. Zur expliziten Beschreibung müssen neben dem Verlauf von y die Konstanten $\mathbb{R}, \beta$ und x' ermittelt werden.

25. III: 75 | Zunächst erscheint es notwendig x' zu ermitteln, weil dann evtl. eine Interpretation von $\mathbb{R}$ und β möglich wird. Zur Bestimmung von x' wird $h; [h] = 40$ mit der laufenden

26/ Mettungen $\hat{z}$ in der
 Form $\chi; [\hat{z}] ; \hat{z} = \bar{\pi} \times [\hat{z}] ; \hat{z}$
 geschrieben und das Mett-
 zenspektrum $\hat{z} p \chi; [\hat{z}] ; \hat{z} =$
 $= \bar{\pi} [\hat{z}] ; \hat{z}$ gebildet. In einer
 ersten Approximation läßt
 man auf $\hat{z}$ 20 Feldoperato-
 ren einwirken, daß nur
 noch die Hauptanteile betrach-
 tungswert ~~ist~~ ${}^2 \bar{z}_{(1)}$ relevant
 ist. In $[\hat{z}] \rightarrow [\hat{z}]_{(1)}$ ist auf
 diese Weise nur noch die
 prädominante Struktur wichtig-
 sam. In einer weiteren
 Approximation sollen in
 $\hat{z}$ auch die Elemente der
 ersten Zeile und ersten
 Spalte von benachbarten
 Einheitsvektoren werden ~~als~~
 bis auf ${}^2 \bar{z}_{(1,1)} \neq {}^2 \bar{E}$

22
 In dieser zweiten Approx-
 ximation beschreibt $\hat{z} p \chi_{(1)}$
 $[\hat{z}]_{(1)} ; \hat{z} = \bar{\pi}_{(1)} [\hat{z}]_{(1)} ; \hat{z}$ mit
 noch eine metronische froni-
 tationsfeldstruktur im R_6 -
 Raubel, wobei, daß die $\bar{\pi}_{(1)}$ als
 Eigenwerte einer simplen
 oder Zentralbereich als Feld-
 quelle im R_3 darstellen.
 In einer dritten Appro-
 ximation wird mit $\hat{z} \rightarrow \hat{z}$
 und $\bar{\pi} \rightarrow 0$ die Metronie-
 auf zurückgenommen,
 so daß im R_6 -Kontinuum
 das System von Differen-
 tialgleichungen $\hat{z} p \chi_{(1)}$
 $\{\hat{z}\}_{(1)} = \bar{\pi}_{(1)} \cdot \{\hat{z}\}_{(1)}$ mit ${}^2 \bar{g}_{(1)}(x^{\frac{1}{2}}) =$
 $= {}^2 \bar{g}_{(1)}^x$ entsteht. Nunmehr
 kann in einer vierten

28/ Approximation nach dem Prinzip durchgängig ist Korrespondenz der Überformung zum Feldkontinuum $\bar{\alpha}_{(1)} \{\} \rightarrow x' {}^2 \bar{W}_{(1)}$ durchge- führt werden, während in einer fünften Approximation die Konvergenzbedingung für $\{\} \rightarrow {}^2 \bar{R}_{(1)}$ zurück- genommen wird, was ${}^2 \bar{R}_{(1)} = x' {}^2 \bar{W}_{(1)}$ für das Gravitationsfeld liefert. Hier ist ${}^2 \bar{W}_{(1)}$ die durch ${}^2 \bar{g}_{(1)}$ mitbestimmte Feldquelle als ein Energiedichtetensor. In einer sechsten Approximation wird mit $x^5 = x^6 = 0$ in den R_4 projiziert, was wegen ${}^2 \bar{g}_{(1)} (x^{\frac{h}{1}})_1 \rightarrow {}^2 \bar{g}_{(1)} (x^{\frac{h}{1}})_1 + {}^2 \bar{g}^*$

29 die nichtstrenge Raum-zeitstruktur ${}^2 \bar{R} = x' {}^2 \bar{W} + {}^2 \bar{W}^*$ zur Folge hat. Hier kann der phänomenologische kanonische Energiedichtetensor als gravitative Feldquelle gemäß ${}^2 \bar{W} = {}^2 \bar{T} - 1/2 {}^2 \bar{g} \cdot T$ vom metrischen Strukturfeld ${}^2 \bar{g}$ getrennt werden. Durch die Bildung der Matrizen spektrums wird diese Trennung gemäß ${}^2 \bar{R} - 1/2 {}^2 \bar{g} \cdot R = x' {}^2 \bar{T} + x' {}^2 \bar{T}^*$ mit ${}^2 \bar{g} \neq {}^2 \bar{g}^*$ vollzogen. Wird jetzt in einer siebten Approximation durch Vernachlässigung der Antisymmetrie ${}^2 \bar{g}_- = - {}^2 \bar{g}_-^* \rightarrow {}^2 \bar{0}$ berücksichtigt, dann ent-

30/ steht die lösbare last-
mitbeside Raumzeitbeside
 ${}^2\bar{R} = 1/2 {}^2\bar{g} \cdot R = {}^2\bar{g} \cdot {}^2\bar{T} = \dots$
 $= {}^2\bar{g} \cdot {}^2\bar{T}^*$ mit ${}^2\bar{g} (x^k)_1 = {}^2\bar{g}^*$.
Hier wird das gravitations-
feld durch die kometische
 R_4 -Struktur ${}^2\bar{g}$ geschrieben
welches durch eine phäno-
menologische Feldquelle
 ${}^2\bar{T} = {}^2\bar{T}^*$ erzeugt wird.

Zur Lösung des Sys-
tems werde ein statisches
kugelsymmetrisches gravita-
tionsfeld betrachtet, dessen
Quelle eine sphärische,
homogene, und völlig iso-
tropic ponderable Masse
konstanter Dichte sei. Da
 ${}^2\bar{g}$ wegen der Bodanienberich-
tung $\ddot{x}^i + \dot{x}^i \cdot \dot{x}^k \cdot \dot{x}^l = 0$

31
auch im Falle der R_4 -
Approximation gilt ist
 ${}^2\bar{g}$ das tensorielle gravita-
tionspotential, so dass die
Forderung der statik durch
 ${}^2\bar{g} = \text{const} (x^4)$ erfüllt wird,
während die störungsfreiheit
ihren Ausdruck in $g_{\alpha 4} = 0$
für $1 \leq \alpha \leq 3$ und $g_{44} \cdot g^{44} = 1$
findet. Im Wesentlichen ist
also von ${}^2\bar{g}$ der R_3 -Abschnitt
 ${}^2\bar{g} = [g_{ik}]_3$ zu untersuchen. Da
die sphärische Symmetrie
beachtet wird, fällt das
gravitationszentrum mit
dem Symmetriezentrum
- also dem Mittelpunkt der
feldstelle und der Masse- zu-
sammen und kann als
Mittelpunkt des ~~de~~ baryzen-

Hierher Koordinaten-
system x_s^3 verwendet werden.
Die Folge der sphärischen Sym-
metrie ist nun, daß ${}^2\bar{g}(x_s^3) = {}^2\bar{g}(R_s)$ nur in der Form
 $R_s^2 = \sum_{\nu=1}^3 (x_s^\nu)^2$ von den R_s -Koor-
dinaten abhängt. Diese qua-
dratische Form ist gegen
Orthogonalen, oder unitäre
Transformationen invariant
und weil wegen $g_{44} = 0$
verläuft der Streckenraum
 $g_{44} = \cos^2 \theta (x_s^4)^2$ hierin
normiert. Die Invarianz wird
ausgedrückt durch $R_s = R'_s$,
so daß auch die quadratischen
Formen $R_s \cdot dR_s = \sum_{\nu=1}^3 x_s^\nu \cdot dx_s^\nu$
 $\cdot dx_s^\nu = R'_s \cdot dR'_s$ und $(dR_s)^2 =$
 $= \sum_{\nu=1}^3 (dx_s^\nu)^2 = (dR'_s)^2$ Invari-
ante sind. Desgleichen gilt auch

$x_s^4 \cdot dx_s^4 = x_s'^4 \cdot dx_s'^4$.
Die der sphärischen Symmetrie
geodätisch angepaßten R_s -
Koordinaten sind Polarkoor-
dinaten. Ist $0 \leq \vartheta \leq \pi$ der
Höhenwinkel und $0 \leq \varphi \leq 2\pi$
das Azimut, dann gilt $x_s^1 =$
 $= R_s \cdot \cos \vartheta$, sowie $x_s^2 = R_s \cdot$
 $\cdot \sin \vartheta \cos \varphi$ und $x_s^3 = R_s \cdot$
 $\cdot \sin \vartheta \sin \varphi$. In diesen Polar-
koordinaten wird $\sum_{\nu=1}^3 (dx_s^\nu)^2 =$
 $= (dR_s)^2 + R_s^2 \cdot (d\vartheta)^2 + R_s^2 \cdot$
 $\sin^2 \vartheta (d\varphi)^2$. Trotz des un-
klaren Charakters dieser
Transformation kann dies
nicht auf die Metrik übertra-
gen werden, weil nach dem
allgemeinen Relativitäts-
prinzip die Koordinatenwahl
beliebig ist. Mit dem

34/ drei nur von R_3 abhängigen Funktionen W, ψ und H kann dann für die Metrik

$$(ds)^2 = \psi(R_3) \cdot (dR_3^2 + R_3^2 (d\theta)^2 + R_3^2 \sin^2 \theta (d\varphi)^2) + H(R_3) \cdot R_3^2 \cdot (dR_3)^2 - W^2(R_3) \cdot (d\xi)^2$$

schreiben werden, wenn $x_4 = i\xi$ also $\xi = ct$ gesetzt wird. In dieser Metrik ist also $g_{44} = -W^2$. Zur Kürzung bieten sich die Datatransformationen $r = R_3 \cdot V(r)$, sowie $W(R_3) = V(r)$ und $H(R_3) = M(r)$ an, was die Transformation der Metrik zu $(ds)^2 = (1 + M(r) \cdot r^2) \cdot (dr)^2 + r^2 (d\theta)^2 + r^2 \sin^2 \theta (d\varphi)^2 - V^2 (d\xi)^2$ gestattet. Dieser Ausdruck wiederum kann mit $x^1 = r \cos \vartheta$, sowie $x^2 = r \sin \vartheta \cos \varphi$ und $x^3 = r \sin \vartheta \sin \varphi$ bzw. $\xi = ct$

35/ transformiert werden, was zu $(ds)^2 = \sum_{\mu=1}^3 (dx^\mu)^2 + M \sum_{\mu=1}^3 (x^\mu)^2 (dx^\mu)^2 - c^2 V^2 (dt)^2$ führt. Aus dieser Datatransformation der Metrik folgt, daß ein Gravitationsfeld mit Symmetriezentrum als metrische P_4 -Struktur aufzufassen ist und durch zwei skalare Datatransformationen $M(r)$ und $V(r)$ bestimmt wird. Die Komponenten von ${}^2\bar{g}$ im P_3 -Abschnitt ${}^2\bar{g} = [g_{ik}]_3$ des dreidimensionalen Vektorraumes können aus der Metrik direkt abgelesen werden. Es gilt $g_{\mu\nu} = \delta_{\mu\nu} + M x^\mu x^\nu$, während für die zeitliche

36/ Struktur $g_{44} = 0$ und $g_{44} = -s^2 v^2$ bekannt ist. Unmittelbar daraus folgt für die metrische Determinante $g = |\{g_{ik}\}|_3 = 1 + M s^2$ und für die Kovarianten $g_{ik} = \delta_{ik} - M x^i x^k$. Aus diesen g_{ik} und g^{ik} , so wie g können nunmehr die $\{x^i\}_g$ unmittelbar bestimmt werden. Kovariant folgt $\{x^i\}_g = 1/2 M/s x^i x^k x^l + \delta_{ik} M x^l$ sowie $\{x^l\}_g = \frac{x^l}{1 + M s^2}$

mit $M' = \partial M / \partial s$, wenn die Metriker auf g den R_3 -Abschnitt von $2\bar{g}$ kennzeichnen. Bis auf 22.3.751 wird berücksichtigt, daß auf jeden Fall das Energieprinzip in der Differentialform $\frac{d\epsilon_4}{dt} = 0$ gelten

37 muß, dann folgt, daß die Variation des raumzeitlichen Gleichgewichtes eines metrischen Äquivalentes nur ~~für~~ kinetischen Potential verschwinden muß, wenn das betreffende Raumzeitgebiet in sich geschlossen ist, also weder jeweils eine spätere und eine früher liegende R_3 -Hypertfläche begrenzt wird. Da $x_4 = it$ die homogenquadratische Differentialform der Metrik in δ definiert, ist stets $g < 0$, so daß für die raumzeitliche Funktion ϵ_4 der Determinante $\sqrt{-g} > 0$ gesetzt werden

38 kann. Mit dem räumlichen Volumen-
element $d\Omega = \sqrt{-g} d^4x$ definiert durch
 $d\Omega = 0$, d.h. dass in
dem abgeschlossenen R_4 -
Gebiet beliebig variiert
werden kann. Hier ist
 $H = g^{kl} [\{k|l\} \cdot \{m|n\} - \{k|n\} \{l|m\}]$,
wobei $\{k|l\}$ die Krümmungs-
komponenten $R_{kl} = \partial/\partial x^l \cdot \{k|m\} -$
 $-\partial/\partial x^m \cdot \{k|l\} + \{k|l\} \cdot \{m|n\} -$
 $-\{k|m\} \cdot \{l|n\}$ hat, wenn die
Süßigkeit der Summa-
tionsregel $a_i \cdot b^i = \sum_{i=1}^4 a_i \cdot b^i$
für kovariante Indize-
sungen in einem Produkt

39 auf dem R_4 übertragen
wird. Außerdem folgt aus
der Bedingung der rati-
onalen optischen Besch-
leunigung des Strömungs-
feldes die Erhaltung
 $\{k|l\} = \{k|l\}_g$ für den R_3 -
Abschnitt von $\sqrt{-g}$, aber
 $\{4|4\} = V(g \text{ oder } V)^{1/2}$, $\{4|i\} = 0$,
 $\{i|4\} = 0$, und $\{4|i\} = 1/V(g \text{ oder } V)$.
wobei $\{4|4\} = 0$ weil $\frac{d}{dt} \log V = 0$
und $g_{44} = -V^2$ mit $\xi = ct$
als Zeit- und Zeitkoordinaten.
Die Funktion H wird
damit das Integrations-
integral $\int H d\Omega$ nach gegebenen re-
gelmäßigen Affinitäten der
Funktionswerte bestimmt
invariant, doch umformen

40/ diese Rffinitäten sind nicht mit Transformationen verbunden, auch Drehungen im R_3 . Wegen dieser Drehungsinvarianz können aber stets R_3 -Koordinaten der Eigenschaft $x^1 = 0$ und $x^2 = x^3 = 0$ gefunden werden. Bezogen auf das Raumkoordinaten mit $\xi = ct$ wird $g^{11} = g^{22} = 1/x^2$, $g^{12} = g^{13} = g^{23} = 0$, $g^{33} = g^{44} = 1$, $g^{44} = 0$ und $V^2 g^{44} = -1$, also $\sqrt{-g} = V \sqrt{x^2}$, woraus die Transformationsgesetze gemäß

$$\{1^1_1\} = x^1/2x^2, \{2^1_2\} = \{3^1_3\} = M_5/x^2, \{4^1_4\} = V V'/x^2 \text{ und}$$

$\{4^4_4\} = V'/V$ unmittelbar folgen, wenn nur Kürzung $g^i_j = dx^i/ds$ und $V' = dV/ds$ verwendet werden. Alle übrigen Verschiebungsfeldkomponenten verschwinden. Substitution 29. III. 75 im Integranden H des raumzeitlichen Gebietintegrals liefert

$$H = 2(x^1/2x^2 + V'/V) \cdot \frac{M_5}{x^2} = (x^1/x^2 + 2V'/V) \cdot \frac{M_5}{x^2}, \text{ woraus wegen } V \sqrt{x^2} = \sqrt{-g} \text{ auch } H = \frac{2}{V \sqrt{x^2}} \cdot d/ds (V \sqrt{x^2}) \cdot \frac{M_5}{x^2} = \frac{2}{\sqrt{-g}} d/ds \cdot (\sqrt{-g}) \cdot \frac{M_5}{x^2} \text{ wird. In } \int \int \int H d\Omega = 0 \text{ in } \Omega \text{ d} \Omega = \int \int \int \frac{2}{\sqrt{-g}} \cdot \frac{4}{k=1} d x^k, \text{ also } H d\Omega = -i \frac{M_5}{x^2} \cdot d/ds (\sqrt{-g}) \cdot \frac{4}{k=1}.$$

42. d.h. Es wirken an die
sämtlichen Polarkoordinaten
mit der Funktionswertbestimmung
be $\partial(x^1, x^2, x^3) = r^2 \sin \vartheta$, also
 $\partial(r, \vartheta, \varphi)$

H d $\Omega = 2 \frac{M+r^3}{r^2} d/ds (V-g)$.
• nun ϑ als d. ~~ϑ~~ ϑ d φ d ξ mit
 ~~ϑ~~ $\vartheta^4 = i \xi$. Bei der Be-
stimmung des zu variieren-
den Lebesgueintegrals wird
deutlich, daß der Integrand
wegen der sphärischen Sym-
metrie des Feldes nur von
 r abhängt, nicht aber von
 ϑ und φ und wegen der je-
fallebenen Symmetrie auch nicht
von ξ . Es kann also für das
Lebesgueintegral

$$\int H d\Omega = 2 \cdot \int \int \int_{\vartheta, \varphi, \xi} \sin \vartheta d\vartheta d\varphi d\xi$$

• $\int \frac{M+r^3}{r^2} \frac{d}{ds} (V-g) ds$ ge-
rechnet werden. Gekürzt werden
kann noch die Funktionen g w.
(5) $M+r^3$ und $v(r) = \sqrt{V-g}$, sowie
 $f = u v'$ eingeführt werden.
Damit wird $\int H d\Omega = 2 \int \int \int$
nun ϑ d ϑ d φ d ξ $\int f d\vartheta$.
Hier wurde noch + kein wei-
ter Satz i. B. auf die Dichte
 σ der Feldquelle gestellt.
Würde σ über das Feld im
Vakuum eines Massenpunktes
 $\sigma = 0$, also ${}^2 \bar{T} = {}^2 \bar{\sigma}$ mit
 $T = 0$ oder ${}^2 \bar{R} = {}^2 \bar{\sigma}$ überträgt.
Für diesen speziellen Fall gilt
 $\int \int H d\Omega \sim \int \int f d\vartheta = 0$, weil
 $2 \cdot \int \int \int \sin \vartheta d\vartheta d\varphi d\xi =$
 $= A = \cos(\vartheta)$ ist.

44/ Aus $\int \int f dr = 0$ folgt
nach den Regeln der Vari-
ationsrechnung

$$\frac{d}{dr} \left(\frac{\partial f}{\partial w'} \right) - \frac{\partial f}{\partial w} = 0 \text{ und}$$

$$\frac{d}{dr} \left(\frac{\partial f}{\partial v'} \right) - \frac{\partial f}{\partial v} = 0. \text{ Die Lösung}$$

dieser beiden Differentialglei-
chungen liefert $w' = v' = 0$ oder
 $w = \text{const}(r)$ und $v = \text{const}(r)$.

Ohne Einschränkung der Allge-
meinheit kann $v = 1$ gesetzt
werden, während für die andere
Konstante $w = r$ verwendet
werden soll. Werden nun die
Definitionen w und v be-
nutzt, dann folgt $V^2 = v^2$.

$$(1 - w/r) = 1 - r/r, \text{ ferner } \mu = (1 - r/r)^{-1}$$

$$\text{und } M = \frac{R r^2}{r^3} = \frac{R}{r^3} (1 - r/r)^{-1}.$$

45/ Damit sind die beiden das
Gravitationsfeld bestimmenden
Funktionen M und V be-
kannt, was zur Metrik in
der Umgebung des Massenzen-
tralkes und zur expliziten
Darstellung von ${}^2g(r, \vartheta, \varphi, \xi)$
 $= {}^2g^* \cdot \xi^i \xi^j$ führt. Seine Komponen-
ten sind offensichtlich $g_{ik} = g_{ki}$
oder explizit $g_{11} = (1 - r/r)^{-1}$,

$$\text{wobei } g_{22} = r^2, \text{ ferner } g_{33} =$$

$$= r^2 \sin^2 \vartheta \text{ und } g_{44} = -(1 - r/r).$$

Daraus folgt $f = -r^4 \cdot \sin^2 \vartheta$, also

$\sqrt{-g} = r^2 \sin \vartheta$, d. h. $\sqrt{-g}$ ist mit
der Funktion $\sqrt{-g}$ identisch.
einer Transformation räum-
lich kartesischer Koor-
dinaten in Polarkoordinaten
identisch, was wegen

46/ der freien Koordinatenbere-
 weich $v = +1$ rechtssteigend.
 Solange $\delta > 0$ bleibt, wird ${}^2\bar{g}$ metrisch von der pseudo-
 euklidischen Struktur der
 leeren Tangentialraumzeit
 R_{-4} ab. Nur für $\delta = 0$ wird
 R_4 pseudoeuklidisch, so daß
 $\delta > 0$ alleine das Gravitations-
 feld als metrische zeitartige
 Abweichung vom leeren R_{-4}
 kennzeichnet. Auf jeden Fall
 muß $\delta > 0$ bleiben, denn für $\delta = 0$
 würde $g_{11} \rightarrow \infty$ und $g_{44} = 0$ wer-
 den, so daß die ${}^2\bar{g} = 2$ auftritt
 und $5g {}^2\bar{g} = 4$ in $5g {}^2\bar{g} < 4$
 eintritt und ${}^2\bar{g}$ als Tensorfeld
 nicht mehr existiert. Darü-
 berhinaus kann man die Metrik
 auf einer Gravitationsfeld-

-bedingten sphärischen Niveau-
 fläche untersuchen. Aus der
 1. IV. 75 Darstellung der Metrik
 $g_{ik} = g_{ii} \delta_{ik}$ mit $A_{11} =$
 $= (1 - \delta/5)^{-1}$, $g_{22} = 5^2$, $g_{33} = 5^2 g_{33}$
 $\cdot \sin^2 \vartheta$ und $g_{44} = - (1 - \delta/5)$ folgt,
 daß sich auf allen Meridianebenen
 $\vartheta = \text{const}$ einer sphärischen Nive-
 aufläche des Gravitationsfeldes
 der gleiche Welt der Metrik ergibt,
 wie längs des Äquators $\vartheta = \pi/2$.
 Auf den Breitenparallelen
 gilt dagegen jeweils ein an-
 derer Welt der Metrik. Es sei nun
 $\vartheta = \text{const}$, die Meridianebene irgend-
 einer in einer Drehachse z sym-
 metrischen scheinbaren Rotar-
 tionsfläche derart, daß δ der
 normale Abstand eines Meri-

48/ die Punkte von z ~~der~~
 α X der Winkel zwischen
 z und einem Meridianele-
 ment in diesem Punkt,
 aber α der Winkel zwischen
 der Meridianebene und einer
 durch z gelegten festen Ebene
 dann gilt stets für die Me-
 trik auf der Rotationsfläche
 $ds^2 = d\sigma^2 \operatorname{cosec} X + r^2 d\varphi^2$
 Hierin ist $d\sigma \operatorname{cosec} X$ die
 Länge eines Meridianelemen-
 tes, aber σ $d\varphi$ diejenige
 eines Elementes des zum
 Meridian orthogonalen
 Breitenparallels. Dieses dif-
 ferentialgeometrische Bild
 kann ohne weiteres mit
 $\sin^2 X = 1 - r/r_0$ auf die R_3 -
 Metrik des Gravitations-

feldes angewandt werden. 49
 Es gilt hier für die Baal-
 lung $dz/dr = r \tan X = \frac{\cos X}{\sin X} =$
 $= \operatorname{cosec} X \cdot \sqrt{1 - \sin^2 X} = \sqrt{r_0/r}$
 $\cdot (r - r_0)^{-1/2}$, was aber integrierbar
 ist. Die Integration liefert die
 Fläche $z^2 = 4r(r - r_0)$ eines
 hyperbolischen Rotationsparabo-
 loids, die durch Rotation
 des parabolischen Meridians
 um z entsteht. Allerdings
 wird diese Fläche nicht
 von z beschrieben, weil bei der
 Rotation der Parabelsektor
 einen Kreis von Radius $r_0 > 0$
 beschreibt, der allein von der
 Natur des Gravitationsfeldes
 bestimmt wird und nur
 im Fall der Leeren, feld-
 freien R_3 verschwindet.

$50/2^2 = 4 \pm (1 \pm \kappa)$ kann zeich-
 net eine flächenbezogene
 Krümmung des R_3 mit
 negativem Krümmungs-
 maß im Sinne eines hyper-
 bolischen Paraboloids, wel-
 che bei $t \rightarrow \kappa$ ihr Maximum
 aufweist und für $t \rightarrow \infty$
 verschwindet. Wird in jedem
 eine R_3 -Fläche einem flächen-
 bezogenen Feld ausgesetzt, dann
 wird diese Fläche zwangs-
 läufig auf das hyperboli-
 sche Paraboloid abgebildet,
 also flächenbezogen verzerrt.
 Diese Abbildung besteht $t > \kappa$,
 denn für $t = \kappa$ besteht eine
 eine Linie, die für $t > \kappa$
 die Ableitung unmöglich
 macht, weil dann für $t < \kappa$

wegen $z^2 < 0$ die Real-
 ität des kompakten R_3 nicht
 mehr gegeben ist, was aber
 einen Widerspruch in sich
 selbst darstellt. Es ist also
 nicht nur $t = \kappa$, sondern
 auch $t < \kappa$ unmöglich,
 so dass nur $t > \kappa$ übrig
 ist. Ausserdem muss für
 $t \rightarrow \kappa$ die elektrische Be-
 lastigung der flächenbe-
 zogenen $t \rightarrow \kappa = \gamma M$
 der Feldquellenmenge M
 ausschließen, ähnlich, wie
 das quantisierte flächenbe-
 zogene Feld 100 für $t \leq 9$
 und $(\gamma/c^2)^2 \approx 0$ für alle
 $x > 1$ ebenfalls gemäß
 $y \rightarrow y_n$ an diese empiri-
 sche Beschreibung angepasst

52/ ausschließt. Die Durch-
führung dieses Ausschlei-
des muß dann eine
Darstellung für $\bar{g}$ ergeben.
zu diesem Zweck werden
im kugelsymmetrischen
Feld zwei mit t_1 und t_2
initiierte Punkte in den
Abständen r_1 und r_2 be-
trachtet die sich wegen
der vorausgesetzten stat.
zeitlich nicht verändern wol-
len. Da $-g_{44} = 1 - h/r \neq 1$
für $h > 0$ gilt, kommt es
zu einem Unterschied der
Zeitverläufe im Gravitati-
onsfeld ähnlich wie im
Fall $\hat{A}_\pm$ im $R_\pm$ oder $\hat{B}$ im R_+
beziehungsweise $\hat{C}$ im leeren
 R_0 . Ist $\bar{g}$ der Feldvektor

des phänomenologischen
gravitationsfeldes $\bar{g}$ dann
kann gemäß $1 - \left(\frac{g_{44}^{(2)} \epsilon^2}{g_{44}^{(1)} \epsilon^2} \right)^{1/2}$

$= 1/c^2 \cdot \int_{t_1}^{t_2} \bar{g} \cdot d\bar{t}$ diese gravi-
tative Zeitdilatation auf
den phänomenologischen
Feldvektor reduziert werden,
wenn $t \rightarrow h$ vorausgesetzt
wird. Aus $g_{44} = -(1 - h/r)$ wird
dann unter dieser Vorausset-
zung $1/c^2 \cdot \int_{t_1}^{t_2} \bar{g} \cdot d\bar{t} = 1 - \left(\frac{g_{44}^{(2)} \epsilon^2}{g_{44}^{(1)} \epsilon^2} \right)^{1/2}$
 $= 1 - t_2/t_1 = 1 - \sqrt{1 - h/r_2}$
 $\cdot (1 - h/r_1)^{-1/2} = 1 - (1 - h(1/t_2 -$
 $- 1/t_1))^{1/2} \approx 1 - (1 - h/2 \cdot$
 $\cdot (1/t_2 - 1/t_1)) = h/2 \cdot (1/t_2 - 1/t_1)$
wenn wegen $t \rightarrow h$ höhere
als erste Potenzen von h/r

54 ~~verwendet~~ ~~lässt sich~~ ~~verwenden~~.

$\bar{g}$ wird durch die Densitätsfeldgleichungen 6.9 vollständig beschrieben. Da die Gravitationsfeldgleichungen 6.10 homogen, sphärisch und isotrop sein soll,

gilt $\bar{E} = R_- \cdot \bar{H} = \bar{0}$ und wegen der Lorentzbedingung $\bar{F} = R_+ \cdot \bar{\mu} = \bar{0}$ und $\bar{g} = \bar{0}$.

Damit erhalten aber die Beziehung 6.9 zu 6.10 $(\bar{F} + R_+ \bar{\mu}) = 1 \text{ rot } \bar{g} = \bar{0}$, was in R_3 die

einzige Lösung $\bar{g} = \text{grad } y$ beinhaltet. Damit wird aber

$$\frac{1}{c^2} \cdot \int_{t_1}^{t_2} \bar{g} \cdot d\bar{x} = \frac{1}{c^2} \cdot \int_{t_1}^{t_2} \text{grad } y \cdot d\bar{x} = \frac{1}{c^2} \cdot (y(t_2) - y(t_1)).$$

Wird neben $t \rightarrow \infty$ auch $t \rightarrow -\infty$ in Gleichung 100

55 ~~gesetzt~~, dann konvergiert

der Übergang $y \rightarrow y_m = y \cdot M/c^2$ mit $M = \text{const}(t)$, also im Vergleich $\frac{yM}{c^2} \cdot (1/t_2 - 1/t_1) \approx \frac{1}{2} \cdot (1/t_2 - 1/t_1)$ oder $h \approx 2 \cdot y \cdot M/c^2 = \text{const}$. Damit ist h explizit bekannt.

Wird ~~mit~~ $h = h_g$ mit Klammersetzung von der Feinstrukturkonstante α ~~gesetzt~~, dann ergibt sich

mit dem Verfahren für die gravitative R_4 -Approximation von $L[\bar{g}] = 4\bar{0}$ der folgende Sachverhalt:

Die Approximationen ${}^2\bar{g}; x \rightarrow {}^2\bar{g}(x^i)_1 \rightarrow {}^2\bar{g}(x^i)_1 \approx {}^2\bar{g}^*$ und ${}^2\bar{g}(R_4) \rightarrow {}^2\bar{0}$, also ${}^2\bar{g}(R_4) = {}^2\bar{g}^*$, wie $\pi: \mathbb{R}^4 \rightarrow \mathbb{R}$.

5b/. $(\bar{z}^2 - \frac{1}{2} \bar{g} \cdot T)$ im R_4 las-
sen aus $R; [\hat{\cdot}] = 4\bar{0}$ das
völlig beschriebene Raum-
zeittyp sein

$$\bar{z}^2 \bar{R} = \frac{1}{2} \bar{g} \cdot R = x' \bar{z}^2 \bar{T},$$

$$\bar{g} (x^i)^4 = \bar{g}^* \dots \dots \dots 206$$

entstehen, für welches die
Lösungen: $[\bar{z}^2 \bar{T} = \bar{z}^2 \bar{0}]$

$$g_{ik} = g_{ii} \cdot \delta_{ik}, g_{11} =$$

$$= (1 - \delta_g/r)^{-1}, g_{22} = r^2,$$

$$g_{33} = r^2 \sin^2 \vartheta, g_{44} =$$

$$= - (1 - \delta_g/r), \delta_g = \text{const} > 0$$

206a

elliptischen. Für δ_g ist fiktiv
nicht die Dichtellung

$$\delta_g \approx 2 \pi M/c^2 \ll r \ll \vartheta$$

206b

und für die Gravitation

bedeutet die Raumkrümmung⁵⁹
dann hyperbolische für
Robertsonparabolisch

$$z^2 = 4 \delta_g \cdot (t - \delta_g),$$

$$t > \delta_g \dots \dots \dots 206c,$$

wenn die sphärische Sym-
metrie und Statistik der
Felder $\bar{g}(t)$ vorausge-
setzt werden. Es gibt dann
wegen der Abbildung ~~z~~ auf
 $z(t)$ eine gravitative be-
dingte Raumverzerrung
und wegen $g_{44} = 1 - \delta_g/r$

eine gravitative Zeitdila-
tation, d.h., daß es für
 $t \leq \delta_g$ zu fiktiven
Komment. Wenn aber stattdes
Längenzunahme gemäß
 $t > \delta_g$ ausgedrückt werden

58 müssen, dann muß die Dichte $\sigma(r)$ einer sphärischen Feldquelle M immer über dem Wert $\sigma(r_g)$ bleiben, das sieht er sich, wenn M auf das reguläre Kugelvolumen $\frac{4}{3}\pi \cdot r_g^3$ bezogen wird. Kosmologische Bedeutung dies

$$\sigma(r) < \sigma(r_g) \text{ --- 207}$$

denn müßte $\sigma(r) \geq \sigma(r_g)$ dann müßte i.B. auf M die R_4 -Symmetrie über der M wirksam, das M auf dem R_4 -Tensorium als Punkt vor verschwinden müßte. Die Beziehungen 206 bis 208 gelten für ein Gravitationsfeld im

mit Symmetriezentrum. 59

bisot ein ${}^2\bar{r} \neq {}^2\bar{\sigma}$ müßte lassen, dann folgt für die Zeitkomponente $x^1 T_{44}$

$$= R_{44} - \frac{1}{2} g_{44} \cdot R = \frac{1}{2} \sigma$$

der Feldquelle M . T_{44} ist hierbei die räumliche

Dichte der Gesamtenergie, die wegen $E = M c^2$ der

räumlichen Massen dichte gemäß T_{44}

$$= c^2 \frac{dM}{dV} = \sigma c^2 \text{ mit } dV = 4\pi r^2 dr \text{ im Fall der}$$

sphärischen Symmetrie der Feldquelle ~~ist~~ äquiva-

lent ist. Einsetzen von

$$T_{44} = \sigma c^2 \text{ liefert dann}$$

$$x^1 \sigma c^2 = \frac{2\pi}{c^2 r^2} \frac{dM}{dr} = 8\pi r/c^2$$

60 $\frac{dK}{dV} = 8\pi g e \sigma / c^2$. Da-
 rauf folgt also für die
 gewöhnliche Konstante der
 WKB

$$K' c^4 = 8\pi g e - - - - - 207a$$

wobei zu bemerken ist,
 daß die gleiche Konstante
 auch die R_6 -Approximation
 $\bar{\lambda} \cdot [\] \rightarrow K' \frac{1}{2} W$ des Prinzips
 durchföhrt. Vervollständigung
 kennzeichnet.

Nunmehr kommt es
 darauf an, in dem auf x
 $x \in K; [\]$ entwickelten Ge-
 setz des zeitlichen Stabi-
 litäts in bezug auf $0 \leq T_N \leq t$
 $\leq T$ die Konstanten A und
 β zu ermitteln. Hierzu
 wird hierzu die Gesamt-

heit aller Wirkungen im
 Konjugatfeld der be-
 treffenden komplexen
 Variation betrachtet.

Mit der Quantenzahl U gilt
 für diese Wirkung $W = U h$,

wobei U der vielfachen
~~Präformations~~
~~Präformations~~ $g = Q_n +$
 $+ Q_m + Q_p + Q_o$ ~~unser~~

der Präformationsfunktion
 $y \cdot 5 (N = Y \text{ proportionale}$
 ist. Man hat also $U = 4 h g$.

$\cdot Y$. Hierin gilt für alle
 Proportionalitätsfaktoren γ ~~das~~

ist die Matrixspektren von
 z_j ; x ist die metrische

Mittel $1/2 (b + x p^2 z_j; x) =$
 $= B(k) + k - 1$ mit B und

$W_{N=0}$ der Produktregel
 für die Konfigurationszonen

62/ besatzungen n lies o.

Da k als Konfigurations-
zahl nur die Werte $k=1$
oder $k=2$ annehmen kann
und $B(1) = 2^3$, aber $B(2) =$

26 ist, folgt für alle Fälle
 $B(k) + k - 1 = 2^3$, oder

$b = 54 - 8p^2 \bar{g}$; z. Da auch
im ~~Metastabilen~~ R_6 -Ter-
minum $8p^2 \bar{g}$; z. $= 8p^2 \bar{g}(R_6)$

$= 6$ ist, gilt also unmittelbar
 $b = 54 - 6 = 48$, also $U = 192$

Y , oder $W = 192$ h Y .

Auf eine klare prototyp-
Struktur bezogen ist sich
nicht dann für diese Wirkungs-

verteilung $Z = W (q + u +$
 $m + p + \sigma)^{-1} = 192$ h Y .

$(q + u + m + p + \sigma)^{-1}$ mit P_n -
Anzahl $q = q_n + q_m + q_p + q_\sigma$
dieses folgt für die

anzahl der wählere π 63

$T - T_N$ in den ponderablen
Konfigurationszonen

(u, m, p) aktiven Wirkungen
 $\mathcal{H} = \int_{T_N} E dt$, wenn $E = Mc^2$

$(|u| + |m| + |p| \cdot \beta) \cdot \bar{g}$ der Ener-
gieinhalt dieser aktiven

Probosimplere ist. Hierin
muss wegen der (scharfen)

Scharfheit $T - T_N$
immer $E = \text{const} (\pi t)$ sein

denn während des scharf-
heitsintervalls soll es vorkom-

men, gemäß weder zu
einer Teilung noch

zu einem Zerfall durch
sä künftige Proportional-

inhibition kommen. Da-
mit folgt aber für das Zeit-

intervall $\mathcal{H} = Mc^2 / \bar{g}$.

64 $\cdot (|n| + |m| + |p| \cdot \beta)$

Mit den Wechselwirkungs-
konstanten $f(\sigma) V_{\sigma} = e_{\sigma} \cdot e_{\sigma}$, all-
gemeiner Proportionalitätswech-
selbeziehungen gilt an-
derserseits symmetrisch in
der ponderablen Raum-
zeitverknüpfung über Er-
haltungssprinzip $\Delta Z/Z =$
 $= \Delta H/H + \sum_{k=1}^4 \Delta V_{\sigma k}/V_{\sigma k}$ oder

im Limes von Differentialen
 $dZ/Z - dH/H = |d \ln(Z/H)| =$
 $= \sum_{k=1}^4 \frac{dV_{\sigma k}}{V_{\sigma k}} = \sum_{k=1}^4 d \ln V_{\sigma k}$

wobei die $V_{\sigma k}$ in den Inter-
vallen $V_{DD} \leq V_{(1)} \leq V_{EE}$, ferner
 $V'_{(DD)} \leq V_{(2)} \leq V_{EE}$, sowie $V''_{DD} \leq V_{(3)} \leq$
 $\leq V_{EE}$ und $V''_{RR}(2) \leq V_{(4)} \leq V_{EE}$

liegen. Nach Durchföhrung
der Integration über diese
Intervalle und Potenzierung
ergibt sich daher $V_{EE}^4 \cdot Z/H =$
 $= V_{DD} \cdot V'_{DD} \cdot V''_{DD} \cdot V''_{RR}(2)$, also

unter Verwendung der Feld-
komponenten allgemeiner
Proportionalitätskonstanten $Z/H = \eta_{2,2} \cdot$
 $\cdot (1 - \eta_{1,1})^2 \cdot (1 - \eta_{1,1})^2 \cdot (1 - \eta_{1,2})^2 =$
 $= \eta = \cos^2 \alpha$. Wird hier Z und H
eingesetzt, dann gilt auch
 $\eta = Z/H = \frac{192 h g \gamma}{M c^2} (T - T_N)^{-1}$

$\cdot (q + n + m + p + \sigma)^{-1} \cdot (|n| + |m| + |p| \cdot \beta)^{-1} = \frac{192 h \gamma}{H M c^2} (T - T_N)^{-1}$

Nunmehr wird in dem
weiter oben hergeleiteten
Zeitgesetz $\pi A H \pi^2 (T - T_N) =$
 $= 6 \pi^2 h g \gamma \cdot \sigma(N)$ mit Gleichung

66/ 207a, sowie mit $\hbar M^3 = \hbar^2$ aus Gleichung 100 und $\hbar M^3 = \hbar$ des Quantenmechanismus substituiert. Dies liefert $\pi A H \lambda^2 (T - T_N) = 48 \pi \hbar / c^4 \cdot \frac{\hbar^3 Y}{\hbar M^3} = 48 \pi \lambda^3 Y / c$

$$\text{oder aber } A = \frac{48 \hbar Y}{H M c^2 (T - T_N)^{-1}}$$

was im Vergleich $4 A = \zeta = \eta_{22} \cdot (1 - v_{\eta}^2)^2 \cdot (1 - v_{\eta_{1,1}}^2)^2 \cdot (1 - v_{\eta_{1,2}}^2)^2$ für A liefert.

Bei der Bestimmung von β muß berücksichtigt werden, daß die mit ρ besetzte Mesozone die permanente Struktur befreit und daß die Wirkungsweise der Mesozonenbesetzung in die Ex-

pressionen o. Modul über eine ⁶⁷ hüllende Mesofeld der Gleichung 69 in quantisierter Form durch den Faktor β reduziert wird. Dieser Proportionalitätsfaktor β hat zuerst mit der Mesofeldkonstanten $\beta = 12 \pi \hbar / c^2$ in 69 nichts gemein, doch verknüpft β zusammen mit der Feinstrukturkonstante α das Lichtes und der Kopplungskonstante $a = 2\pi e$ mit der harmonischen Bewegung und optischen Rauschfrequenzen des R_3 die Protonenplexe - Korrelationen V_{pp} mit V_{ww} in der Form $V_{pp} = a \cdot \beta \cdot V_{ww}$ so daß sich $\beta = 4 \cdot \frac{1}{a} \cdot \left(\frac{1 - v_{\eta}^2}{1 + v_{\eta}^2} \right)^2$ oder aber $\beta = \frac{2 \hbar}{\pi e} \left(\frac{1 - v_{\eta}^2}{1 + v_{\eta}^2} \right)^2$

68 ergibt. Die Beziehung
207a wird also durch die
beiden ~~et~~ weiteren explizit
bestimmten Constanten

$$4A = \eta_{2,2} (1 - \sqrt{\eta})^2 \cdot (1 - \sqrt{\eta_{1,1}})^2$$

$$\cdot (1 - \sqrt{\eta_{1,2}})^2, \quad \pi e \beta = 2 \cdot \left(\frac{1 - \sqrt{\eta}}{1 + \sqrt{\eta}} \right)^2$$

----- 207b

erfüllt. Auf diese Weise
wurden alle unbekannten
Constanten aus dem Zeitge-
setz eliminiert, welches
auf diese Weise die Form

$$\eta_{2,2} \cdot (1 - \sqrt{\eta})^2 \cdot (1 - \sqrt{\eta_{1,1}})^2 \cdot (1 - \sqrt{\eta_{1,2}})^2$$

$$\cdot H \cdot M c^2 \cdot (T - T_N) = 192 h$$

$$\cdot y \cdot \mathcal{J}(N), \quad qH = (q + u + m + p + 5)$$

$$\cdot (|n| + |m| + |p| \cdot \frac{2 \cdot \alpha}{\pi e} \cdot \left(\frac{1 - \sqrt{\eta}}{1 + \sqrt{\eta}} \right)^2$$

----- 208

minimiert, wobei nur noch
die Präformationsfunktion
y zu bestimmen ist.

2. IV. 25 Zunächst kann festgestellt
werden, daß y in zwei additive
Terme

$$y|_{E=K} = K + \Theta \dots \dots \dots 208a$$

spaltet, wo Θ den Zeitanteil
der Präformationsfunktion dar-
stellt, während K als Koppe-
lungsschloß des Grundnetzes
des $N = \Theta$ in der Form $\mu \cdot K$

$\cdot \mathcal{J}(N)$ als additiver Term im

Karacteristiken wirksamen
wären die Funktion F die Grenze des Stabi-
litätsbereiches darstellt. Eine Analyse dieses
Stabilitätsbereiches liefert für diese

Kopplungsschloßer eine
Darstellung durch drei Sum-

manden $K = E + I + F$, wobei

I von den beiden Bationen-

²⁰ deutlicher und F allein von
 dem Raumspinequadrat $Q = 3$,
 also dem Ω -Liniennetz und
 dem 0-Quadrat bestimmt
 wird. Auch hier wird die
 Feinstrukturkonstante α wichtig,
 und zwar gilt $\alpha F = -\frac{4}{3}$.
 $\left(\frac{Q}{3}\right)$ mit der Isoperimetry
 $\frac{4}{3} = P + 1$. Der baryonische Teil
 ist gegeben durch

$$D = P(P-2)^2 \cdot \left(1 + \alpha \frac{1-Q}{2-3Q}\right) \cdot$$

$$\cdot (\pi/e)^2 \cdot \sqrt{\eta_{12}} \cdot (Q_m - Q_n),$$
 woraus
 deutlich wird, daß im Fall des
 Resonanzspektrums stets $D = 0$
 ist, weil $k = 1$ die Identität
 $Q_m = Q_n = 3$ bedingt. Der Anteil
 E schließlich wird von der
 Beziehung p und σ der Reso-
 nanzenergie bestimmt,
 so daß $E = 0$ für $p = 0$ adä-

²¹
 $\sigma + Q_\sigma = 0$ verschwindet,
 aber sowohl im Heron-
 als auch im Baryonenbereich
 definiert ist. Es gilt $(1+p^2) \cdot$
 $\cdot \sqrt{1+\sigma^2} \cdot E = N_4 \cdot p^2 \cdot (\sigma + Q_\sigma) \cdot$
 $\cdot (4\sqrt{2} - 4B \sqrt{W})$, wenn $W = W_{N=0}$
 und $B(k)$ die Größen sind,
 die welche für $N \geq 0$ die An-
 zahl der Konfigurationen
 zonenbeschreibungen kennzeichnen,
 der Faktor U wird allein von
 k, P, Q und α bestimmt. Mit
 dem Exponenten $Z = k + \alpha + P + Q$
 (Präfixexponent) wird

$$U \cdot \eta_{q/k}^2 = 2^2 [P^2 + 3/2(P-Q) + P(1-Q) +$$

$$+ 4\alpha B \cdot \frac{1-Q}{3-2Q} + (k-1) \cdot (P+2Q -$$

$$- \frac{4\pi}{4\sqrt{2}} (P-Q) \cdot (1-Q)]].$$
 Werden diese Glieder zusam-
 men gesetzt, dann ergibt sich als

2.2 Darstellung der Koppellung
 Löser des folgenden
 Systems.

$$K = N_4 \frac{p^2 N_4}{1+p^2} \cdot \frac{\sigma + Q_\sigma}{\sqrt{1+\sigma^2}} \cdot (4\sqrt{2} - 4B \mathcal{U}_{n=0}^{-1}) +$$

$$+ P(P-2)^2 \cdot (1 + \kappa \frac{1-q}{2\sqrt{2}}) \cdot (\pi/2)^2 \cdot$$

$$\sqrt{\eta_{1,2}} \cdot (Q_m - Q_u) - 1/k \cdot (P+1) \cdot$$

$$\cdot \binom{Q}{3}, \mathcal{U}_{\eta_{q,k}}^2 = 2^2 \cdot [P^2 + 3/2(P-Q) +$$

$$+ P(1-q) + 4\kappa B \frac{1-Q}{3-2q} +$$

$$+ (k-1)(P+2Q - \frac{4\pi}{4\sqrt{2}} \cdot (P-Q) \cdot (1-q))]$$

$$Z = k + \kappa + P + Q \dots \dots \dots 208b.$$

[2.5.75] Der i. B. auf das Maximum
 der Spektrum gewichtete Zeitfunktion
 hat hier die Form (konkret
 analysieren)

$$\Theta = (-1)^k \cdot (1 + \kappa) \cdot (b_1 + b_2/W) \dots$$

208c.

wo Vierzug werden b_1 und b_2
 b_2 verwendet. Die Funktion
 Funktion F der zeitlichen
 Intervallfunktion und
 die Zeitfunktion s
 sind wie folgt gegeben durch
 $F = 1 - 1/3 (1-q)(P-1)^2$

$$\cdot (3-P) \cdot (1+P-Q - \varepsilon \mathcal{C} P/2) \cdot$$

$$\cdot (1 + \beta_\sigma \cdot (-1)^k) - \binom{P}{3} \cdot (1 +$$

$$+ \beta_\sigma), \beta = 2 - k + \varepsilon \mathcal{C} + |k \cdot \kappa| +$$

$$+ \binom{Q}{3} + 1/k \cdot (P-1) \cdot (P-2) \cdot (P-3)$$

208d

Für die beiden Θ bestimmen
 den Spinfunktionen b_1 und
 b_2 gilt

$$b_1 = [P \cdot (7 + 6 \cdot (1-q) \cdot (\mathcal{C} - \binom{P}{2})) -$$

$$- 2q(1 - \binom{P}{2})) + \kappa Q((3Z-1)B +$$

$$+ 1)] \cdot (2-k) + 1/2(1-\kappa) \cdot ((q - \varepsilon q \sqrt{2}$$

$$- 2) \cdot Q + \varepsilon \mathcal{C} P + 2 \cdot (P+1) -$$

$$- (1-q) \cdot \frac{P(P-3)}{1+P(P^2-1)} (4B - 6P)(k-1) -$$

$$- \binom{P}{3} \cdot (q - \varepsilon q_e) \dots \dots \dots 208 \varepsilon$$

und

$$b_2 = B(5B+3) + \frac{2H-3}{P+1} + B^4 \cdot (B(3B+2(H+1)) + H + 1/2) \cdot (1-q) - Q(B(2(B+H)-1) + H/2 + 3) + \varepsilon q(B(3B+1) - 5/2)(k-Q) - \binom{P}{2} \cdot P^2 \cdot (P+Q)^2 \cdot (8B+1 - (5B+2) \cdot q) - \binom{P}{2} \cdot H(1-q) - (B - c/\omega)^2 \cdot (P-1) \cdot (P-2) \cdot (P-3) \cdot (-1)^{k-1} + (Q-q) \cdot (1-q+Bq) \cdot (3(H+B) + \pi \varepsilon/q - q/4) \cdot (P+1)^3 \cdot (k-1) + \varepsilon(k-1) \cdot ((-1)^{1-q} \cdot (7HB + 3(H+B) - 5/2) + (1-q) \cdot (H(3B-4) + B + 7/2)) + \binom{P}{2} \cdot Q((2-q) \cdot (1+\varepsilon q_e) \cdot (B/2 \cdot (H+2) + c/\omega) + 5/2 HB + 3H - \frac{B+5}{P+1}) -$$

* $-(2H+1)(1+Q) \binom{P}{2} - Q$

$$- 5/2 H^2 \cdot \binom{P}{3} \cdot (q(1+\pi/3) \cdot (2-q) \cdot \eta_{2,2}) \cdot B - (2-q) \cdot (1-q))$$

$$\dots \dots \dots 208 f.$$

notion $\mathcal{C}$ die Konfigurationstransformationen der einzelnen Wäpärche ist. Für H gilt hier nicht die Definition aus 208, sondern es wird die bei der Beschreibung des Massenspektrums verwendete Definition

$$H = q \text{ (nach 208) verwendet.}$$

3.5.75 Mit diesen Beziehungen wird $T - T_N$ bis auf die Bestimmung der das jeweilige zeitliche Stabilitätsintervall für die Funktionen β_0 und η_0 auf F eindeutig. η_0 und β_0

76 hängen voneinander ab,
und zwar in der Form

$$D_0 = \frac{1 + 4q^2 \cdot (q-1) \cdot (2q+1)}{2\beta_0 \cdot (1-\sqrt{q})^4 \cdot q^{2+q/2}}$$

$$= \frac{2\beta_0}{3\sqrt{2}} \cdot (q-1)^{q/2} \cdot \dots \cdot 208q$$

und hierin ist β_0 der Faktor
vor $|p|$ in 208, der die Rele-
vanz der p -Besetzung in der
Kerzone reduziert. Diese
Funktion β_0 ist also als Kör-
nung gemäß

$$\beta_0 = \frac{2k}{\pi e} \cdot \left(\frac{1-\sqrt{q}}{1+\sqrt{q}} \right)^2 \cdot \dots \cdot 208k$$

auszuformulieren. Nun steht in
das jeweilige Stabilitäts-
intervall $T - T_N$ im Sinne
eines zeitlichen Torsions-
elekts durch die Kopplungs-
schlös bei $N=0$ gegeben. Für

$N=0$ ist stets $T_N=0$, ~~77~~
10. Kap die Beziehungen
208 bis 208 h bereits nur
numerischen Bestimmung
einer x_4 -Erstreckung der
Grundzustände verwendet
sind. Offen ist nur noch
 T_N für $N>0$. Wegen $\sigma(N>0)$
 $= 0$ wird auf jeden Fall
 $T = T_N$ in einer Funktion der
Ausgangsstufen $N>0$.