

Suberity ✓
Synthronenbocke
Kasernen delegierten
Paul H.
116/48 K

HE
6
IGW

8. System $\mathcal{C}'$ zu transformieren. Für Einführung der Transformation sind be-
 rücksichtigend, dass die Punkte $\ddot{x}^{\frac{L}{L}}$
 $+ \{i\} \cdot \ddot{x}^{\frac{L}{L}} \cdot \ddot{x}^{\frac{L}{L}} = 0$: ausgeglichene Geo-
 werte gegen die Transformationen
 von $\mathcal{C}$ nach $\mathcal{C}'$ invariant bleibt.
 Es ist $\ddot{x}^{\frac{L}{L}} = \frac{\partial \ddot{x}^{\frac{L}{L}}}{\partial x^{\frac{L}{L}}} \ddot{x}^{\frac{L}{L}} + \frac{\partial \ddot{x}^{\frac{L}{L}}}{\partial x^{\frac{L}{L}}} \ddot{x}^{\frac{L}{L}}$ und
 $\ddot{x}^{\frac{L}{L}} = \frac{\partial \ddot{x}^{\frac{L}{L}}}{\partial x^{\frac{L}{L}}} \ddot{x}^{\frac{L}{L}} + \frac{\partial \ddot{x}^{\frac{L}{L}}}{\partial x^{\frac{L}{L}}} \ddot{x}^{\frac{L}{L}}$
 was in $\ddot{x}^{\frac{L}{L}} + \{i\} \cdot \ddot{x}^{\frac{L}{L}} = 0$ einge-
 setzt $\frac{\partial \ddot{x}^{\frac{L}{L}}}{\partial x^{\frac{L}{L}}} \ddot{x}^{\frac{L}{L}} + \frac{\partial \ddot{x}^{\frac{L}{L}}}{\partial x^{\frac{L}{L}}} \ddot{x}^{\frac{L}{L}} +$
 $+ \{i\} \cdot \ddot{x}^{\frac{L}{L}} \cdot \ddot{x}^{\frac{L}{L}} = 0$ ergibt. Wegen
 der Forderung der Geobasis ist aber
 auch $\ddot{x}^{\frac{L}{L}} = - \{i\} \cdot \ddot{x}^{\frac{L}{L}}$ in $\mathcal{C}$
 gültig, was eingesetzt zu
 $0 = - \frac{\partial \ddot{x}^{\frac{L}{L}}}{\partial x^{\frac{L}{L}}} \{i\} \cdot \ddot{x}^{\frac{L}{L}} \ddot{x}^{\frac{L}{L}} +$
 $+ \frac{\partial \ddot{x}^{\frac{L}{L}}}{\partial x^{\frac{L}{L}}} \ddot{x}^{\frac{L}{L}} + \{i\} \cdot \ddot{x}^{\frac{L}{L}} \ddot{x}^{\frac{L}{L}} =$
 $= \{i\} \cdot \ddot{x}^{\frac{L}{L}} \ddot{x}^{\frac{L}{L}} + \left(\frac{\partial \ddot{x}^{\frac{L}{L}}}{\partial x^{\frac{L}{L}}} \ddot{x}^{\frac{L}{L}} - \frac{\partial \ddot{x}^{\frac{L}{L}}}{\partial x^{\frac{L}{L}}} \ddot{x}^{\frac{L}{L}} \right)$
 führt. Über die Reihe immer $\ddot{x}^{\frac{L}{L}} \ddot{x}^{\frac{L}{L}} =$
 $= \frac{\partial \ddot{x}^{\frac{L}{L}}}{\partial x^{\frac{L}{L}}} \ddot{x}^{\frac{L}{L}} \ddot{x}^{\frac{L}{L}}$ als Doppel-
 summe aufgefasst werden, was
 die Parameterdarstellung

$\left(\frac{\partial \ddot{x}^{\frac{L}{L}}}{\partial x^{\frac{L}{L}}} \ddot{x}^{\frac{L}{L}} + \{i\} \cdot \ddot{x}^{\frac{L}{L}} \right) \frac{\partial \ddot{x}^{\frac{L}{L}}}{\partial x^{\frac{L}{L}}} \ddot{x}^{\frac{L}{L}} = 0$
 der hierin immer $\ddot{x}^{\frac{L}{L}} \ddot{x}^{\frac{L}{L}} \neq 0$ be-
 steht, ist also für alle $\ddot{x}^{\frac{L}{L}}$, so kann die
 Beziehung mit $\frac{\partial \ddot{x}^{\frac{L}{L}}}{\partial x^{\frac{L}{L}}}$ multipliziert werden
 $\frac{\partial \ddot{x}^{\frac{L}{L}}}{\partial x^{\frac{L}{L}}} \ddot{x}^{\frac{L}{L}} + \{i\} \cdot \ddot{x}^{\frac{L}{L}} \ddot{x}^{\frac{L}{L}} =$
 $= \{i\} \cdot \ddot{x}^{\frac{L}{L}} \ddot{x}^{\frac{L}{L}}$ erfüllt ist und dies
 ist das Transformationsgesetz der
 $\{i\}$ von $\mathcal{C}$ nach $\mathcal{C}'$; d.h. wenn
 von dieser Koordinatentransformation
 die Funktionaldeterminante bekannt
 ist, kann man ihr auch dieses
 Transformationsgesetz angeben.
 Neben diesem Transformationsgesetz
 $\frac{\partial \ddot{x}^{\frac{L}{L}}}{\partial x^{\frac{L}{L}}} \ddot{x}^{\frac{L}{L}} + \{i\} \cdot \ddot{x}^{\frac{L}{L}} \ddot{x}^{\frac{L}{L}} =$
 $= \{i\} \cdot \ddot{x}^{\frac{L}{L}} \ddot{x}^{\frac{L}{L}}$
 Gleichung, so
 der $\{i\}$, müssen zur Definition von
 Korrelationsfeldoperatoren auch

10. Differentialquotient ist mathematisch
 als Grenzwert $\lim_{h \rightarrow 0} \frac{f(x+h) - f(x)}{h}$ definiert.
 Ableitungen $f'(x) = \lim_{h \rightarrow 0} \frac{f(x+h) - f(x)}{h}$ abge-
 leitet werden. In der Klammer stehen
 g_{jk}^{ik} die zu g_{jk}^{ik} inversen g_{jk}^{ik}
 haben, wenn auf jeden Fall $g_{jk}^{ik} \cdot g_{jk}^{ik} = 1$
 $= \frac{1}{g_{jk}^{ik}}$ sein, bei der Definition von
 g_{jk}^{ik} ist $g_{jk}^{ik} \cdot g_{jk}^{ik} = 1$ eine reelle
 Zahl, also $d g_{jk}^{ik} = g_{jk}^{ik} d g_{jk}^{ik} +$
 $+ g_{jk}^{ik} d g_{jk}^{ik} = 0$, ist $g_{jk}^{ik} d g_{jk}^{ik} =$
 $= -g_{jk}^{ik} d g_{jk}^{ik}$. Multiplikation mit
 g_{jk}^{ik} ergibt $g_{jk}^{ik} d g_{jk}^{ik} = 0$.
 Inverse $g_{jk}^{ik} \cdot g_{jk}^{ik} = g_{jk}^{ik} d g_{jk}^{ik} =$
 $= -g_{jk}^{ik} g_{jk}^{ik} d g_{jk}^{ik} = -g_{jk}^{ik} d g_{jk}^{ik}$
 wobei $g_{jk}^{ik} g_{jk}^{ik} d g_{jk}^{ik} = -g_{jk}^{ik} d g_{jk}^{ik}$
 was nach Umformung die totale
 Differential $d g_{jk}^{ik} = -g_{jk}^{ik} g_{jk}^{ik} d g_{jk}^{ik}$
 und $d g_{jk}^{ik} = -g_{jk}^{ik} g_{jk}^{ik} d g_{jk}^{ik}$
 Bildung von $d g_{jk}^{ik} / d x^m =$
 $\frac{d g_{jk}^{ik}}{d x^m} = \{ \kappa i e \}_+^{ik} + \{ i k e \}_+$
 und ausstelle der totale $d g_{jk}^{ik}$ Differential.
 Quotient der partiellen $d g_{jk}^{ik}$ werden.

11
 $\frac{d g_{jk}^{ik}}{d x^m} = -g_{jk}^{ik} g_{jk}^{ik} \frac{d g_{jk}^{ik}}{d x^m} =$
 $A \frac{d g_{jk}^{ik}}{d x^m} g_{jk}^{ik} \frac{d g_{jk}^{ik}}{d x^m} = g_{jk}^{ik}$
 $= -g_{jk}^{ik} g_{jk}^{ik} (\{ \kappa i m \}_+^{ik} + \{ j k m \}_+^{ik})$
 $= -g_{jk}^{ik} \{ i m \}_+^{ik} - g_{jk}^{ik} \{ k m \}_+^{ik}$ da anders
 als auch $\frac{d g_{jk}^{ik}}{d x^m} = \{ \kappa i e \}_+^{ik} + \{ i k e \}_+$
 $= g_{jk}^{ik} \{ m \}_+^{ik} + g_{jk}^{ik} \{ k e \}_+^{ik}$ ist, kann auch
 $\frac{d g_{jk}^{ik}}{d x^m} = - (g_{jk}^{ik} \{ i m \}_+^{ik} + g_{jk}^{ik} \{ j k \}_+^{ik})$ da
 bildet werden. Wegen der Eigenschaften
 ist g_{jk}^{ik} und g_{jk}^{ik} bildet $g_{jk}^{ik} g_{jk}^{ik}$ einen
 Skalar 1. Grades von g_{jk}^{ik} und liefert,
 nach einem Koordinatentransformation
 $\frac{d g_{jk}^{ik}}{d g_{jk}^{ik}} = g_{jk}^{ik} g_{jk}^{ik}$ der gleichen Skalar, so dass
 $\frac{d g_{jk}^{ik}}{d g_{jk}^{ik}} = g_{jk}^{ik} g_{jk}^{ik}$ gesetzt werden kann.
 Woraus folgt nach Multiplikation
 Relation mit $\frac{1}{2} g_{jk}^{ik} d g_{jk}^{ik} = -\frac{1}{2} g_{jk}^{ik} d g_{jk}^{ik}$
 $\frac{d g_{jk}^{ik}}{d g_{jk}^{ik}} = \frac{1}{2} g_{jk}^{ik} d g_{jk}^{ik} = -\frac{1}{2} g_{jk}^{ik} d g_{jk}^{ik}$ wenn
 $\frac{d g_{jk}^{ik}}{d x^m} = -\frac{1}{2} g_{jk}^{ik} \frac{d g_{jk}^{ik}}{d x^m}$ wenn
 $\omega_+ = \frac{1}{2} g_{jk}^{ik} d g_{jk}^{ik}$ erfragt wird. Produkt
 mit $\frac{d g_{jk}^{ik}}{d x^m} = - (g_{jk}^{ik} \{ i m \}_+^{ik} + g_{jk}^{ik} \{ j k \}_+^{ik})$

14 während x_4 noch unbestimmt ist. Da die Koordinaten nicht ex-
plicit sind und auf jeden Fall
 $x_4 \sim t$ sein muß, kann das
Faktor $\epsilon = \text{const.}$ in $x_4 = \epsilon \cdot t$
nur die Dimensionsfrage eines
Geschwindigkeits haben, denn
die x_i haben die Dimensionen
einer Länge. Wollte man
die Zeitkoordinaten $t_{\pm 4} = \omega t$
und $\eta_{-4} = \epsilon t$ ganz verschieben
qualifiziert sind, liegt es nahe
 ϵ in allgemeinerer Form, genau
 $\epsilon = v + ix$ komplexe auszu-
wählen, so daß ϵ für $v = 0$
imaginär, aber für $x = 0$ reell
wird. Wenn $\overline{\epsilon \eta}^+ = \overline{\epsilon}$ ist,
dann muß auch $\overline{\epsilon \eta}^+ x = \overline{\epsilon}$
sein und dies führt zur Forderung
 $\overline{\epsilon \eta}^+ = \overline{\epsilon}$ und $\overline{\epsilon \eta}^+ = \overline{\epsilon}$.
Die erste Gleichung beschreibt

[illegible]

$$x_4 = (v + i \kappa) \cdot t \text{ aus der}$$

$$\begin{aligned} \text{Potenzbestimmung } \dot{P} - i \dot{Q} &= \\ &= (v + i \kappa) (\text{rot } \vec{P} - i \text{rot } \vec{Q}) = \\ &= v \text{rot } \vec{P} + \kappa \text{rot } \vec{Q} + i (\kappa \text{rot } \vec{P} - \\ &- v \text{rot } \vec{Q}) \text{ also } \dot{P} = v \text{rot } \vec{P} + \\ &+ \kappa \text{rot } \vec{Q} \text{ und } \dot{Q} = v \text{rot } \vec{Q} - \kappa \text{rot } \vec{P}. \end{aligned}$$

~~Man kann zeigen~~ $\kappa = 0$, so folgt
 $\dot{P} = v \text{rot } \vec{P}$ und $\dot{Q} = v \text{rot } \vec{Q}$
 und $\text{div } \vec{P} = 0$ und $\text{div } \vec{Q} = 0$.
 Setzt man in der ersten $P = 0$ aber $\kappa \neq 0$
 so folgt ein analoges System, nämlich
 $\kappa \text{rot } \vec{Q} = \dot{P}$ und $\kappa \text{rot } \vec{P} = -\dot{Q}$
 und also $\vec{P} = 0$ und $\text{div } \vec{Q} = 0$.

Jeder elektromagnetischen Wirkung
 $\vec{Q}_+$ muß man eine Gegenwirkung
 äquivalent eine Tragkraft $\vec{Q}_-$ überlegen,
 elektrisch, so daß jede elektrische
 magnetischen Wert $\vec{Q}_+$ ein Feld
 $\vec{P}$ hervorruft, so daß die Reaktionen
 $\vec{P} \times \vec{Q}_+$, also $\vec{P}$ und $\vec{Q}_+$ wirkt $\vec{P}$ im $\vec{Q}_+$

die beiden reellen Größen $\vec{P}$ und $\vec{Q}$

sind elektromagnetisch - o. verwandte
 Wirkungen, welche im $\vec{P}_4$ fortzuschleichen,
 d. h. für beide Größen muß im $\vec{P}_4$
 das reelle Ausbreitungsgesetz
 $\text{div}_4 \text{grad}_4 (\vec{P}, \vec{Q}) = 0$ gelten,
 was wegen der Realität und

$$\begin{aligned} x_4 &= y \cdot t \text{ gut beliebig wählend,} \\ - \vec{Q} \cdot \vec{Q}^* \text{ div grad } (\vec{P}, \vec{Q}) &= \frac{\partial^4}{\partial x^4} (\vec{P}, \vec{Q}) \\ \text{folgt, die Summen auch für Form.} \\ \text{und Differenz} - \vec{Q} \cdot \vec{Q}^* \text{ div grad } (\vec{P} + \vec{Q}) &= \\ &= \frac{\partial^4}{\partial x^4} (\vec{P} + \vec{Q}) \text{ selbst wähl. d. h.} \end{aligned}$$

Gleichungen für $\vec{P}$ und $\vec{Q}$ können
 getrennt differenziert und die ersten
 partiellen Zeitableitungen mit
 diesen Summen identifiziert werden.
 Dies liefert $\ddot{P} = v \text{rot } \dot{P} + \kappa \text{rot } \dot{Q} =$
 $= v \text{rot } (v \text{rot } \vec{P} + \kappa \text{rot } \vec{Q}) +$
 $+ \kappa \text{rot } (v \text{rot } \vec{Q} - \kappa \text{rot } \vec{P}) =$
 $= v^2 \text{rot rot } \vec{P} + v \kappa \text{rot rot } \vec{Q} +$
 $+ v \kappa \text{rot rot } \vec{Q} - \kappa^2 \text{rot rot } \vec{P} =$

$$\begin{aligned}
 &= (x^2 - \cancel{x^2}) \text{div grad } \bar{P} - \\
 &+ -2x^2 \text{div grad } \bar{Q} \quad \text{und} \\
 &= x^2 \text{rot } \bar{Q} - x^2 \text{rot } \bar{P} = \\
 &= x^2 \text{rot } (x \text{rot } \bar{Q} - x \text{rot } \bar{P}) - \\
 &- x^2 \text{rot } (x \text{rot } \bar{P} + x \text{rot } \bar{Q}) = \\
 &= x^2 \text{rot } \text{rot } \bar{Q} - x^2 \text{rot } \text{rot } \bar{P} - \\
 &- x^2 \text{rot } \text{rot } \bar{P} - x^2 \text{rot } \text{rot } \bar{Q} = \\
 &= (x^2 - \cancel{x^2}) \text{div grad } \bar{Q} + \\
 &+ 2x^2 \text{div grad } \bar{P} \quad \text{wenn} \\
 &\text{rot rot} = \text{grad div} - \text{div grad und} \\
 &\text{also } \bar{P} = \text{div } \bar{Q} = 0 \text{ verwenden} \\
 &\text{das wird, Addition ist statisch} \\
 &\text{für liefert } \ddot{P} \pm \ddot{Q} = (\\
 &= (x^2 - x^2) \text{div grad } (\bar{P} \pm \bar{Q}) \pm \\
 &\pm 2x^2 \text{div grad } (\bar{P} \mp \bar{Q}), \text{ was} \\
 &\text{wird } \ddot{P} \pm \ddot{Q} = -\mathcal{C} \mathcal{C}^* \text{div grad } (\bar{P} \pm \bar{Q}) \\
 &\text{ergibt dann } \pm 2x^2 \text{div grad } (\bar{P} \mp \bar{Q}) = \\
 &- (\mathcal{C} \mathcal{C}^* + x^2) \text{div grad } (\bar{P} \pm \bar{Q}) = \\
 &- 2x^2 \text{div grad } (\bar{P} \pm \bar{Q}) \text{ stat} \\
 &x \text{div grad } (\bar{P} \pm \bar{Q}) = \mp x \text{div grad } (\bar{P} \mp \bar{Q})
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &\text{denn wegen } \mathcal{C} = x + ix \text{ ist } \mathcal{C} \mathcal{C}^* = \\
 &= x^2 + x^2. \text{ Mit } \bar{P} \times \bar{Q}^\pm = \bar{P} \times \bar{H} \bar{T}_{\mu_0} \pm \\
 &\pm \bar{P} \times \bar{E} \sqrt{\varepsilon_0} \text{ wird } \bar{P} + \bar{Q} = \\
 &= 2\bar{P} \times \bar{H} \sqrt{\mu_0} \text{ und } \bar{P} - \bar{Q} = \\
 &= 2\bar{P} \times \bar{E} \sqrt{\varepsilon_0}. \text{ Sacco's Wert:} \\
 &2x \bar{T}_{\mu_0} \text{div grad } \bar{P} \times \bar{H} = \\
 &= -2x \bar{T}_{\varepsilon_0} \text{div grad } \bar{P} \times \bar{E} \text{ und} \\
 &2x \bar{T}_{\varepsilon_0} \text{div grad } \bar{P} \times \bar{E} = \\
 &= 2x \bar{T}_{\mu_0} \text{div grad } \bar{P} \times \bar{H} \text{ und} \\
 &\text{Multiplikation beider Gleichungen} \\
 &\text{ergibt} \\
 &4x^2 \bar{T}_{\varepsilon_0} \mu_0 \text{div grad } \bar{P} \times \bar{H} \text{div grad } \bar{P} \times \bar{E} \\
 &= -4x^2 \bar{T}_{\varepsilon_0} \mu_0 \text{div grad } \bar{P} \times \bar{H} \text{div grad } \bar{P} \times \bar{E} \\
 &\text{und dies liefert nach Kürzung } x^2 + x^2 = 0 \\
 &\text{oder } x = \pm ix. \text{ Wenn wir} \\
 &\text{in } \mathcal{C} = x + ix \text{ einsetzen, der} \\
 &\text{resultierende Term } \mathcal{C} = 0 \text{ ergeben,} \\
 &\text{wobei } x^2 \text{ überhaupt nicht be-} \\
 &\text{trachtet wäre. Hier bleibt} \\
 &\text{Nur noch } x = ix, \text{ wofür} \\
 &\mathcal{C} = 2ix \text{ kein imaginärer ist.}
 \end{aligned}$$

10 Als aus $\frac{d\bar{P}}{dx} = 0$ folgt, und
 Respektieren, ist $\bar{P} = \frac{\partial \bar{P}}{\partial x}$ und
 die $\bar{P} = 0$ ergeben sich
 $\bar{P} = \bar{P} - i \bar{Q}$ und $x_4 = 0$ ist =
 = $2 \cdot i \cdot x$ das System $2x \cdot \text{rot } \bar{P} =$
 = $- \bar{Q}$, $2x \cdot \text{rot } \bar{Q} = \bar{P}$,
 also $\bar{Q} = \text{div } \bar{P} = 0$, $\text{rot } \bar{P} =$
 volle Korrespondenz und
 Substitutions der ersten Zeit =
 ableitungen ergibt Werte für
 $\bar{P}$ und $\bar{Q}$ die Wellengleichungen
 also $\text{grad}(\bar{P}, \bar{Q}) = \frac{1}{4x^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} (\bar{P}, \bar{Q})$
 d. h. in $\bar{K}_4$ schreiben die dass =
 transmissiv-gradmaximalen Feld =
 wirbelungen $\bar{P}$ und $\bar{Q}$ mit der
 Geschwindigkeit $2x \cdot \text{rot}$. Für
 $\bar{K}_{+4}$ ist, wenn $\bar{A}_+$ das Geschw.
 Wellenintervall $0 \leq \beta_+ \infty$
 unbedeutend, wenn in $\bar{K}_{-4}$
 nach $\bar{A}_-$ die Bestimmung $0 \leq \beta_- < 1$
 vorliegt. Die Bedingungen

$\bar{P} = \bar{P} \times \bar{Q}_+$ bzw. $\bar{Q} = \bar{P} \times \bar{Q}_-$
 bestehen aus einem spannungs-
 Anteil bei $\bar{K}_{+4}$ und einem elektro-
 magnetischen Anteil in $\bar{K}_{-4}$,
 d. h. die $\bar{P} \times \bar{Q}_+$ sind in $\bar{K}_4$ so
 für sich und müssen daher gegen
 $\bar{B} = \bar{A}_+$ invariant sein.
 Nach $\bar{B}$ ist aber auch in $\bar{K}_4$
 das Geschwindigkeitsintervall
 wie in $\bar{K}_{-4}$ beschränkt, d. h. wenn
 $\bar{Q}_+$ in $\bar{K}_{-4}$ mit $i\beta_- = 1$ fort-
 schreitet, so kann $\bar{P} \times \bar{Q}_+$ eine
 $\bar{K}_4$ mit kleineren Geschw. =
 Fortschritt als $\frac{2x}{c} = 1$ also
 $2x = c < c$ des $\bar{K}_{+4}$ fortsetzen
 können. Mit $2x = c$ ist also
 $\bar{Q} = i\bar{c}$, so dass in $\bar{K}_4$ die Zeit
 Koordinaten
 $x_4 = i\bar{c}t$
 in der gleichen Weise ~~bestimmt~~ wie in $\bar{K}_{-4}$

Gleichungen 73

16.2.59 in Vorbereitung mit B und dem Reaktionspartner
 wobei die Bedeutung von x_4 gegen
 x_4 der $\mathbb{R}_4$ eindeutig ist, wenn
 besteht die Möglichkeit, die Daten
 der $\mathbb{R}_4$ zusammenfassend korrelieren.
 Prozesse zwischen den $\mathbb{R}_{\pm 4}$ im
 statischen Fall sind Folge eines
 Korrespondenz mit einem anderen
 der operativen - makroskopischen
 System und im dynamischen Fall
 also beide vorhanden sein soll-
 chen Korrespondenz in Form einer
 Wechselwirkung, zu statischen
 zunächst werden die Korrelationen
 im statischen Fall beschreiben.
 Eine solche Analyse des statischen
 schon falls läuft auf eine Es-
 wertung der Pl ~~zu~~, also auf
 eine Synthese der Verteilungser-
 zeugoperators der $\mathbb{R}_{\pm 4}$ zu einem

Operator im nichtrelativistischen
 Limit. Zunächst ist das $\frac{2\pi}{\hbar} = 0$
 nach Pl zu $\frac{2\pi}{\hbar} \frac{2\pi}{\hbar} = 0$ zu
 zeigen. Die Operatorzyklen
 sind für $\frac{2\pi}{\hbar} = 0$ zu $\frac{2\pi}{\hbar}$ ein-
 fache Ausdruck $\frac{2\pi}{\hbar} = 0$
 finden, doch ist hier $\frac{2\pi}{\hbar} = 0$
 $= \lim_{\hbar \rightarrow 0} \text{sp } T^{(0,0)} \text{ mit } \frac{2\pi}{\hbar} = \text{const}$
 im Fall operativer Quanten
 liegen diese operativen Koordinaten
 den in $\mathbb{R}_4$ vor, so daß alle zur
 korrelierten Operatorklasse $\frac{2\pi}{\hbar}$
~~statistischer~~ $\frac{2\pi}{\hbar}$ Quanten operativen Oper-
 atoren zu $T^{(0,0)} = \lim_{\hbar \rightarrow 0} T^{(0,0)}$ mit
 $1 \leq \varepsilon, x \leq 0$ werden, was sicher
 gültig ist, so ergibt sich die
 Verteilungserzeugung $\frac{2\pi}{\hbar}$ der $\mathbb{R}_{\pm 4}$
 zu $\text{sp } T^{(0,0)}, \frac{2\pi}{\hbar} = 0$. Wegen der
 Formähnlichkeit der Verteilungen im
 $\mathbb{R}_4$ der Parameter operativen

26 in $\mathbb{R}_4$ und $\text{sp}^2 \mathbb{R} = \mathbb{R}$ Rasse
 auch $\mathbb{T} = \text{sp}^2 \mathbb{T}$ diese Verknüpfung
 auch in der Form $\mathbb{T} \sim \text{sp}^2 (\mathbb{T} - \frac{1}{2} \text{sp}^2 \mathbb{T})$
 $= -\mathbb{R}$ also ${}^2 \mathbb{T} = \mathbb{R} (\mathbb{T} - \frac{1}{2} \text{sp}^2 \mathbb{T})$
 gebracht werden, wenn $\mathbb{R} = \text{const}$
 der Proportionalitätsfaktor ist.

In dieser Zusammenfassung
 sind die Komponenten von ${}^2 \mathbb{R}$ die
 Komponenten der Spindikomponente
 $\mathbb{R}_{\text{ke}} = \mathbb{R}_{\text{ke}, m}$ von ${}^2 \mathbb{R}$. Dabei =
 heißt bei ${}^2 \mathbb{R}$ der Tensor, der nach
 28 aus den Beobachtungen
 $\mathbb{R}_{\text{ke}, m} = \frac{\partial}{\partial x} \{ \mathbb{R}_{\text{ke}, m} \} - \frac{\partial}{\partial x_m} \{ \mathbb{R}_{\text{ke}} \} +$
 $+ \{ \mathbb{R}_{\text{ke}} \} \{ \mathbb{R}_{\text{ke}, m} \} - \{ \mathbb{R}_{\text{ke}, m} \} \{ \mathbb{R}_{\text{ke}} \}$

besteht. Hier ist eine Darstellung =
 eine der Theorie ist $\mathbb{T} = \text{operator} =$
 ein unendlich wählbares $\frac{\partial}{\partial x} \{ \mathbb{R}_{\text{ke}, m} \} -$
 $- \{ \mathbb{R}_{\text{ke}, m} \} \{ \mathbb{R}_{\text{ke}} \} = \mathbb{T}_{(-1,0)}^{\text{ke}} \{ \mathbb{R}_{\text{ke}, m} \}$ und
 $- \frac{\partial}{\partial x_m} \{ \mathbb{R}_{\text{ke}} \} + \{ \mathbb{R}_{\text{ke}} \} \{ \mathbb{R}_{\text{ke}, m} \} = - \mathbb{T}_{(-1,0)}^{\text{ke}} \{ \mathbb{R}_{\text{ke}} \}$
 also $\mathbb{R}_{\text{ke}, m} = \mathbb{T}_{(-1,0)}^{\text{ke}} \{ \mathbb{R}_{\text{ke}, m} \} - \mathbb{T}_{(-1,0)}^{\text{ke}} \{ \mathbb{R}_{\text{ke}} \}$.

Ein Bedeutungskonzept, dass ausdrückt
 dass eine Komponente aus der
 $= \text{operator } S(\underline{l}, m)$ auch der Eigenwert
 $S(\underline{l}, m)$; $A_l = A_m$ Komponente
 werden, nach dessen Vorschrift der in
 Operator in der Theorie
 den anderen erzeugt wird. Dann
 ist $\{ \mathbb{R}_{\text{ke}, m} \} = S(\underline{l}, m)$; $\{ \mathbb{R}_{\text{ke}} \}$ und dann
 $\mathbb{T}_{(-1,0)}^{\text{ke}} \{ \mathbb{R}_{\text{ke}, m} \} = \mathbb{T}_{(-1,0)}^{\text{ke}} \{ S(\underline{l}, m) \}$; $\{ \mathbb{R}_{\text{ke}} \}$
 was zu der Bedeutung

$$\mathbb{R}_{\text{ke}, m} = \mathbb{T}_{(-1,0)}^{\text{ke}} \{ S(\underline{l}, m) \} - \mathbb{T}_{(-1,0)}^{\text{ke}} \{ \mathbb{R}_{\text{ke}} \}$$

ist $\mathbb{R}_{\text{ke}, m} = \mathbb{R}_{\text{ke}, m}$ und dem Operator
 die $\mathbb{R}_{\text{ke}, m}$ können dabei als Komponenten

eines der Tensorad operator
 Operator $\mathbb{R} = \frac{\partial}{\partial x} \{ \mathbb{R}_{\text{ke}, m} \}$ im Vektorfeld

werden. Auch besteht die

Reihe der $4^3 = 64$ korresponden-

- der des Feldkomponenten $\{ \mathbb{R}_{\text{ke}} \}$

formal zu einer Feldgröße
 $\{ \mathbb{R}_{\text{ke}} \} = \{ \mathbb{R}_{\text{ke}, m} \}$ zusammen zu fassen,

28 welche das ~~bestmögliche~~ ^{minimale} Geschwindigkeit.
 Aber sie ~~abgelesen~~ ^{abgelesen} hat das ~~Verfahren~~ ^{Verfahren}
 hat also = auch Tensorcharaktere,
 für jeden reguläre Affinitäten
 mit ~~invarianten~~ ^{invarianten} der ~~affinogenen~~ ^{affinogenen}
 Transformationsmatrix wird
 $\{ \}$ ein Tensorfeld 3. Grades.
 Mit $\mathcal{C}$ und $\{ \}$ können die $R_{i, km}^j =$
 $\mathcal{C}_m; \{ k, l \}$ ~~genau~~ ^{genau} Tensorcharaktere
 ${}^4 R = \mathcal{C}; \{ \}$ ~~zusammengefasst~~ ^{zusammengefasst}
 werden; hierfür ~~erhöht~~ ^{erhöht} es ~~genügend~~ ^{genügend}
 Verfahren der Spitzbildung, ~~was~~ ^{was}
 $\mathcal{C}; \{ \}$ und $\mathcal{C}; \{ \}$ für ~~den~~ ^{den}
 Kompositionen der ~~Tensor~~ ^{Tensor}
 Stellen $\mathcal{C}_m; \{ k, l \} = R_{k, l}$ und
 $\mathcal{C}_m; \{ k, l \} = A_{l, m}$ ~~mit~~ ^{mit} $\mathcal{A} = -\mathcal{A}^*$
 nach $\mathcal{C}^{\text{VII}}_{4, 4}$ gelten. Für die ~~ersten~~ ^{ersten}
 von R hat ~~genau~~ ^{genau} $\mathcal{A} = -\mathcal{A}^*$
 ${}^2 R = \mathcal{A}; \{ \}$ und ${}^2 A = \mathcal{C}; \{ \}$
~~aber~~ ^{aber} ${}^2 B = \mathcal{C}; \{ \}$
 und diese Darstellung der ~~unveränderten~~ ^{unveränderten}
 Stoffe ~~lässt~~ ^{lässt} ~~zusammengefasst~~ ^{zusammengefasst}

29
 ${}^4 R = \mathcal{C}; \{ \}$, ${}^2 R = \mathcal{A}; \{ \}$,
 ${}^2 A = \mathcal{C}; \{ \}$, $\mathcal{C} = \frac{m}{m-1} \mathcal{C}_m$,
 $\mathcal{C}_m = \frac{1}{(-1)^m} \cdot \mathcal{C}(\mathcal{L}, m) - \frac{1}{(-1)^m}$,
 $\mathcal{C}(\mathcal{L}, m) \cdot A_{\mathcal{L}} = A_m, \mathcal{A}^* =$
 $\mathcal{B} + \mathcal{C}(\mathcal{L}, m)$, ${}^2 B = \mathcal{C}; \{ \}$
~~gleichung~~ ^{gleichung}

Mit diesen Beziehungen wird es also
 möglich, in der Erweiterung ${}^2 R =$
 $= \mathcal{C}(\frac{1}{2} \mathcal{L} - \frac{1}{2} \mathcal{C} \mathcal{L})$ und $\mathcal{L} = \mathcal{C}^* \mathcal{L}$
 des ~~Erweiterungs~~ ^{Erweiterungs} ~~statistischen~~ ^{statistischen} ~~Falles~~ ^{Falles}
 der ~~Korrelationen~~ ^{Korrelationen}, die ~~linke~~ ^{linke} ~~Seite~~ ^{Seite}
 durch ~~den~~ ^{den} ~~Tensor~~ ^{Tensor} ~~ausgedrückt~~ ^{ausgedrückt} ~~ist~~ ^{ist}
 einwertigen Operator, ~~genau~~ ^{genau}
 $\mathcal{A}; \{ \} = \mathcal{C}(\frac{1}{2} \mathcal{L} - \frac{1}{2} \mathcal{C} \mathcal{L})$
~~ausgedrückt~~ ^{ausgedrückt}, ~~der~~ ^{der} ~~reduziert~~ ^{reduziert} ~~aber~~ ^{aber}
~~weder~~ ^{weder} ~~von~~ ^{von} $\{ k, l \}$ ~~abhängt~~ ^{abhängt}.
 Für ~~weiteren~~ ^{weiteren} ~~Analysis~~ ^{Analysis}
 dieses Gesetzes wird es ~~notwendig~~ ^{notwendig}
~~sein~~ ^{sein}, ~~weitere~~ ^{weitere} ~~Erweiterungen~~ ^{Erweiterungen} ~~zu~~ ^{zu} ~~geben~~ ^{geben}
~~zu~~ ^{zu} ~~geben~~ ^{geben} ~~zu~~ ^{zu} ~~geben~~ ^{geben}
~~zu~~ ^{zu} ~~geben~~ ^{geben} ~~zu~~ ^{zu} ~~geben~~ ^{geben}

$$\begin{aligned}
 3.2 \quad 2 \operatorname{Sp}^2 T_+ &= \sum_{i,j} \left[\frac{1}{2} (q_+ q_-)_{ij} + \frac{1}{2} (q_- q_+)_{ij} \right] \\
 &= q_+^2 + q_-^2 + 2 \bar{p} \bar{q} - 3 q_+^2 - 6 \bar{p} \bar{q} - \\
 &\quad - 3 p^2 + q_-^2 + 2 i \bar{p} \bar{q} - p^2 = \\
 &= 2 (q_-^2 - q_+^2) - 4 p^2 - 4 (\bar{p} \bar{q} - \\
 &\quad - i \bar{p} \bar{q}) = 2 q_+^2 - 3 q_-^2 \bar{p} + \frac{9}{8} \bar{p}^2 \\
 &= 2 (q_-^2 - q_+^2) - 4 \bar{p} (\bar{p} + \bar{q}^x)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \operatorname{Sp}^2 (a, b)_{ik} &= a_i b_k + a_k b_i, \text{ also} \\
 (a, b)_{ii} &= 2 a_i b_i \text{ mit } i=1 \\
 &= 2 a_i b_i
 \end{aligned}$$

Für T gilt moreover
 $T = q_+^2 - \frac{3}{2} \bar{q}^x \bar{p} + \frac{9}{16} \bar{p}^2$ aber
 für die Krümmungen des Aukels

$\frac{1}{2} \bar{q} T$ sollte folge $\frac{1}{2} q_+ T =$
 $= \frac{1}{2} q_{ik} (q_+^2 - \frac{3}{2} \bar{q}^x \bar{p}) + \frac{9}{16} \bar{p}^2 (\bar{p} + \bar{q}^x)$
 und diese Ausdrücke sind es auch
 die Krümmungen von $W = \frac{1}{2} T - \frac{1}{2} \bar{q} T$
 sind Krümmungen von W sind
 mit W identisch sind 24 und 24
 und in allen W die Krümmungen
 sind, paarweise Krümmungen
 $1 \leq i \neq k \leq 3$ sind
 $W_{ik} = \frac{1}{4} (q_+ q_-)_{ik} + \frac{1}{4} (q_- q_+)_{ik} + \frac{1}{2} (p, q)_{ik}$

$$\begin{aligned}
 &+ T_{ik} + \frac{1}{2} q_{ik} (q_-^2 - q_+^2) - g_{ik} p^2 - g_{ik} \bar{p} \bar{q}^x \\
 &= \left[\frac{1}{4} (q_+ q_-)_{ik} + \frac{1}{4} (q_- q_+)_{ik} + \frac{1}{2} g_{ik} (q_-^2 - q_+^2) \right] \\
 &+ \left[T_{ik} + \frac{1}{2} (p, q)_{ik} - g_{ik} \bar{p} \bar{q}^x \right] - g_{ik} p^2 \\
 &\text{für die paarweisen Krümmungen sind} \\
 &\text{dagegen } W_{ii} = \frac{1}{2} q_+^2 + \frac{1}{2} q_-^2 + p^2 q_-^2 - \\
 &\quad - q_+ \bar{q} \bar{p} - \frac{1}{2} p^2 + T_{ii} + \frac{1}{2} g_{ii} (q_-^2 - q_+^2) - \\
 &\quad - g_{ii} \bar{p} \bar{q}^x - g_{ii} p^2 = \left[\frac{1}{2} q_+^2 + \frac{1}{2} q_-^2 - \right. \\
 &\quad \left. - \frac{1}{2} q_+^2 + \frac{1}{2} g_{ii} (q_-^2 - q_+^2) \right] + \left[\bar{p} q_- - \right. \\
 &\quad \left. - \bar{p} \bar{q}^x - g_{ii} \bar{p} \bar{q}^x \right] - p^2 (q_+ + \frac{1}{2}). \text{ Für}
 \end{aligned}$$

die paarweisen Krümmungen und paar-
 weise Aukels folge

$$\begin{aligned}
 W_{kk} &= \frac{1}{2} (\bar{q}^x \bar{p})_k - \frac{1}{2} (\bar{q}^x \bar{q}_-)_{kk} - \frac{1}{2} (q_+ \bar{p} \bar{q}^x)_k \\
 &\quad + \frac{1}{2} q_{kk} (q_-^2 - q_+^2) - g_{kk} \bar{p} \bar{q}^x - g_{kk} p^2 = \\
 &\quad - \frac{1}{2} \left[g_{kk} (q_-^2 - q_+^2) - i (q_+ \bar{q}^x)_k \right] + \\
 &\quad + \left[\frac{1}{2} (\bar{q}^x \bar{p})_k - \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{q}^x)_k - g_{kk} \bar{p} \bar{q}^x \right] - \\
 &\quad - g_{kk} p^2 \text{ oder } W_{kk} = \frac{1}{2} \left[g_{kk} (q_-^2 - q_+^2) - \right. \\
 &\quad \left. - i (q_+ \bar{q}^x)_k \right] + \left[\frac{1}{2} (\bar{q}^x \bar{p})_k + \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{q}^x)_k - \right. \\
 &\quad \left. - g_{kk} \bar{p} \bar{q}^x \right] - g_{kk} p^2 \text{ und selbste} \\
 &\text{des für die paarwe Krümmungen} \\
 W_{44} &= \frac{1}{2} (q_-^2 + i p^2) + \frac{1}{2} g_{44} (q_-^2 - q_+^2) - \\
 &\quad - g_{44} \bar{p} \bar{q}^x - g_{44} p^2 =
 \end{aligned}$$

$34 = \frac{1}{2} [q_-^2 + g_{44} (q_-^2 - q_+^2)] + [i \bar{q} \cdot \bar{p} - g_{44} \bar{p} \cdot \bar{q}^*] - p^2 (g_{44} + \frac{1}{2})$
 Das dieser Komponenten Darstellung von $\frac{1}{2} \bar{T} = \frac{1}{2} \bar{q} \cdot \bar{T}$ geht hervor, dass alle W_{ik} für $1 \leq i, k \leq 4$ in jeweils einer, in ihrer letzten Zeile, zweifach eingezeichnete $G_{(m)ik}$ zerfallen, wobei $m = 1$ einen rein elektrischen magnetischen und $m = 4$ einen gravitativen Anteil darstellen, während $m = 2$ eine gravitativ-elektrische und $m = 3$ eine gravitativ-magnetische Wechselwirkung in der jeweiligen Komponente W_{ik} darstellen. Mithin wird die Formung $\frac{1}{2} \bar{T} = \frac{1}{2} \bar{q} \cdot \bar{T} = \sum_{m=1}^4 G_{(m)ik} / 4$ als phys. Zusammenhang hergestellt oder also $\frac{1}{2} \bar{T} = \frac{1}{2} \bar{q} \cdot \bar{T} = \sum_{m=1}^4 G_{(m)ik} / 4$
 $m=1 = (\bar{E} \cdot \bar{H})$, $m=2 = (\bar{p} \cdot \bar{E})$, $m=3 = (\bar{p} \cdot \bar{H})$,
 $m=4 = \bar{p} \cdot \bar{p}$
 Gleichung 39a

und aus der obigen Besondere, dass W_{ik} folgen die $G_{(m)ik}$ in der Form
~~$G_{(1)ik} = \frac{1}{2} (q_+ q_-)_{ik} + \frac{1}{2} (q_- q_+)_{ik} + g_{ik} (q_-^2 - q_+^2)$
 $G_{(2)ik} + G_{(3)ik} = T_{ik} + \frac{1}{2} (p \cdot q)_{ik} - g_{ik} \bar{p} \cdot \bar{q}$
 $G_{(4)ik} = -g_{ik} p^2$
 $G_{(1)ii} = \frac{1}{2} (q_+^2 + q_-^2 - q_+^2 + g_{ii} (q_-^2 - q_+^2))$
 $G_{(2)ii} + G_{(3)ii} = p_i q_i - \bar{p} \cdot \bar{q} - g_{ii} \bar{p} \cdot \bar{q}$
 $G_{(4)ii} = -p^2 (g_{ii} + \frac{1}{2})$
 $1 \leq i, k \leq 3$
 $G_{(1)kk} = \frac{1}{2} (g_{kk} (q_-^2 - q_+^2) - i (\bar{q} \cdot \bar{q})_k)$
 $G_{(2)kk} + G_{(3)kk} = \frac{1}{2} (\bar{q} \cdot \bar{p})_k - \frac{1}{2} (\bar{p} \cdot \bar{q})_k - g_{kk} \bar{p} \cdot \bar{q}$
 $G_{(4)kk} = -g_{kk} p^2$
 $G_{(1)kk} = \frac{1}{2} (g_{kk} (q_-^2 - q_+^2) - i (\bar{q} \cdot \bar{q})_k)$
 $G_{(2)kk} + G_{(3)kk} = \frac{1}{2} (\bar{q} \cdot \bar{p})_k + \frac{1}{2} (\bar{p} \cdot \bar{q})_k - g_{kk} \bar{p} \cdot \bar{q}$
 $G_{(4)kk} = -g_{kk} p^2$
 $G_{(1)44} = \frac{1}{2} (q_-^2 + g_{44} (q_-^2 - q_+^2))$
 $G_{(2)44} + G_{(3)44} = i \bar{q} \cdot \bar{p} - g_{44} \bar{p} \cdot \bar{q}$
 $G_{(4)44} = -p^2 (g_{44} + \frac{1}{2})$~~
 Zusammenfassung, Band III S. 159 Gleichung 39a
 Herleitung A_(m) · B_(m) von B_(m)

n aus der Summe $A_i \cdot B_i^2$ so kann
 immer zerlegt werden, die Kanten-
 prozesse von $\{i\}$ also die $\{i, e\}$ so
 zu bestimmen, daß die $G_{(m), i, e}$
 durch die direkten Proportionalitäts-
 kanten $G_{(m), i, e} = \lambda_{(m), \{i, e\}}$ aus-
 gedrückt werden können, denn
 die $G_{(m), i, e}$ sind elektronische =
 physikalisch - elektrische Feldgrößen,
 welche wesentlich von den elektro-
 statischen $q_{i, e}$ bestimmt
 werden. Diese Darstellungsweise
 der $G_{(m), i, e}$ ist insbesondere vor-
 zuziehen gegenüber, daß man
 die Approximation von $G_{i, e}$ a-
 uch als positives Eigenwertproblem
 nach dem Eigenwert $\lambda_{(m), \{i, e\}}$ auf-
 stellt nach $\ddot{x} = -\lambda_{(m), \{i, e\}} x$ und
 dieses mit $\ddot{q}$ interpretierte
 nachfolgend $\ddot{x}$ maßgebend, physikalisch

darstellende und die Form der Matrix
 positiv bestimmende Feldgröße ist.
 Die Darstellung $x_{(m), i, e} = \lambda_{(m), \{i, e\}}$ er-
 scheint auch physikalisch vertretbar,
 weil, wegen der direkten Proportionalität
 zwischen $\lambda_{(m), \{i, e\}}$ und $x_{(m), i, e}$
 = $\lambda_{(m), \{i, e\}}$, auch für jeden der
 physikalischen $\lambda_{(m), \{i, e\}}$ gilt
 = $\lambda_{(m), \{i, e\}}$ gelten muß und die
 ist für den jeweiligen Wert m der
 komponente K, L ein Eigenwert
 problem des operators $\lambda_{(m)}$ und der
 physikalischen Eigenwerte $\lambda_{(m)}$ und der
 physikalischen Eigenwerte des operators
 sind, wegen der Eigenschaft
 der komponentenphysikalischen Eigenwerte
 physikalisch gleich. Folglich
 diese Eigenwerte ein physikalisches
 Punktspektrum, so mußten auch

38. Cf. 39 b. auch die stationäre -
 messbare und separierbare Feld -
 größen ebenfalls quadratisch
 erscheinen und durch die Besa-
 selzeigene Werte ausdrückbar sein.
 Die notwendige und hinreichende
 Bedingung hierfür ist aber die
 Existenz eines abstrakten Funk-
 tionenraumes der Eigenfunktionen
 und zwar $\mathcal{R}_4$ als Trägertraum,
 mit der Kommutativität des Operators,
 der sich als Zustandsoperator des
 Mesofeldes ausdrücken muß. Ist $d\mathcal{R}$
 ein Element des $\mathcal{R}_4$, welches nach
 der Volumentheorie durch

$$d\mathcal{R} = \sqrt{|g|} \cdot \frac{H}{K=1} dx^{\frac{K}{K=1}}$$
 dargestellt
 stellt werden kann, so muß
 wenn die $\{x^i\}$ als Eigenfunktionen,
 Funktionenraum aufspannen
 sollen, stets $\{x^i\} \in \mathcal{R}_4$ $\sqrt{|g|} \cdot \frac{H}{K=1}$
 konvergieren, damit die Normierung

$$A \int_{\mathcal{R}_4} \{x^i\} \{x^j\}^* \sqrt{|g|} \frac{H}{K=1} dx^{\frac{K}{K=1}} = 1$$
 mit der Normierungsfaktor A möglich
 wird, nur auf diese Weise das
 Kriterium des Funktionsraumes
 zu erfüllen. Neben dieser Konvergenz
 müssen auch die Operatoren $\mathcal{H}$ $\mathcal{L}_m$
 hermitisch sein, d. h. für die Mittel-
 werte der λ_m , nämlich $\lambda_m = \int_{\mathcal{R}_4} \{x^i\} \lambda_m \{x^j\}^* \sqrt{|g|} \frac{H}{K=1} dx^{\frac{K}{K=1}}$
 muß $\lambda_m - \lambda_m^* = 0$,
 also $\int_{\mathcal{R}_4} \sqrt{|g|} (\{x^i\} \lambda_m \{x^j\}^* - \{x^j\} \lambda_m \{x^i\}^*) \sqrt{|g|} \frac{H}{K=1} dx^{\frac{K}{K=1}} = 0$
 gelten. Wenn also die
 $\mathcal{H}$ $\mathcal{L}_m$ Zustandsoperatoren des Mesofeldes
 sind und wenn die Eigenwerte
 λ_m die stationären Zustände des
 Mesofeldes beschreiben, so daß
 seine Konvergenz $\{x^i\}$ Eigen-
 funktionenprobleme, so müssen
 die Bedingungen für die
 64 Mesofeldkonvergenzen
 in der Form

$$\boxed{dx^{\frac{K}{K=1}} < \infty}$$

$$\{m\}$$

$$\lambda_{(m)} \{m\} = \lambda_{(m)} \{m\}, \quad \text{sp } \mathcal{C}_{(m)}; \{m\} = \lambda_{(m)}$$

$$\sqrt[4]{g_1} \{m\} \{m\} \times \frac{1}{\sqrt[4]{g_1}} dx \neq \infty$$

$$\sqrt[4]{g_1} \{m\} \{m\} \times \text{sp } \mathcal{C}_{(m)}; \{m\} - \{m\} (\text{sp } \mathcal{C}_{(m)}; \{m\})$$

Gleichung 40

das Bedürfnis erfüllt sein.
 Wenn aber das Bedürfnis
 für die einzelnen Summanden
 $\text{sp } \mathcal{C}_{(m)}; \{m\} = \lambda_{(m)} \{m\}$ gelten
 so muss dies auch für die Sum-
 me $\text{sp } \mathcal{C}_m; \{m\} = \lambda_m \{m\}$
 gelten, und diese Summe
 wiederum ist aus der Kom-
 position von der Tensorbeziehung
 $\text{sp } \mathcal{C}; \{\} = \lambda \{\}$, sodass aus 40

man erhält

$$\sqrt[4]{g_1} \{m\} \{m\} \times \frac{1}{\sqrt[4]{g_1}} dx \neq \infty$$

$$\sqrt[4]{g_1} \{m\} \{m\} \times \text{sp } \mathcal{C}; \{\} - \{\} (\text{sp } \mathcal{C}; \{\}) \frac{1}{\sqrt[4]{g_1}} dx \neq 0$$

Gleichung 40a

folgt. Die unvarianz an
 Werte des Gleichung 40
 des statischen Falles fol-
 lende korresponden-
 denz, wie auch so-
 wie die Form

$$\frac{1}{\sqrt[4]{g_1}} dx \neq 0$$

$$\text{sp } \mathcal{C}; \{\} = \lambda \{\}$$

Gleichung 40
 eines Eigenwertproblems an,
 dessen Eigenwerte quadratisch
 statische desolignstade sind,
 dessen Eigenfunktionen konjugat-
 sind, wobei $\{\}$ der Zustandspo-
 sitions sind, wobei die 40
 und 40a erfüllt werden können.
 Wenn die Eigenwertgleichung 41 gelte,
 so gilt es für die anderen, was mög-
 licher Spätschätzung von $\mathcal{C}; \{\} = \lambda \{\}$ aus
 noch die mögliche Darstellung
 der die Eigenwerte $\mathcal{C}; \text{sp } \{\} = \lambda \times \text{sp } \{\}$,
 bzw. $\mathcal{C}; \text{sp } \{\}^* = \lambda \times \text{sp } \{\}$

42 Seien die λ_m sind die Eigenwerte
 des Liniendoperators $\mathcal{L}_m$, die aber
 bei ihrer Erweiterung den Tensor-
 grad zwei / erweitern nach Gl 38 a
 ist aber $\mathcal{L}_i, \mathcal{L}_j \in \mathcal{L}_m$ $\mathcal{L}_i \mathcal{L}_j = \mathcal{L}_j \mathcal{L}_i$
 ist $\mathcal{L}_i \mathcal{L}_j = \mathcal{L}_j \mathcal{L}_i$ also $\mathcal{L}_i \mathcal{L}_j = 0$,
 was $\mathcal{L}_i \mathcal{L}_j = 0$ und nach
 $\mathcal{L}_i \mathcal{L}_j = \mathcal{L}_j \mathcal{L}_i = 0$ auch $\mathcal{L}_i \mathcal{L}_j = 0$
 $\mathcal{L}_i \mathcal{L}_j = 0$ $\mathcal{L}_i \mathcal{L}_j = 0$ Folgerung
 für die Kommutanten gilt die Darstellung
 $\mathcal{L}_i \mathcal{L}_j = \mathcal{L}_j \mathcal{L}_i = \mathcal{L}_i \mathcal{L}_j = 0$
 $\mathcal{L}_i \mathcal{L}_j = \mathcal{L}_j \mathcal{L}_i = \mathcal{L}_i \mathcal{L}_j = 0$
 sich für die Spalten $\mathcal{L}_i \mathcal{L}_j = 0$
 bezw. $\mathcal{L}_i \mathcal{L}_j = 0$ $\mathcal{L}_i \mathcal{L}_j = 0$
 hier die $\mathcal{L}_i \mathcal{L}_j = 0$ $\mathcal{L}_i \mathcal{L}_j = 0$
 wegen $\mathcal{L}_i \mathcal{L}_j = 0$ $\mathcal{L}_i \mathcal{L}_j = 0$
 sind, können die beiden Regie =
 Gruppen nur dann erfüllt sein
 wenn $\mathcal{L}_i \mathcal{L}_j = 0$ und $\mathcal{L}_i \mathcal{L}_j = 0$
 $\mathcal{L}_i \mathcal{L}_j = 0$ also $\mathcal{L}_i \mathcal{L}_j = 0$
 ist, Addition bezw. Subtraktion =

von jeder Ausdrücke liefert dann 43
 $\mathcal{L}_i \mathcal{L}_j = \mathcal{L}_j \mathcal{L}_i$
 Gleichung 41 a
 was bei der Behandlung der Eigen-
 wertprobleme 41 in Berücksichtigung
 ist. Die Eigenwertprobleme $\mathcal{L}_i \mathcal{L}_j =$
 $= \mathcal{L}_j \mathcal{L}_i$ sowie $\mathcal{L}_i \mathcal{L}_j = \mathcal{L}_j \mathcal{L}_i$
 sowie $\mathcal{L}_i \mathcal{L}_j = \mathcal{L}_j \mathcal{L}_i$ sind
 Multiplizieren eines Tensors von
 vierten Grad nämlich $\mathcal{L}_i \mathcal{L}_j = \mathcal{L}_j \mathcal{L}_i$
 Dieser Tensor wiederum kann, wenn
 die betreffenden Spaltenindizes ent-
 stehen sollen, dann $\mathcal{L}_i \mathcal{L}_j$ nur in der
 einen Form $\mathcal{L}_i \mathcal{L}_j = \mathcal{L}_j \mathcal{L}_i$ darstell-
 werden, dies bedeutet aber, dass wenn
 mit $\mathcal{L}_i \mathcal{L}_j = \mathcal{L}_j \mathcal{L}_i$ verfahren wird,
 das Gesetz $\mathcal{L}_i \mathcal{L}_j = \mathcal{L}_j \mathcal{L}_i$
 sowie Gl. 41 als mesobariete
 Form, das Gl. 41a als auch

44 Ergänzung Gl 41a unempfindl. die Gl 42 beschreibt die bei allgemeineren Form die mesobarische Mesofeldstatistik im korrespondenzfreien, unempfindlichen Fall. Diese Mesofeldstatistik hat Gl. 42 Kennzeichnend also von statistisch stabilen Zuständen der materielle - grob - statistischen Korrelationen im mesobarischen Korrelationsbereich des Mesofeldes. F Anmerkung Seite 45

F Anmerkung zu Seite 2,

lineare antikommutierende Spätbeziehung von ${}^4\bar{R}$ ergibt sich in der Form

$$B_{k,m} = R_{k,m}^{\frac{1}{2}} = \frac{\partial \{e\}_{k,m}}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} \{e\}_{k,m} + \{e\}_{k,m} \{e\}_{k,m} - \{e\}_{k,m} \{e\}_{k,m}$$

und auch für diesen Tensor gilt, wie für ${}^2\bar{A} = -{}^2\bar{A}^*$ die antikommutierende

Eigenschaft ${}^2\bar{B} = -{}^2\bar{B}^*$. Für diese

beiden antikommutierenden Spätbe-

ziehungen von ${}^4\bar{R}$ gelten bemerkenswerte

Tensorbeziehungen

$$\begin{aligned} -A_{k,m} &= -R_{k,m}^{\frac{1}{2}} = \frac{\partial}{\partial x} \{e\}_{k,m} - \frac{\partial}{\partial x} \{e\}_{k,m} \\ &+ \{e\}_{k,m} \{e\}_{k,m} - \{e\}_{k,m} \{e\}_{k,m} \\ B_{k,m} &= R_{k,m}^{\frac{1}{2}} = \frac{\partial}{\partial x} \{e\}_{k,m} - \frac{\partial}{\partial x} \{e\}_{k,m} \\ &+ \{e\}_{k,m} \{e\}_{k,m} - \{e\}_{k,m} \{e\}_{k,m} \\ {}^2\bar{A} &= -{}^2\bar{A}^* \end{aligned}$$

Gleichung 37

F Anmerkung zu Seite 28

Für ${}^2\bar{B}$ der Gl. 37 folgt ganz

$$\text{analog } B_{k,m} = C_m; \{e\}_{k,m} = C_m; \{e\}_{k,m}^*$$

im Gegensatz zu ${}^2\bar{A} = C; \{e\}_{k,m}$ und

$${}^2\bar{R} = \{e\}_{k,m}; \{e\}_{k,m}^*, \text{ während}$$

$$sp \{e\}_{k,m} = {}^2\bar{R}^* \text{ ist.}$$

Anmerkung zu Seite 44

wegen $C; \{e\} = {}^4\bar{R}$ ist für alle $\lambda_m \neq 0$

auch stets $\lambda \times \{e\} \neq 0$, was ${}^4\bar{R} \neq 0$

bedeutet. Mit für $\lambda_m = 0$ gilt

46 Demnach ${}^4R = {}^4\bar{O}$. Wenn ist
 4R ein Top für die metrischen Eigenschaften des betreffenden Raumes. Andererseits sind die λ_m Eigenwerte stationärer Mesopfeldzustände und das Verhalten von 4R hängt zusammen mit von diesen Mesopfeldzuständen ab. Folglich kann man solche Mesopfeldzustände $\lambda_m \neq 0$ vorhanden sind und man nach gl. 24 b. Vorgehensfolge charakterisiert qualitat. exaktieren, welche was metrische Verhalten des R_+ , also der Lösungswelt, von einleitet. Der Lösungsbereich in der Form ${}^4R \neq {}^4\bar{O}$ ab, doch dann wenn diese charakterist. Quanten und Quant. die ihnen allen gemeinsamen Mesopfeldzustände $\lambda_m = 0$ ablesen, sind die Lösungswelt des korrelativen Bereiches, gemäß ${}^4R = {}^4\bar{O}$, einleitet.

solange die Ursache des unelastischen ${}^4R = {}^4\bar{O}$ sehen Verhalten des R_+ , also ${}^4R \neq {}^4\bar{O}$ mit der Eigenschaft ${}^4R \neq {}^4\bar{O}$ auf die Entstehung stationärer Mesopfeldzustände $\lambda_m \neq 0$ zurückzuführen. Was sich aus ${}^4R \neq {}^4\bar{O}$ aus ${}^4R \neq {}^4\bar{O}$ als ${}^4R \neq {}^4\bar{O}$ der Interpretation von 4R als ${}^4R \neq {}^4\bar{O}$ vollen Mesopfeldpotential und 4R als Korrespondenzfeld ${}^4R \neq {}^4\bar{O}$ als ${}^4R \neq {}^4\bar{O}$ barischen Wechselwirkungen, desst.

6.) Mesobarische Dynamik

mit zwei mesobarischen, d.h. unelastischen - gravitativen Systeme in Form von zwei charakteristischen Quanten a und $b = c$ gegeben, so gelten im propädeutischen Fall ${}^4R \neq {}^4\bar{O}$, ${}^4R \neq {}^4\bar{O}$ bezug. ${}^4R \neq {}^4\bar{O}$, ${}^4R \neq {}^4\bar{O}$, wenn a und b nicht in irgendeine Weise selbständig miteinander stehen. Doch tragen diese Korrespondenz

78. Zuerst werden Systeme in 2 Klassen eingeteilt: statisch und dynamisch. Statisch sind Systeme, die bei einer Störung in den Gleichgewichtszustand zurückkehren. Dynamisch sind Systeme, die bei einer Störung in einen anderen Zustand übergehen. Die Unterscheidung ist wichtig, weil sie die Art der Analyse bestimmt. Bei statischen Systemen kann man die Gleichgewichtspositionen berechnen, während bei dynamischen Systemen die zeitliche Entwicklung der Zustände betrachtet werden muss. Ein Beispiel für ein statisches System ist ein Federpendel, das nach einer Auslenkung wieder in die Ruhelage zurückkehrt. Ein Beispiel für ein dynamisches System ist ein Pendel, das nach einer Auslenkung in Schwingung übergeht.

Korrelation bedeutet, dass zwei Variablen in einer bestimmten Weise zusammenhängen. In der Physik ist dies oft die Fallzahl, die die Anzahl der Beobachtungen angibt. Die Korrelation kann positiv oder negativ sein. Eine positive Korrelation bedeutet, dass wenn eine Variable zunimmt, die andere auch zunimmt. Eine negative Korrelation bedeutet, dass wenn eine Variable zunimmt, die andere abnimmt. Die Korrelation ist ein Maß für die Stärke des Zusammenhangs zwischen zwei Variablen. Sie wird oft durch den Korrelationskoeffizienten r ausgedrückt, der Werte zwischen -1 und 1 annimmt. Ein Wert von 1 bedeutet eine perfekte positive Korrelation, ein Wert von -1 eine perfekte negative Korrelation, und ein Wert von 0 bedeutet keine Korrelation.

50 und um die Kovariante Form
~~des Produktvektors~~
~~zu berechnen~~
 $\Gamma^{(\varepsilon, x)}$ mit $1 \leq \varepsilon, x \leq 6$
 handeln. Hierbei ist allerdings
 zu berücksichtigen, dass die $\Gamma =$
 Operatoren sowohl auf a als auch
 auf b bezogen werden können,
 denn auch Annahme der Signatur
 $(6, 6)$ werden diese Operatoren
 wesentlich über die Komponenten
 von $\{\}$ bezogen $\{\}$ bestimmt. Dann
 folgen sind zwei Seiten von Opera-
 toren, nämlich $\Gamma^{(\varepsilon, x)}$ bezogen auf a
 und $\Gamma^{(\varepsilon, x)}$ bezogen auf $b = a$ zu
 unterscheiden. Die Eigenschaft
 ihrer Spürbildungen auf $\bar{B}$ und
 pseudometrische Kräfte des $\Sigma^{\#}$
 $\neq 0$ und $\bar{\Sigma}_{\varepsilon, x} \neq 0$ liefern.
 Dieser Sachverhalt kann genauso
 ausgeführt werden in $(\Gamma^{(\varepsilon, x)})_6$
 $= (\bar{\Sigma}_{\varepsilon, x})_6$ und

$(\Gamma^{(\varepsilon, x)})_6$; $\bar{B} = (\bar{\Sigma}_{\varepsilon, x})_6$. Die 51
 sechsdimensionalen Matrizen, diese beiden
 Gleichungen können auf zweierlei
 reduziert werden, denn die Matrizen
 von $3 \leq a \leq 6$ können als
 spezielle Seitenflächen der Hyper-
 kanten 1 und 2 aufgefasst werden.
 So ergibt sich $a = 3$ aus $a = 1$ oder
 $a = 2$ für $\{k, l\} = 0$ und $a = 4$
 bzw. $a = 5$ falls aus $a = 1$ bzw.
 $a = 2$ für $\{k, l\} = 0$ und $a = 6$
 folgt aus $a = 1$ oder $a = 2$ für
 $\{k, l\} = 0$. Die Systeme werden
 dann noch reduziert auf $(\Gamma^{(\varepsilon, x)})_2$
 $= (\bar{\Sigma}_{\varepsilon, x})_2$ und $(\Gamma^{(\varepsilon, x)})_2$; $\bar{B} =$
 $= (\bar{\Sigma}_{\varepsilon, x})_2$. Die $\bar{\Sigma}_{\varepsilon, x}$ sind dann
 pseudometrische Matrizen auf a
 und $\bar{\Sigma}_{\varepsilon, x}$ solche auf a , welche ihre
 die Korrespondenz beider Systeme
 gebende Matrizen. Ausstellen
 der Fiktion von a müssen beachtet

52 Die $\Xi_{\varepsilon, x}$ quadrupfrei sein
und μ -projektiv. Die Charaktere
sind in $\mathcal{P}_\mu$ werden aber nicht
die Operatoren $\text{sp} \Gamma^{(a)}_{(\pm)}$ ausgedrückt,
da wiederum die Eigenwerte
 $3 \leq a \leq 6$ Ausnahmefälle von 1 und
2 sind. Auch kommt hier die Ko-
varianz Artensweise in Betracht.
Demnach gelten die Übergangsformeln
 $\text{sp}(\Gamma^{(1)}_{(-)}, \Gamma^{(2)}_{(-)}); (\Xi_{\varepsilon, x})_2 = 0$
und $\text{sp}(\Gamma^{(1)}_{(-)}, \Gamma^{(2)}_{(-)}); (\Xi_{\varepsilon, x})_2 = 0$.
Sind die Operatoren zu $\tilde{M}_{(1)} = \text{sp}(\Gamma^{(1)}_{(-)}, \Gamma^{(2)}_{(-)});$
und $\tilde{M}_{(-)} = \text{sp}(\Gamma^{(1)}_{(-)}, \Gamma^{(2)}_{(-)}); (\text{sp} \Gamma^{(1)}_{(-)})_2$
zusammengefasst, so gelten für die
beiden Wechselwirkungsgesetze
 $\tilde{M}_{(1)}; \tilde{R} = \tilde{0}$, für welche die un-
bedingte Erhaltung des Spins
der optimalen Anteil
nicht falls in Gleichheit
da weiter die Operatoranteile
 $\tilde{R} = \text{sp } 0; \{ \}$ und $\tilde{R} = \text{sp } \tilde{R} = \text{sp}(\text{sp } 0; \{ \})$
dieser Größen durch den Operator 0

wiederum ist μ und $\bar{g}$ bzgl. $\bar{G}$ die 53
 Zustandsoperatoren der Felder a und $\bar{a}$
 spin, deren hermitesches konjugiertes $\bar{g}$ und $\bar{g}^\dagger$
 beschreibbar werden, sowie das Gesetz

$$x^2 \bar{T} = {}^2 \bar{T} - \frac{1}{2} {}^2 \bar{g} \cdot \bar{T} = \text{sp } \bar{G}; \{ \}$$

$$- \frac{1}{2} {}^2 \bar{g} \text{ sp } (\text{sp } \bar{G}; \{ \}) = (\text{sp } \bar{G} - \frac{1}{2} {}^2 \bar{g} \text{ sp } (\text{sp } \bar{G}; \{ \}))$$

 für die einzelnen Ableite von $\bar{a}$ an-
 wendbar, freies, doch sind diese
 Ableite wegen der Wechselwirkungen
 keine wohl nicht unproblematisch dar-
 stellbar $\text{sp } \bar{T}_{(a)}$. Für die
 Felder a und $\bar{a}$ folgt daraus

$$\text{sp } \bar{G}; \{ \} = x ({}^x \bar{T}_{(a,a)} - \frac{1}{2} {}^2 \bar{g} \bar{T}_{(a,a)})$$

 oder $\text{sp } (\text{sp } \bar{G}; \{ \}) = -x \bar{T}_{(a,a)}$, wobei
 immer $\text{sp } {}^2 \bar{g} = \text{sp } \bar{g} = 4$ im $\bar{R}_4$
 ist. Daraus folgt aber $x {}^x \bar{T}_{(a,a)}$

$$= \text{sp } \bar{G}; \{ \} - \frac{1}{2} {}^2 \bar{g} \text{ sp } (\text{sp } \bar{G}; \{ \})$$

 analog $x {}^x \bar{T}_{(a,a)} = \text{sp } \bar{G}; \{ \} - \frac{1}{2} {}^2 \bar{g} \text{ sp } (\text{sp } \bar{G}; \{ \})$
 da die $\bar{G}$ und $\bar{G}$ Zustandsoperatoren
 der beiden Felder und der Eigenwerte
 λ_m und λ_m und der Eigenfunktionen

54 $\{\}$ begin $\{\}$ ^{was die Kommutativität} ~~stetig~~ besteht, $\{ \{ \}$ ~~ist~~ $\{ \}$

linear, das im Falle der Kommutativität
die Fabel a und a aber so beschä-
fligen, das die Austauschoperatoren
wegen der Wechselwirkung auf die
zwei jeweiligen Kreisläufe operieren
Eigenschaften einzuwirken, was auf
den Eigenwerten λ' und λ'' dieser
Wechselwirkung zu den beiden Eigen-
wertbeziehungen $\lambda' \{ \} = \lambda' \{ \}$ und
 $\lambda' \{ \} = \lambda' \{ \}$ führt, ~~mit~~ $\lambda' \{ \}$ ~~und~~
Aber $\{ \}$ keine Übergangsform $\lambda' \{ \}$
sowen im Sinne ~~der~~ $\lambda' \{ \}$ aufgetrennt
werden können. Für die Wechsel-
wirkungsanteile von λ' ~~folgt~~ λ'

$$\begin{aligned} \lambda' \{ \} &= \lambda' \{ \} - \frac{1}{2} \lambda' \{ \} \\ \text{und } \lambda' \{ \} &= \lambda' \{ \} - \frac{1}{2} \lambda' \{ \} \\ \text{Für die Fülle dieses ist} & \text{ ~~folgt~~ $\lambda' \{ \} = \lambda' \{ \} + \lambda' \{ \} + \lambda' \{ \}$ } \\ \text{folgt daher } \lambda' \{ \} &= \lambda' \{ \} + \lambda' \{ \} + \lambda' \{ \} \\ &= \lambda' \{ \} + \lambda' \{ \} + \lambda' \{ \} \\ &= \frac{1}{2} (\lambda' \{ \} + \lambda' \{ \}) + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &+ \frac{1}{2} \lambda' \{ \} + \lambda' \{ \} + \lambda' \{ \} = 55 \\ &= \lambda' \{ \} + \lambda' \{ \} + \lambda' \{ \} - \\ &= \frac{1}{2} (\lambda' \{ \} + \lambda' \{ \}) + \lambda' \{ \} + \lambda' \{ \} \\ &= (\lambda' \{ \} + \lambda' \{ \}) - \frac{1}{2} (\lambda' \{ \} + \lambda' \{ \}) + \\ &+ \frac{1}{2} \lambda' \{ \} + \lambda' \{ \} = \lambda' \{ \} + \lambda' \{ \} \\ &= \frac{1}{2} (\lambda' \{ \} + \lambda' \{ \}) + \lambda' \{ \} + \lambda' \{ \} \\ &+ \lambda' \{ \} = (1 - \frac{1}{2} \lambda' \{ \}) + \lambda' \{ \} + (1 - \\ &- \frac{1}{2} \lambda' \{ \}) + \lambda' \{ \} = \lambda' \{ \} + \lambda' \{ \} \\ &= (1 - \frac{1}{2} \lambda' \{ \}) + \lambda' \{ \} + \lambda' \{ \} \\ &= (1 - \frac{1}{2} (\lambda' \{ \} + \lambda' \{ \})) + \lambda' \{ \} + \lambda' \{ \} \\ &\text{folgt, das auf } \lambda' \{ \} \text{ ~~stetig~~ $\lambda' \{ \}$ ~~stetig~~ } \\ &\text{operatorn in einem zu } a \text{ und λ' } \\ &\text{zu } a \text{ gehörenden Anteil ~~stetig~~ } \\ &\text{Da } \lambda' = \text{const eine unitäre Zahl} \\ &\text{ist, ~~stetig~~ $\lambda' = \lambda' \{ \}$ ~~stetig~~ } \\ &= \lambda' \{ \}; \lambda' \{ \} = \lambda' \{ \} + \lambda' \{ \} \\ &\text{und wegen der Separation } (\lambda' \{ \} + \lambda' \{ \}) \\ &\text{der zu } a \text{ und } a \text{ gehörenden} \\ &\text{Operatoren } \lambda' + \lambda' \text{ ~~stetig~~ } \end{aligned}$$

56 $M_{(\pm)}; \underline{\lambda}_2; (\{\pm\} + \{\pm\}) + \underline{M}_{(\pm)}; \underline{\lambda}_2; (\{\pm\} + \{\pm\})$
 $= \hat{0}$ mit möglich werden, weil
 die beiden Tennenanden $\underline{M}_{(\pm)}; (\underline{\lambda}_2, \underline{\lambda}_2)$
 eingetrag verschwinden. $(\{\pm\} + \{\pm\}) = \hat{0}$
 mit dem restringierten Operator
 $\underline{K} = \underline{M}_{(\pm)}; (\underline{\lambda}_2, \underline{\lambda}_2)$ werden also
 die $2 \cdot 2 \cdot 8 = 32$ Differentialgleichungen
 eintragen zusammengefasst in
 $\underline{K}; (\{\pm\} + \{\pm\}) = \hat{0}$ und zu diesen
 32 Differentialgleichungen
 kommen noch die $2 \cdot 16 = 32$ Eigen-
 wertgleichungen der Korrespondenz
 $\text{sp } \underline{0}; \{\pm\} = \underline{\lambda}'; \{\pm\}$ und
 $\text{sp } \underline{0}; \{\pm\} = \underline{\lambda}'; \{\pm\}$. Diese ins =
 gesamt $64 = 4 \cdot 3$ Differential-
 gleichungen setzen also eine
 Fall einer dynamischen Korres-
 pondenz von zwei, unverbundenen
 Systemen die 4 $\cdot 3$ Korrespondenz-
 gleichungen $\{\pm\}$ des
 Systems a mit den entsprechenden

$\{\pm\}$ von a in eine bezeichnete Korrespondenz-
 beschränkung, die unverbundenen
 jeweils des Mesofeldes statt den-
 nach durch die Korrespondenz-
 gesetz
 $\underline{K}; (\{\pm\} + \{\pm\}) = \hat{0}$
 $\text{sp } (\underline{0}, \underline{0}); (\{\pm\}, \{\pm\}) = (\underline{\lambda}', \underline{\lambda}'); (\{\pm\}, \{\pm\})$
 vollständig beschreiben, wobei der
 Operator $\underline{K}$ symmetrisch
 $\underline{K} = \underline{M}_{(\pm)}; (\underline{\lambda}_2, \underline{\lambda}_2)$
 $\underline{M}_{(\pm)} = \text{sp } (\underline{\lambda}^{(\pm)}; \underline{\lambda}^{(\pm)}); (\text{sp } \underline{\lambda}^{(\pm)}; \underline{\lambda}^{(\pm)})$
 $\underline{M}_{(\pm)} = \text{sp } (\underline{\lambda}^{(\pm)}; \underline{\lambda}^{(\pm)}); (\text{sp } \underline{\lambda}^{(\pm)}; \underline{\lambda}^{(\pm)})$
 $(\underline{\lambda}_2, \underline{\lambda}_2) = (1 - \frac{1}{2}(\underline{0}, \underline{0}) \text{ sp}); \text{sp } (\underline{0}, \underline{0})$
 auf die $\Gamma =$ Operator zu übertragen
 werden kann. Das beschreibende
 Gesetz der mesodynamischen Dynamik
 ist offensichtlich universell
 als Gleichung, wenn diese stati-
 schen Projektionen anzuweisen sind

58 als Sonderfall des dynamischen Systems 7.6. Nimmt man nämlich an, dass keine Wechselwirkung existiert und jedes dem System a ein System a nicht beeinflusst ist, so wird $2g = 2E$ sein und $\{\} = 0$, sodass $\underline{0} = 0$ zum Nulloperator wird. Damit sind aber die beiden Begleichungen $sp \underline{0}, \{\} = \underline{\lambda}, \{\}$ und $sp \underline{0}, \{\} = \underline{\lambda}, \{\}$ nicht mehr definiert, sodass sich durch den Ausfall dieser beiden Gleichungssysteme 7.6. zuwächst auf die 32 Gleichungen $\underline{1} = K, \{\} + \{\}$ = $K, \{\}$ reduziert. Wegen $\underline{0} = 0$ wird auch $\underline{\lambda} = (1 - \frac{1}{2} g sp); sp \underline{0} = 0$ da auch $sp \underline{0} = 0$ ein Nulloperator ist, während $1 - \frac{1}{2} g sp = 1 - \frac{1}{2} E sp \neq 0$ von Null verschieden ist. Wegen $\underline{\lambda} = 0$ wird $K = M^{(z)}$; $\underline{\lambda}$ und in diesen 16 Gleichungen $M^{(z)}$; $\underline{\lambda}, \{\} = 0$

wird mit $\underline{P}^{(z)} = (sp \underline{P}^{(z)}, x)^2$ bezogen 59 $\underline{P}^{(z)} = (sp \underline{P}^{(z)}, x)^2$ die Begleichungen $\underline{P}^{(z)}, \underline{\lambda}, \{\}$ divergenzfrei, d.h. die $\underline{P}^{(z)}$ beziehe von $sp(\underline{P}^{(z)}, \underline{P}^{(z)}) = \underline{P}^{(z)}, \underline{\lambda}, \{\}$ = $\underline{0}$ und $sp(\underline{P}^{(z)}, \underline{P}^{(z)}) = \underline{P}^{(z)}, \underline{\lambda}, \{\}$ = $\underline{0}$ müssen ebenfalls verschwinden und das Gleichungssystem auf $\underline{P}^{(z)}, \underline{\lambda}, \{\} = 0$ eingeschränkt wird. Wegen $\{\} = 0$ aber $\underline{P}^{(z)} = (\underline{1}, \underline{1})_{sp(\underline{0})}$, sind in den Operatoren nur noch Fehlersignale $\underline{P}^{(z)}$ aufzufallen können. Damit geht es sich das System $\underline{P}^{(z)}, \underline{\lambda}, \{\} = 0$, weil die Nullquadratrate $\underline{P}^{(z)}, \underline{\lambda}, \{\} = 0$ ist, idealisiert auf $sp \underline{P}^{(z)}, \underline{\lambda}, \{\} = 0$. Da die Begleichungen $sp \underline{0}, \{\} = \underline{\lambda}, \{\}$ und $sp \underline{0}, \{\} = \underline{\lambda}, \{\}$ nicht mehr definiert sind kann daher das Wechselwirkung $sp \underline{0}, \{\} = \underline{\lambda}, \{\}$ erfüllt werden und das Ergebnis $\underline{\lambda}, \{\} = (1 - \frac{1}{2} g sp); sp \underline{0}, \{\} =$

64. Wenn in ${}^2\vec{T}$ der gradative Anteil $=$
 betrachtet $\vec{p} \rightarrow 0$ im R_3 vermag $=$
 lösbar wird. Ist ${}^2\vec{T}$ der rein elektr.
 komagnetische und komitische
 Energievektor, der sich aus der
 prinzipiellen Erweiterung der elektr.
 komagnetischen Feldtheorie ergibt,
 ergibt, so setzt man $\vec{p} = \frac{1}{2} \vec{g}$ die kom.
 relation $\vec{p} \rightarrow 0$ $= \vec{g} = \vec{T} + \vec{e} =$
 nichtlich $\vec{p} \rightarrow 0$ in ${}^2\vec{T} = \vec{R} - \frac{1}{2} \vec{g} \vec{R}$
 nach dem Komplex für den magneti-
 schen Anteil einen komitischen-
 pseudo Komplex koppeln. Es gibt
 für diese komitischen Komplex die
 besten Möglichkeiten $\{\}$ $\rightarrow 0$ also
 ${}^2\vec{g} \rightarrow$ auch ${}^2\vec{g} \rightarrow 0$ als
 ${}^2\vec{g} \rightarrow {}^2\vec{g} = {}^2\vec{g}^*$, wobei die letzte
 Möglichkeit gleich einer $\vec{u} =$
 Interpretation des Fundamentals-
 kensors gleich kommt. Die bei der

ersten Möglichkeit ${}^2\vec{g} \rightarrow$ auch kann 65
 die Komplex mit ${}^2\vec{g}$ identisch
 sein, was gut gesehen ${}^2\vec{g}$, sich bei
 ${}^2\vec{g} \rightarrow {}^2\vec{T}$ findet, wenn in ${}^2\vec{g} - \frac{1}{2} \vec{g}$
 kommt ${}^2\vec{g}$ frei vor, sodass ${}^2\vec{g} \rightarrow$
 $\neq {}^2\vec{T}$ nicht $\frac{1}{2} \vec{g}$ erforderlich ist $=$
 mischen ${}^2\vec{g}$ exakte Licht. Die
 Approximation ${}^2\vec{g} \rightarrow {}^2\vec{g}$ lässt die
 Fundamentale als komitische-
 sches Tensorpotential eines pseudo
 mesfeldes erscheinen, was aber
 genau ${}^2\vec{g} = {}^2\vec{T}$ auch als kom-
 plettes Potential eines pseudo
 gradationsfeldes interpretierbar
 ist, weil in ${}^2\vec{T} \rightarrow {}^2\vec{T}$ der durch
 das mesfeld erweiterte Gradienten-
 vektor ${}^2\vec{g}$ des R_3 verschwin-
 det und andererseits das durch
 ${}^2\vec{T}$ beschriebene elektromagnetische
 System $\vec{p}$ mit einer Driftbewegung

66 Wirkung, erschöpfen sein müßte.
 Wegen der zweifachen Interpretation
 Möglichkeit $\mathbb{Z}^2 = \mathbb{Z}^2$ als Produkt
 messen = das $\mathbb{Z}^2$ Produktcharakteristika
 fest und das korrespondiert, daß
 $\mathbb{Z}^2$ eine Präzedenz Wirkung gut
 Folge haben muß, ist das Ergebnis
 verknüpfung von Charakteristika und
 algebraischen Präzedenz in prägen
 durch die Aussage, daß jede Präzedenz-
 charakteristik durch eine andere
 ihre Wechselbeziehung gutmachen
 Charakteristika = mit korrespondiert
 wird. In anderen Worten jedes Charakter-
 istquant durch Präzedenzcharakteristika
 definiert ist, muß ein solches
 Charakteristika primär durch sein
 korrespondiert definiert sein, das ist
 nach dem Gesetz $\lim_{k \rightarrow \infty} (m(k) - m_0) < \infty$
 als Charakteristika der Charakteristika
 als

relative Charakteristika, betr.
 Die Approximation $\mathbb{Z}^2 \rightarrow \mathbb{Z}^2 = \mathbb{Z}^2$
 hat also $\lim_{k \rightarrow \infty} (\mathbb{Z}^2 - \frac{1}{2} \mathbb{Z}^2 R) =$
 $= \mathbb{Z}^2 - \frac{1}{2} \mathbb{Z}^2 R(x)$ und $\lim_{k \rightarrow \infty} \mathbb{Z}^2 = \mathbb{Z}^2$
 also das korrespondiert
 $\mathbb{Z}^2 R(x) - \frac{1}{2} \mathbb{Z}^2 R(x) = \mathbb{Z}^2$ gut
 Diese Approximation $\mathbb{Z}^2$, ist
 System von Charakteristika in einer
 Charakteristika und einer Charakteristika
 sein Charakteristika, kann
 sich werden. Nach der Charakteristika, ist
 ein Charakteristika Fall
 Charakteristika existiert eine
 sich die $\mathbb{Z}^2$ prägen
 Charakteristika, kann das
 Charakteristika, kann das
 $\mathbb{Z}^2 - \frac{1}{2} \mathbb{Z}^2 R(x) = \mathbb{Z}^2$ gut
 Charakteristika, eines
 Charakteristika.

68 zeichne S die Kurven R_3 im R_3 , deren
 Punkte des Kreises R_3 sind, deren
 $1 \leq R \leq 3$ Koordinaten $x_{(3)}^1$ haben
 festsetzt. Ist $x_{(3)}^1 = 1$ so
 ist die Kurve ausgeartet, d.h.
 $\frac{\partial x_{(3)}^1}{\partial x_{(3)}^2} = \frac{1}{2}$, also $\frac{1}{2} (x_{(3)}^2)^3$,
 wobei die Abhängigkeit von der Kurve
 Koordinaten nur in der gegen Ortho-
 gonal - oder kartesischen Form
 oder invariante Form $R_{(3)}^2 =$
 $= \frac{1}{2} x_{(3)}^2$ ausgedrückt ist, während
 der Symmetrieformung genügt wird.
 Die anderen, gegen diese Gruppe in-
 varianten, Differentialausdrücke sind
 $R_{(3)} dR_{(3)}$ und $(dR_{(3)})^2$, während
 die Orthogonalität von $x_{(3)}^1$
 ganz R_3 ausgedrückt wird durch
 $\gamma_{4,4} = \gamma_{4,4}^1 = 0$ und $\gamma_{4,4}^2 = 1$.
 Auch $x_{(3)}^1 \cdot d x_{(3)}^1$ ist gegen diese Gruppe
 invariant. Die $x_{(3)}^2$ können nach
 $x_{(3)}^1 = R_3 \cos \varphi$ sowie $x_{(3)}^3 = R_3 \sin \varphi$

und $x_{(3)}^1 = R_3 \sin \varphi$ in Polarko-
 ordinaten R_3, φ des R_3 transfor-
 miert werden, wobei jedoch es sich
 um eine projektive Operation, die
 aber eine metrischen Charakter
 der Kurve nicht ändert. Mit
 den mit von R_3 abhängigen Funk-
 tionen M, φ und X kann man
 für die Kurve des R_3 das Gesetz
 $(ds)^2 = \varphi \cdot (dR_3^2 + R_3^2 (d\varphi)^2 + R_3^2 \sin^2 \varphi (d\varphi)^2)$
 $+ X \cdot R_3^2 (dR_3)^2 - W^2 (dx_{(3)}^1)^2$ ge-
 setzen, mit den Ritzungen $X = R_3 \varphi$
 sowie $M = X$ und $\varphi = W$ gilt
 $(ds)^2 = (1 + M \cdot \varphi^2) (d\varphi)^2 + \varphi^2 (d\varphi)^2 + \varphi^2 \sin^2 \varphi (d\varphi)^2$
 $- \varphi^2 (dx_{(3)}^1)^2$. Diese metrische Kurve mit
 $x_{(3)}^1 = \varphi \cos \varphi$ sowie $x_{(3)}^2 = \varphi \sin \varphi$
 und $x_{(3)}^3 = \varphi \sin \varphi$
 werden mit diesen Kurven die für
 abzulesen werden. Dies macht jedoch
 eine Kurvenlänge von $\varphi = \frac{1}{2} \varphi / 3$ von
 $\frac{1}{2} \varphi = \frac{1}{2} \varphi / 3$ in R_3 möglich, was

so zur Bestimmung der Kovarianzmatrix notwendig ist. Auf diese Weise ergibt sich insgesamt die Approximation

$$R = 1 + M R^2, \quad R^2 = S_{ik} - M \cdot x^i \cdot x^k$$

mit

$$S_{ik} = \frac{\partial^2 \ln L}{\partial x^i \partial x^k} = \frac{M'}{R} x^i x^k x^l + M (S_{il} x^k + S_{kl} x^i)$$

wozu $M' = \frac{\partial M}{\partial R}$ ist. Mit diesen Ausdrücken für R und $R(y)$ kann es möglich sein $R(y)$ und $R(y)$ bestimmenden $\{x^i\}_{(y)}$ explizit zu ermitteln, jedoch ist hermitesche Form $R(y) - \frac{1}{2} \int R(y)$ mit diesen zwei noch unbekannten Funktionen $M(x)$ und $R(x)$ bestimmt. Mit in der Approximation $R(y) - \frac{1}{2} \int R(y) = x^2 \int$ wenn das energetische Äquivalent für die Korrespondenz von $\int$ angegeben und ist im Limes für $\mu \rightarrow 0$ gleich $\lim_{\mu \rightarrow 0} M = \text{const}(R)$ vernachlässigbar, so können die bei den Funktionen M und R unmittelbar

bestimmt werden, was mit der Integrationskonstanten α übereinstimmt. Lösung $\int = \begin{pmatrix} (1-\frac{\alpha}{R})^{-1} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & R^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & R^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & (\frac{\alpha}{R}-1) \end{pmatrix}$. Mit $y = 1/y$, was zunächst erlaubt, das $y = -R^4$ also $\int y = R^2$ ist, d. h. $\int y = \frac{\partial(x^2, x^3, x^4)}{\partial(R, y, \varphi)}$ ist mit der Funktionaldeterminante einer Koordinatentransformation des R^3 von x^2 -System in Polarkoordinaten identisch. Die Konstante α in y ~~ist~~ tritt in der Lösung auf, weil bei der Bestimmung von M und R aus $\int R(y) - \frac{1}{2} \int R(y) = x^2 \int$ neben dem energetischen Äquivalent für $\mu \rightarrow 0$ noch ein Extremalprinzip $\int L \cdot dt = 0$ angewendet werden muß, das für $\int \neq \int$ zu $\alpha > 0$ führt für $\int = \int$ zu $\alpha = 0$ führt. Die nach dem Extremalprinzip Äquivalenz mit $\int$ ist

F2 Rumpfe statische gravitative
 Felder bedingt also die Größe α
 in $\bar{r}$. Für $\alpha \rightarrow 0$ muß das
 Gravitationsfeld verschwinden und
 dies bedingt $\lim_{\alpha \rightarrow 0} \bar{r} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & r^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & r^2 \sin^2 \theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$
 was aber hier weiteres in die pseudo-
 euclidische Metrik des R_{-4} Raum-
 formuliert werden kann. Da stat $g_{\mu\nu}$
 Approximation $\bar{r}$ ~~Benutzend~~ $\alpha > 0$
 die Existenz eines statischen Gra-
 vitationsfeldes mit Symmetrie-
 Zentrum, dessen einzige zeit-
 liche Koordinaten $1 + \bar{r}_{4,4} = \frac{\alpha}{r}$
 ein pseudoeuklidisches Pseudome-
 trisches Potential vertritt
 muß. Die Koordinaten $\bar{r} \rightarrow 0$
 ist nach 2.48 äquivalent mit
 $\alpha \rightarrow \infty$, wobei diese Approxima-
 tion ~~mit~~ $\bar{r}$ zu $\bar{r}$ ~~führt~~
 $\bar{r} \rightarrow 0$ entspricht. Damit ergibt

sich aber für die Transformationsap-
 pen $\bar{B} = A_-$ und $\bar{A} = A_+$
 d. h. es bleibt mit auch das elektro-
 magnetische Relativitätssprinzip A_-
 übrig. Hat man speziellen Voraus-
 setzungen von A_- im R_+ (als Folge
 der Approximation $\alpha \rightarrow \infty$) folgt die
 Zeittransformation ~~ist~~
 $ic d\bar{t} = (\beta dx + ic dt) \cdot (1 + \beta^2)^{-\frac{1}{2}} =$
 $= ic dt \sqrt{1 + \beta^2}$, also $\frac{d\bar{t}}{dt} = \sqrt{1 + \beta^2}$.
 Entsprechend folgt aus der Zeitkompo-
 nente $\bar{r}$ im Gravitationsfeld für
 die Zeittransformation $d\bar{r} = \bar{r} \frac{dr}{r}$
 wobei die Geschwindigkeit $\beta = \frac{v}{ic}$ für
 einen hinreichend kleinen β die
 des Gravitationsfeld α vernachlässigt
 werden soll, so gilt $\frac{d\bar{r}}{dr} = -\frac{dr}{dt}$
 oder $1 - \frac{\alpha}{r} = \sqrt{1 + \beta^2}$. Auf diese
 in einer weiteren Approximation
 das Gravitationsfeld α hinreichend
 schwach auszuweichen, so daß für

γ^4 alle $n > 1$ die Verhältnisse
 $\left(\frac{\alpha}{r}\right)^n \rightarrow 0$ vereinfacht ist, so
 liefert die Quadrierung $1 + \beta^2 =$
 $= \left(1 - \frac{\alpha}{r}\right)^2 \approx 1 - \frac{2\alpha}{r}$ oder
 für die neue Gravitationsfeld ist =
 tatsächliche Geschwindigkeit $v^2/r =$
 $= 2\alpha c^2 = \text{const.}$ Löst man
 für Rotzunge $2\alpha c^2 = a$, so
 liefert $v^2/r = a$, wobei die Gravita-
 tionsbeschleunigung giltzuletzt also
 $r = \text{const.}$ und $\alpha = 2\pi \frac{r}{t}$ ist
 $r^3/t^2 = \frac{a}{4\pi^2} = \text{const.}$ und dies
 ist das 3. Keplersche Gesetz, das
 aber die Idee der peripetrischen Grund-
 lagen des klassischen Gravitations-
 gesetz ist. ~~Das ist~~
 Dieser Vektorpunkt in der Gravitation
 $2\alpha c^2 = \gamma m_0$, was zu $v^2 = \gamma \frac{m_0}{r}$
 oder $\gamma = \frac{v^2 m_0}{r}$ führt, wenn γ ist das
 Beschleunigungspotential des Körpers
 m_0 veränderten Gravitationsfeldes,

bin mit dem Quadrat der Gravitations-
 Geschwindigkeit identisch, seine neue
 ist m , die im Feld γ gravitierende
 Masse, so ist $m\gamma = \int K dr$ No.
 Gravitationsenergie, neue Gravitations-
 Energie zu $K = \text{grad } m\gamma = m \text{ grad } \gamma$
 $= m \gamma$ führt, weil $\gamma \text{ grad } \gamma = \gamma$
 der gravitative Feldvektor, also die
 Gravitationsbeschleunigung sein
 muß, wenn $m = \text{const.}$ bleibt.
 Nach dem Äquivalenzprinzip kann
 aber $\gamma = \frac{v^2}{r}$ durch beliebige
 ponderierbare Besetzung
 von $\gamma = \frac{v^2}{r} = \frac{v^2}{r} \cdot \frac{1}{K} = 1$ ersetzt werden.
 Für die K die Charakteristiken
 von K , so folgt für den Gravitations-
 gesetz Träger Masse $K = m \frac{v^2}{r}$ und
 dies wiederum ist die Gravitations-
 Energie $\frac{v^2 m}{r}$ für sich die
 gesamte Einheits- und Teilchen-
 mechanik ableiten löst, ~~das~~

Die Wirklichkeit der Erdbodenstruktur
 wurde in jüngerer, statischer Approximation
 in nicht als punktuell angesehen
 angenommen, steht, sondern im π_3
 mit Tragheitszentren als dimensions-
 lose inhomogene beschrieben. Dort
 werden angenommen, dass ein
 Volumen des π_3 mit solchen
 Tragheitszentren ausgefüllt ist,
 die aber alle feste Substanzen ge-
 hören sind, sodass keine Re-
 lativverschiebungen innerhalb
 dieses Volumens möglich sind,
 so ergibt sich aus dieser Be-
 schreibung die Mechanik
 des starren Körpers. Wird an
 anderen Fall angenommen, dass
 alle Tragheitszentren unabhängig
 sind und die einzigen Beschleunigt-
 Runge zuhalten Ideen elastische
 Kollisionen sind, was zu einer

statistischen Beschreibung führt,
 in welcher sich wieder Ideen Statistischer
 Mechanik der kinetischen = π_3
 Theorie des idealen Gases ver-
 binden, Gasdruck, Kompressibilität
 d. h. w. statistisch mechanisch
 erklärt werden. Wird in diesem
 Bild berücksichtigt, dass die appa-
 rierten Tragheitszentren faktisch
 Systeme von ^{Systemen von} ~~einzelnen~~ Teilchen sind, so
 die attraktive Wechselwirkung
 aufeinander ausüben, so fällt
 dieses Bild zur Thermodynamik
 reales Gase, während das Modell des
 starren Körpers zur Thermodynamik
 des festen Aggregatzustandes fällt.
 Das Modell bildet mechanisch - stati-
 stischen Theorien, ergibt sich eine
 allgemeine Thermodynamik der festen
 realen Körper, seiner Elastizität, der
 Plastizität im allgemeinen und

88 Ritzsch'schen Fall siehe des thermodynamische Zustand in den flüssigen Aggregatzustand, ~~der~~ mit dem Thermodynamik der Kristallität (siehe Prozess Erweichungspunkt) und seine Theorie der Oberflächenbildung. Nachfolgend werden die Thermodynamik des Verdampfungsprozesses, sowie die Thermodynamik des freien Gases, während der Übergänge der verschiedenen Koordinationstheorie in der Kristalltheorie gelehrt. Die Aggregatzustände thermodynamisch betrachtet. In einer anderen Spezialisation können die thermodynamischen Voraussetzungen der flüssigen oder gasförmigen Zustände angenommen werden und außerdem kann zusätzlich

gefordert werden, trotz die statistischen - pp
thermodynamische Vorgänge, das eingeleitete
Klassengesetzes eine Vorzeichenklärung hat.
Nur sind wieder zwei Spezialisierungen
möglich. Eine dieser Rassen verläuft wa-
recht, daß sich diese Vorzeichenklärung
zeitlich nicht mehrheitlich, was zu einer
allgemeineren Theorie realer Annahmen
führt (Hydrogenium für den flüssigen
und Perhydrogen für den gasförmigen
Zustand). ~~Zweiter~~ Dieser Rasse ange-
hören werden, daß die Vorzeichen =
Veränderung periodisch vorgeht und,
was zu einer Theorie der Akkumulation
führt (mechanische Wechselwirkung),
die wiederum auf ein festes Gesetz
abgeschlossen in seinen elastischen
und plastischen Formen in Bezug =
hat ist. Ein letzter Sonderfall
schließlich ist eine Theorie ab-
straktischer Kompressionsvorgänge.

52. / neu Rassen. Diese Approximation
 ist auch dadurch charakterisiert, daß
 im Limes genau $\lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{T} = \frac{1}{0} = \infty$
 eine elektromagnetischen Einheits-
 Nachkennung ist. Zwei Rassen
 aus der Approximation $\lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{T} = \infty$
 $= \frac{1}{0} = \infty$ (T) noch weiter auf
 der elektromagnetischen Feldstärke
 hinweisen und kommt auf die
 allgemeine Elektrodynamik zu-
 schlossen werden, doch ist diese
 Approximation das Grundgesetz
 der Wellenoptik, die für gewisse
 Atome charakteristisch ist,
 wenn im Limes die Wellenlänge
 gegen Null konvergiert, $\lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{T} = \infty$
 Es bleibt noch übrig, die anderen Teile
 der statischen Felderfall des un-
 barischen Zustands, nämlich
 $\lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{T} = \infty$; $\lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{T} = \infty$
 Approximation zu untersuchen.

In dem Operator ist $\lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{T} = \infty$
 nicht mehr enthalten, so daß $\lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{T} = \infty$
 nicht zu einer Änderung des Operators führt.
 Rasse der erste Approximationsordnung
 Rasse überlegen in $\lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{T} = \infty$ bestehen,
 diese Rasse erfüllen die Typenstruktur.
 Aus der Rasse können $\lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{T} = \infty$ also
 $\lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{T} = \infty$ $\lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{T} = \infty$ also $\lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{T} = \infty$
 $\lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{T} = \infty$ $\lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{T} = \infty$ und dies ist
 ist die Reduktion $\lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{T} = \infty$; $\lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{T} = \infty$
 Mit $\lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{T} = \infty$ wird dann $\lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{T} = \infty$
 $= \lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{T} = \infty$ $\lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{T} = \infty$ und $\lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{T} = \infty$
 Aus $\lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{T} = \infty$ folgt unmittelbar $\lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{T} = \infty$
 $\lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{T} = \infty$ $\lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{T} = \infty$ wobei $\lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{T} = \infty$ an
 darf. Wenn wir $\lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{T} = \infty$ $\lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{T} = \infty$ $\lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{T} = \infty$
 $\lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{T} = \infty$ $\lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{T} = \infty$ $\lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{T} = \infty$ für
 den Sonderfall $\lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{T} = \infty$, der eine $\lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{T} = \infty$
 der statischen Felderfall bedarf, gilt
 neben $\lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{T} = \infty$; $\lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{T} = \infty$
 Rasse ist immer $\lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{T} = \infty$ $\lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{T} = \infty$
 wobei T nach der Definition ist.

Γ = Operatoren, durch die man
 berechnen von $\{\}_+$ bestimmt ist.
 Wäre $\text{sp } \Gamma_{(-)}^{(6,6)}; (\frac{1}{2}\bar{R} - \frac{1}{2}\bar{g} R) = \bar{0}$
 ist, so wäre auch $\text{sp } \Gamma_{(-)}^{(6,6)} \cdot \Omega \cdot \{\}_+ =$
 $= \bar{0}$ im statischen Fall, sein
 und diese erweiterte Divergenzfrei-
 heit gilt auch für die Komplexrela-
 tive Linie $\text{sp } \Gamma_{(-)}^{(6,6)} \cdot (\frac{1}{2}\bar{R} - \frac{1}{2}\bar{g} R) = \bar{0}$
 was auch $\text{sp } \Gamma_{(-)}^{(6,6)} \cdot \Omega \cdot \{\}_+ = \bar{0}$
 zur Folge hat, weil in der Formel
 Reihe metrischer Größen vorzukommen.
 Damit wird $\text{sp } \Gamma_{(-)}^{(6,6)}; \Omega \cdot \{\}_+ =$
 $= -F \cdot \Omega \cdot \{\}_+; \{\}_+ = \bar{0}$ also auch
 die Definition der Γ -Operatoren
 $g_{+}^{il} \{\}_{+}^{s} (\Omega \cdot \{\}_+; \{\}_+)_{is} + g_{+}^{il} \{\}_{+}^{s} \cdot$
 Hierin ist
 $g_{+}^{il} \{\}_{+}^{s} = \{\}_{+}^{s, i}$ und
 $g_{+}^{il} \{\}_{+}^{s} = \{\}_{+}^{s, i}$ übereinst.
 $\Omega \cdot \{\}_+; \{\}_+ = \text{sp } \frac{1}{2}\bar{g} R \cdot \{\}_+ \cdot \{\}_+^{(6,6)}$
 $= \Omega \cdot \{\}_+ - \frac{1}{2}\bar{g} R \cdot \{\}_+; \{\}_+$ weil

Berechnung ist Seite 37
 nach der Gleichung für die statischen
 Größen die Komplexrelationen
 in statische mit Erweiterung von Γ
 Operator $\text{sp } \Gamma$ sein, so dass die
 Berechnung ist Seite 41
 für $\text{sp } \Gamma \rightarrow \infty$ ist $\text{sp } \Gamma$ da $\text{sp } \Gamma$
 nicht gilt für alle Komplexrelationen
 statischen Größen.
 Eine $\{\}_+ = \Omega \cdot (\frac{1}{2}\bar{R} - \frac{1}{2}\bar{g} R)$ und
 $\text{sp } \{\}_+; \{\}_+ = \frac{1}{2}\bar{R}$ weil für $\text{sp } \Gamma \rightarrow \infty$
 wenn $\text{sp } \Gamma \rightarrow \infty$ ist abstrakte
 Berechnung nicht mehr anwendbar.