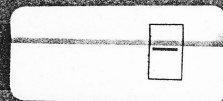


Libretto 128

Symphonische
Kammerbegleitung

Paul K.

11672 K



Fortsetzung von Blatt II
 Wahrscheinliche Dynamik und Statistik

immer für die statistischen Messfelder
 zugehörige die Erwartungswertbegriffe
 $\text{sp } \hat{G}, \hat{G} = \bar{\lambda} \{ \}$ gelten muß, was

sich auch auf die Approximation
 $2\hat{G} \rightarrow 2\bar{\sigma}$ erstreckt. Hieraus ergibt

sich sich in der Korrespondenzbeziehung

$$\text{Skalar} \{ \lambda_{+m}^i \} + \{ \lambda_{+m}^i \} + \{ \lambda_{+m}^i \} =$$

$$= \frac{1}{2} \left(\{ \lambda_{+m}^i \} + \{ \lambda_{+m}^i \} + \{ \lambda_{+m}^i \} \right) = \frac{1}{2} \left(\{ \lambda_{+m}^i \} + \{ \lambda_{+m}^i \} + \{ \lambda_{+m}^i \} \right) =$$

$$= \frac{1}{2} \left(\{ \lambda_{+m}^i \} + \{ \lambda_{+m}^i \} + \{ \lambda_{+m}^i \} \right) = \frac{1}{2} \left(\{ \lambda_{+m}^i \} + \{ \lambda_{+m}^i \} + \{ \lambda_{+m}^i \} \right) =$$

$\text{sp} \{ \} = \bar{\sigma}$ ist. Für diesen Erwartungswert
 läßt sich eine gute Näherung $\approx \text{sp} \{ \}$

setzen. Es gilt also Approximation
 des Terms $\{ \lambda_{+m}^i \} + \{ \lambda_{+m}^i \} + \{ \lambda_{+m}^i \} +$

$$+ \{ \lambda_{+m}^i \} + \{ \lambda_{+m}^i \} + \{ \lambda_{+m}^i \} = 0 \text{ für } \hat{G} \rightarrow 0$$

Wenn $\{ \lambda_{+m}^i \} = 0$ gilt, dann muß auch
 $0 = \hat{G} \{ \lambda_{+m}^i \} = \{ \lambda_{+m}^i \}$ aber

$$\{ \lambda_{+m}^i \} = 0 \text{ sein, was}$$

$$\{ \lambda_{+m}^i \} \cdot \lambda_{+m}^i = 0 \text{ gilt und}$$

das bedeutet kann als Integral

2. eines paarweiserlineare Gebietsintegrals
 aufgesetzt werden, das ebenfalls ein
 selbsteradjungiertes Hermitesches
 Raum darauf geschlossen werden,
 das $\lambda_+ \{ \}^+$ hermitesch ist, was
 wegen $\lambda_+ \{ \}^+ = \text{sp } \mathcal{C}_+; \{ \}^+$ die Her-
 mitizität von $\text{sp } \mathcal{C}_+$ und auch von
 $\mathcal{C}_+$ selbst nach sich zieht. Mit
 einer Approximation so liefert die
 gleiche Untersuchung für den
 statischen Fall $(\text{sp } \tau_{(-)}^{(x)})_2; \{ \}^+ = \mathcal{C}_+ = \mathcal{C}_+$
 wegen $\text{sp } \tau_{(-)}^{(x)}; \{ \}^+ = \mathcal{C}_+ = \mathcal{C}_+$ für alle
 vier Gleichungen $g_{ij}^{(x)} \{ \}^+ \lambda_m \{ \}^+ +$
 $+ g_{ij}^{(x)} \{ \}^+ \lambda_m \{ \}^+ =$
 $= \frac{1}{2} (\{ \}^+ \{ \}^+)^{(x)} g_{ij}^{(x)} + \{ \}^+ \{ \}^+ g_{ij}^{(x)} = 0$,
 weil immer $\text{sp } \{ \}^+ = \mathcal{C}_+ = \mathcal{C}_+$ sein muß.
 Auch folgt $g_{ij}^{(x)} \{ \}^+ \{ \}^+ = \{ \}^+ \{ \}^+ = 0$
 aus zwei gleichen Grund. Dennach
 bleibt das Theorem $\{ \}^+ \{ \}^+ \lambda_m \{ \}^+ = 0$
 für $\varepsilon = 1$ und $\varepsilon = 2$ richtig und

heraus folgt wiederum die Hermiti-
 zität von $\lambda \{ \} = \text{sp } \mathcal{C}; \{ \}$ weil
 der Ausdruck als Integral eines
 paarweiserlineare Gebietsintegrals
 aufgesetzt werden kann. Wegen
 allgemeines $\int \sqrt{|g|} (\{ \}^* \lambda \{ \} - \{ \} (\lambda \{ \}))$
 $\cdot \frac{1}{\sqrt{|g|}} dx^4 = 0$ ist, so muß wegen
 $\frac{1}{\sqrt{|g|}} \{ \}^* \{ \} = \text{sp } \mathcal{C}; \{ \}$ auch
 $\int \sqrt{|g|} (\{ \}^* \text{sp } \mathcal{C}; \{ \} - \{ \} (\text{sp } \mathcal{C}; \{ \})) \frac{1}{\sqrt{|g|}} dx^4$
 $= 0$ sein und dies ist dann aber
 die Hermitizitätsbedingung des
 Operators $\text{sp } \mathcal{C}$ bezw. für $\mathcal{C}$ selbst,
 d. h. im statischen Falle beschreibt
 $\mathcal{C}; \{ \} = \lambda \times \{ \}$ tatsächlich eine
 Eigenwertprobleme, dessen Eigen-
 wertspektren ein diskretes
 Punktspektrum ist und dessen
 Eigenfunktionen mit dem τ_+
 als Parameter eine abzählbare
 Funktionsreihe aufspannen.

⁷⁴ Diese höchsten Normenoperator hergeleitet!
Zustände für den Konvergenzfall
 $\frac{1}{\sqrt{|g|}} \cdot \left\{ \hat{\psi}^* \right\}$ $\frac{1}{\sqrt{|g|}} dx \pm < \infty$ geht
wirken auf den statischen Zustand =
falls bei Gl. ~~76~~, also auf
 $\psi \cdot \left\{ \right\} = \bar{\lambda} \times \left\{ \right\}$ bezw. sp. $\left\{ \right\} =$
 $= \bar{\lambda} \left\{ \right\}$ und $sp \left\{ \right\}_+ = sp \left\{ \right\}_- = \bar{\sigma}$
gültig. Andererseits weisen aber
immer Statist. Eigenwerte und
eine hermitescher Zustandsoperator
auf die Existenz Normen Operator
herausfallen zu betreffenden Zustand =
größe hin, was der statische
Faktorfall von Gl. ~~76~~ Die Existenz
qualitativer hergeleitetzustände
aufgez. Wenn dies aber so ist,
dann wird Gl. ~~76~~ auch die
Qualitativen als Faktorfall
erhalten. Dies ist umso posit.
licher als aus Gl. ~~76~~ approximativ.

durch Parallelverschiebungen erhalten
 werden können, so
 nicht angewandten, daß ein mesodermal
 Konkrete $\angle \overline{g}$ $\neq$ $\angle \overline{F}$ vorwärts
 das aber so schwach ist, daß die an
 derin von $\overline{g}$ mit $x \in \mathbb{R}_+$
 parallel verschoben, das also
 $\angle g_{in} \rightarrow x^L \rightarrow 0$, also $\hat{\{\}} \rightarrow \hat{\{\}}^+$
 gezeigt werden kann, so liegt der
 nächste Fall bei $\hat{\{\}}^L$ nicht vor
 während in der dynamischen Pf. $\hat{\{\}}^L$
 immer $\hat{\{\}} = \hat{\{\}}^L; (\hat{\{\}} + \hat{\{\}}^L) \rightarrow \hat{\{\}}^L; \hat{\{\}}^L$
 mit dieser Voraussetzung ergibt sich
 der Fall. Überdies ist $\lim_{\hat{\{\}} \rightarrow \hat{\{\}}^L} \hat{\{\}} = 0$
 und auch $\lim_{\hat{\{\}} \rightarrow \hat{\{\}}^L} \hat{\{\}} = 0$, also
 $\lim_{\hat{\{\}} \rightarrow \hat{\{\}}^L} \hat{\{\}} = 0$, was in $\lim_{\hat{\{\}} \rightarrow \hat{\{\}}^L} \hat{\{\}}^L = \lim_{\hat{\{\}} \rightarrow \hat{\{\}}^L} \hat{\{\}}^L$
 führt. Diese Voraussetzungen
 sind, ergibt die Reduktion
 $\hat{\{\}}^L, (\hat{\{\}}^L)^L; \hat{\{\}}^L, \hat{\{\}}^L$
 und $\hat{\{\}}^L, \hat{\{\}}^L$; $\hat{\{\}}^L, \hat{\{\}}^L$

[illegible]

schatten von $\{\xi_+\}$) wählen $\Omega_+, \xi_+ = \xi_+$
 $= {}^2\bar{\lambda} \cdot \varphi$ über $\Omega_+, \xi_+ = [(\lambda, \varphi)_{i_k}]_4$
 bzw. $\Omega_+, \xi_+ = \lambda \varphi$ ausgedrückt der
 kan. Darstellung, ist das eine vektorielle
 Eigenfunktion φ ist nur in der vorbe-
 lieben Weise möglich, weil aufgeführt
 ${}^2\bar{g}^- \rightarrow {}^2\bar{0}$ immer $\Omega_+, \xi_+ =$
 $= (\Omega_+, \xi_+)^x$ ist und stets $(\lambda, \varphi)_{i_k}$
 $= (\lambda, \varphi)_{i_k}$ gilt. Entsprechend
 muß auch in der Skalarformel
 ${}^2\bar{\lambda} = {}^2\bar{\lambda}^x$ und in der Spezies-
 Darstellung $\varphi = \varphi^x$ sein. Zu
 nächst werde nur $\varphi \varphi^{(-)}; \varphi \varphi^{(3,3)}$
 untersucht. Ist die Feld-
 $\varphi \varphi^{(-)} = 0$
 funktion skalar, also $\varphi \varphi^{(-)} = 0$
 so gilt $\varphi \varphi^{(-)} = \varphi \varphi^{(3,3)}$
 $= g_{i_k} \lambda_{i_k} \varphi \varphi^{(-)} + F_k \varphi =$
 $= \lambda_k \varphi \varphi^{(-)} + F_k \varphi$, und dies hat
 $\varphi = \varphi \varphi^{(-)}$, $(\lambda_k \varphi \varphi^{(-)} + F_k \varphi) =$
 $= \lambda_k \varphi \varphi^{(-)} + F_k \varphi$

8 gilt folg. Mit $\text{vector } \lambda^{-1}$ aus
auf ein Hauptachsens Hauptachs
auszuweichen, also $\lambda^{\text{el}} \sim S_{\text{el}}$ oder
 $\lambda^{\text{el}} = a_{\text{el}} S_{\text{el}}$, so ergibt sich
 $a_{\text{el}} \frac{\partial^2 \lambda^{\text{el}}}{\partial x^{\text{el}2}} + F_{\text{el}}^{\text{el}} \frac{\partial \lambda^{\text{el}}}{\partial x^{\text{el}}} + g \cdot \lambda^{\text{el}} = 0$
oder nach einer Koordinatentrans-
formation wegen $a_{\text{el}} = \text{const.}$
auch $\text{div}_4 \text{grad}_4 f + F \text{grad}_4 f + g f = 0$.
Diese Gleichung kann auch weiter aus-
geschrieben werden. Auf jeden Fall
ist dies dieses Differentialgesetz
eines räumzeitlichen Wellenfelds mit
skalarem Zustandsfunktions f
beschrieben. Diese Gleichung für ein
Räumzeitlich quasistatische Pot-
ential, wenn f den räumzeit-
lichen des statischen Potentials
bezeichnet. In D_+ , $\{ \}$
Diese Differentialgleichung, weil
es für $\{ \}$ erfüllt ist mit D_+ .

herauszulesen ist, muß es wegen
 $\{ \}_{+}$ auch für φ erfüllt
 sein, weil alle $\lambda_{ik} = \text{const} < \infty$
 sind. Wäre gefordert, daß sich
 $\varphi = \varphi/\sigma$ getrennt so harmonisch
 verhält, daß in gutet
 $\varphi \approx 0$ gesetzt werden darf, und
 ist, immer $F \perp \text{grad } \varphi$, so daß
 $F \text{ grad } \varphi = \frac{F}{ic} \cdot \varphi$ gesetzt wer-
 den kann, so erhält die Feldgleichung
 schon zu div grad $\varphi = \frac{ic}{c} \varphi + \text{div } F$
 $= 0$. Hierin kann noch $\text{div } F$
 nachprüfend und $F = -\vec{a} c$ eingesetzt
 werden, was zu $\vec{a} \cdot \vec{a} \varphi + \text{div grad } \varphi$
 $= 0$ führt. Dies ist aber nicht
 anders als die Wellengleichung:
 Die Feldgleichung eines potentiellen
 verändernd auf die beiden bewegten
 Materialteilchen mit skalarem Ladungs-
 Massenfunktion F , wenn

10 $\vec{a} = \frac{2m}{\hbar} \vec{a}$ mit $\hbar = \frac{h}{2\pi}$
 festgelegt wird. Die so ab-
 gewanderten Approximationen
 $2im\vec{p} + \hbar \operatorname{div} \vec{p} = 0$
 (die Erfahrung $\hbar \sim m$ ist ohne
 weiteres gelöst, $\operatorname{div} \vec{p}$ ist
 konstant ist auf die Spezialisierung
 $m = m(p)$ des Feldquants dabei
 ein statisch stabiles Fall des
 ortsfesten ausgeglichen werden)
 kann auch weiter getrieben werden
 wenn man den quantenmechanischen
 Operatoren $\vec{p} = i\hbar \frac{\partial}{\partial \vec{x}}$ mit
 $\vec{p} = -i\hbar \operatorname{grad}$ für Energie und
 Impuls gemäß $\vec{p} = E = \vec{p}^2$ und
 $\vec{p} = \vec{p}^2 = \vec{p}^2 \vec{p}$ bezug. - $\hbar \operatorname{div} \vec{p} =$
 $= \vec{p}^2; \vec{p} = \vec{p}^2 \vec{p}$ auf $\vec{p}^2$ und
 Approximationen $\vec{p}^2$ von Energie E
 und Impuls $\vec{p}$ eines nichtquantisierten
 Newton-Kontinuums gravitationsfeldes

ist. Es ist $0 = 2im\vec{p} + \hbar \operatorname{div} \vec{p} =$
 $= \frac{2m}{\hbar} \vec{p} \cdot \vec{p} - \frac{1}{\hbar} \vec{p}^2; \vec{p} =$
 $= \frac{1}{\hbar} (2mE - \vec{p}^2) \cdot \vec{p}$ oder
 $E - \vec{p}^2/m = 0$. Wird weiter ausge-
 wiesen das die Relativenergie
 direkt $\vec{p}$ des durch $\vec{p}$ Skalar be-
 schrieben hergeleitetquants
 im Bereich $0 < v \ll c$ liegt,
 sodass $\vec{p} = m\vec{v}$ mit $m = \text{const}$
 ersetzt werden darf, so wird die
 Beziehung zu $E = \frac{1}{2} m v^2$ und
 dies ist die galileianische
 Ausdruck der kinetischen Energie
 einer mit v bewegten Masse m .
 Diese Gleichung kann ebenfalls als
 Basis einer Entwicklung des
 Erdschwerkfeldes verwendet
 werden. Neben der Skalar-
 wellengleichung $\vec{p}^2 = \vec{p}^2$;
 $= \vec{p}^2$ kann auch bei anderer

12. Annäherung an elektrodynamische
 Hier $\psi^{(-)} \sim \psi^{(-3)}$, $\psi^{(-)}$, $\psi^{(-6,6)}$, $\psi^{(-)}$, $\psi^{(-)}$ = c
 Approximation unkorrigiert annehmen.
 Es ist $(\psi^{(-6,6)}, \psi^{(-)})_K = \lambda^{(-)} \frac{\partial \psi^{(-)}}{\partial x^2}$
 und $0 = \lambda^{(-)} \cdot \frac{\partial^2 \psi^{(-)}}{\partial x^2 \partial x^2} - g^{(-)}_{ik} \psi^{(-)}_{,i} \lambda^{(-)}_{,k}$
 $= \lambda^{(-)} \frac{\partial^2 \psi^{(-)}}{\partial x^2 \partial x^2} - \{g^{(-)}_{ik}\} \lambda^{(-)}_{,i} \frac{\partial \psi^{(-)}}{\partial x^2} =$
 $= \lambda^{(-)} \frac{\partial^2 \psi^{(-)}}{\partial x^2 \partial x^2}$, weil $\psi^{(-)}_{,i} = 0$
 und damit auch $\{g^{(-)}_{ik}\}_+ = 0$ ist.
 Womit wieder für die Kontinuitäts-
 Form $\lambda^{(-)} \sim \int_{K^2}$ angenommen.
 Und eine Koordinatentransformation
 Möglichkeit, so wird aus $\lambda^{(-)} \frac{\partial^2 \psi^{(-)}}{\partial x^2 \partial x^2}$
 $= 0$ nach pseudodifferentialen $\psi^{(-)}$
 Approximation $0 = \sum_{l=1}^{\infty} \frac{\partial^2 \psi^{(-)}}{\partial x^2 \partial x^2} =$
 $= \text{div}_+ \text{grad}_+ \psi^{(-)} = \text{div}_+ \text{grad}_+ \psi^{(-)} = \frac{\partial^2 \psi^{(-)}}{\partial x^2 \partial x^2}$
 Diese Beziehung div $\psi^{(-)} = \frac{\partial^2 \psi^{(-)}}{\partial x^2 \partial x^2}$
 ist aber die Gleichung eines Wel-
 lenpeldes, das sich nicht dat. $\psi^{(-)}$
 Schwingungszustand c ausdrückt,
 d. h. in dieser Approximation

beschreibt ψ im Skalarpotential
 eines elektromagnetischen Materiefeld-
 quants, wenn diesem Quant wegs-
~~setzt~~ nach dem elektrodynam-
 ischen Relativitätsprinzip
 eine positive helix'sche Injektion
 sein werden weil seine Ausbreitung
 geschwindigkeits im Gegensatz zu $\psi^{(-)}$
 durch $2 \text{ in } \psi^{(-)} + \hbar \text{ div grad } \psi^{(-)} = 0$
 beschriebenen Materiefeld ($\psi^{(-)} =$
 $\psi^{(-)}$) die nach $\hat{A}$ und $\hat{B}$ überlapp-
 ungsweise obere Schranke $v = c$
 erreicht. Aus der Darstellung $(\psi^{(-)}, \psi^{(-)})$
 $= (\lambda, \psi^{(-)})_{ik}$ ist ein Darstellung $\psi^{(-)}$
 folgt dann in ähnlicher Weise zu
 nächst aus der Formung $\psi^{(-)}_{,i} \lambda^{(-)}_{,i} =$
 weil $(\psi^{(-)}, \psi^{(-)})_{ik} = (\lambda, \psi^{(-)})_{ik}$
 $= g^{(-)}_{ik} \lambda^{(-)}_{,i} \frac{\partial \psi^{(-)}}{\partial x^2} + \lambda^{(-)}_{,i} \frac{\partial \psi^{(-)}}{\partial x^2} - g^{(-)}_{ik} \lambda^{(-)}_{,i} \frac{\partial \psi^{(-)}}{\partial x^2}$
 $= -g^{(-)}_{ik} \lambda^{(-)}_{,i} \frac{\partial \psi^{(-)}}{\partial x^2} =$

ein Stück ein Vektorfeld beschreibendes
 Koordinatensystem in seiner hierarchischen
 schwachen Korrespondenz $\{\} \rightarrow \vec{0}$ und
 einem mesobasischen Koordinatensystem
 approximativ $(\vec{g}_+ \rightarrow \vec{0})$ die
 $\lambda^{\pm} (g_+^{\pm} \frac{\partial^2 \tau_i}{\partial x^{\pm} \partial x^{\pm}} - \frac{\partial^2 \tau_i}{\partial x^{\pm} \partial x^{\pm}} \{\kappa\}_+)$
 $- \frac{1}{2} g_+^{\pm} ((\lambda, \tau)_{\lambda\kappa} \frac{\partial^2 \tau_i}{\partial x^{\pm} \partial x^{\pm}} \{\kappa\}_+ + \{\kappa\}_+ \frac{\partial^2 \tau_i}{\partial x^{\pm} \partial x^{\pm}} (\lambda, \tau)_{\lambda\kappa})$
 $= 0$ beschreiben. Wir haben diesen Ausdruck
 auf gewöhnliche Koordinaten transformiert
 und, so wird $\vec{g}_+ = \text{const.}$ war
 $\{\kappa\}_+ = 0$ und liefert $\lambda^{\pm} g_+^{\pm} \frac{\partial^2 \tau_i}{\partial x^{\pm} \partial x^{\pm}} =$
 $= 0$ oder $0 = \lambda^{\pm} \frac{\partial^2 \tau_i}{\partial x^{\pm} \partial x^{\pm}} =$
 $= \lambda^{\pm} \tau^{(66)}_{i\kappa}$, so $\tau^{(66)}_{i\kappa}$; τ gut Folgt das
 für ein Relativistisches Approximation ist
 aber $\lim_{\vec{g}_+ \rightarrow \vec{0}} \tau^{(66)}_{i\kappa} = \text{grad}_+$ und
 $\lim_{\vec{g}_+ \rightarrow \vec{0}} \tau^{(66)}_{i\kappa} \text{ sp } \tau^{(66)}_{i\kappa} = \text{div}_+$ sodass der
 Ausdruck für $\vec{g}_+ \rightarrow \vec{0}$ zu $\tau^{(66)}_{i\kappa} \text{ sp } \tau^{(66)}_{i\kappa}$
 $= 0$ wird. Diese Bedingung, dass es
 einfacher Weise erfüllt werden.
 nämlich für $\vec{\lambda} = \vec{0}$, weil hätte die

$\lambda^{\pm} - \lambda_i g_+^{\pm} \frac{\partial^2 \tau_i}{\partial x^{\pm} \partial x^{\pm}} + \lambda^{\pm} \frac{\partial^2 \tau_i}{\partial x^{\pm} \partial x^{\pm}} -$
 $\{\kappa\}_+ (\lambda, \tau)_{\lambda\kappa}$ wegen $\{\kappa\}_+ = 0$ ist,
 $0 = \text{sp } \tau^{(66)}_{i\kappa}; \text{ sp } \tau^{(66)}_{i\kappa} = [\lambda, \tau]_{i\kappa}$
 $= g_+^{\pm} \lambda_i \frac{\partial^2 \tau_i}{\partial x^{\pm} \partial x^{\pm}} - g_+^{\pm} \frac{\partial^2 \tau_i}{\partial x^{\pm} \partial x^{\pm}} (g_+^{\pm} \frac{\partial^2 \tau_i}{\partial x^{\pm} \partial x^{\pm}} +$
 $+ \lambda^{\pm} \frac{\partial^2 \tau_i}{\partial x^{\pm} \partial x^{\pm}} + \lambda^{\pm} g_+^{\pm} \frac{\partial^2 \tau_i}{\partial x^{\pm} \partial x^{\pm}} +$
 $+ \lambda^{\pm} g_+^{\pm} \frac{\partial^2 \tau_i}{\partial x^{\pm} \partial x^{\pm}} - g_+^{\pm} \frac{\partial^2 \tau_i}{\partial x^{\pm} \partial x^{\pm}} (\lambda, \tau)_{\lambda\kappa} +$
 $+ \lambda^{\pm} g_+^{\pm} \frac{\partial^2 \tau_i}{\partial x^{\pm} \partial x^{\pm}} - g_+^{\pm} \frac{\partial^2 \tau_i}{\partial x^{\pm} \partial x^{\pm}} (\lambda, \tau)_{\lambda\kappa} \frac{\partial^2 \tau_i}{\partial x^{\pm} \partial x^{\pm}} +$
 $+ \{\kappa\}_+ \frac{\partial^2 \tau_i}{\partial x^{\pm} \partial x^{\pm}} (\lambda, \tau)_{\lambda\kappa})$. Die Antwort =
~~unter T-Transformation und A-Transformation~~
~~liniervollständig~~ $\frac{\partial g_+^{\pm}}{\partial x^{\pm}} =$
 $= -g_+^{\pm} \{\kappa\}_+ - g_+^{\pm} \{\kappa\}_+$, welche
 gut Umrechnung verwendet werden kann.
 Wir vergleichen eine zyklische Darstellung
 des folgenden Vorgehens, so folgt $0 =$
 $= 2 \lambda^{\pm} g_+^{\pm} \frac{\partial^2 \tau_i}{\partial x^{\pm} \partial x^{\pm}} - \lambda^{\pm} \frac{\partial^2 \tau_i}{\partial x^{\pm} \partial x^{\pm}} \{\kappa\}_+ +$
 $+ \{\kappa\}_+ \frac{\partial^2 \tau_i}{\partial x^{\pm} \partial x^{\pm}} - g_+^{\pm} ((\lambda, \tau)_{\lambda\kappa} \frac{\partial^2 \tau_i}{\partial x^{\pm} \partial x^{\pm}} +$
 $+ \{\kappa\}_+ \frac{\partial^2 \tau_i}{\partial x^{\pm} \partial x^{\pm}} (\lambda, \tau)_{\lambda\kappa}) =$
 $= 2 \lambda^{\pm} g_+^{\pm} \frac{\partial^2 \tau_i}{\partial x^{\pm} \partial x^{\pm}} - 2 \lambda^{\pm} \frac{\partial^2 \tau_i}{\partial x^{\pm} \partial x^{\pm}} \{\kappa\}_+ -$
 $= g_+^{\pm} ((\lambda, \tau)_{\lambda\kappa} \frac{\partial^2 \tau_i}{\partial x^{\pm} \partial x^{\pm}} + \{\kappa\}_+ \frac{\partial^2 \tau_i}{\partial x^{\pm} \partial x^{\pm}} (\lambda, \tau)_{\lambda\kappa})$
 weil $\{\kappa\}_+ = \{\kappa\}_+$ ist. Damit wird

16 auch für $\Omega_+ \{ \} = 2\bar{0}$ gilt Folge
 und für den charakteristischen Eigenwert =
 Nullen $\bar{\lambda}$ gibt es überhaupt keine
 Eigenwerte, so daß $\bar{\lambda} = \bar{0}$ ausge-
 schlossen und $\bar{\lambda} \neq \bar{0}$ angenommen =
 man verwirft. Die zweite
 hypothetisch Lösung ist der orthogon-
 alitäts $\bar{\lambda} \perp \text{grad}_+^*$, was den
 Skalaroperator $\bar{\lambda} \text{ grad}_+^*$ zum Null-
 operator werden läßt. Das kann
 aber auch nicht möglich sein,
 weil unter Zugrundelegung Rot =
 charakteristischer Koordinaten immer
 $\bar{\lambda} \text{ grad}_+^* = \sum_{k=1}^4 \lambda_k \frac{\partial}{\partial x_k}$ gesetzt
 werden kann und hierfür ist
 $\sum_{k=1}^4 \lambda_k \frac{\partial}{\partial x_k} = 0$ nicht möglich.
 wenn alle $\lambda_k = 0$ also $\bar{\lambda} = \bar{0}$
 entgegen der Voraussetzung $\bar{\lambda} \neq \bar{0}$
 ist. Die dritte Lösung ist
 schließlich läßt $\bar{\lambda} \text{ grad}_+^* \bar{\lambda} = 0$

unter $\text{div}_+^* \bar{\lambda} = \text{const}$ erreichen, für
 wenn sich die Konstanz auf alle x_k
 bezieht. Mit $\text{div}_+^* \bar{\lambda} = \text{const}$ ist
 $\bar{\lambda} \text{ grad}_+^* \text{div}_+^* \bar{\lambda} = 0$ immer er-
 füllt, weil in $\bar{\lambda} \text{ grad}_+^*$ die $\lambda_k = \text{const}$
 sind, was bereits unter den Eigen-
 wertcharaktere eingebracht werden muß.
 $\text{div}_+^* \bar{\lambda} = \text{const}$ sagt also aus, daß
 immer eine, wenn charakteristischer
 der Natur ein Vektorfeld beschreibbar
 sind, die Quellverteilung im $\mathbb{R}_4$
 approximativ unter einer Konstanz
 hinsichtlich der $\mathbb{R}_4$ -Koordinaten
 darstellbar ist. Für $\bar{\lambda} = 0$ und
 $\bar{\psi} = \sum_{i=1}^3 \bar{\lambda}_i$, so wird die Quell-
 leistung $\text{grad}_+^* \text{div}_+^* \bar{\psi} = \text{const}$
 im $\mathbb{R}_3$ und diese Quellverteilung
 kennzeichnet das algebraische Ver-
 halten elektromagnetischer und gra-
 vitativer Feldquellen im $\mathbb{R}_3$, genau

18. Nach $\mathcal{F}^+ = 0$ für den $\mathcal{N}_3$ -Anteil
 $\mathcal{F}^+ \neq 0$ nach Raum.

Der andere Approximationswert
 geht aus der Operator-Raum-Relation

$$\begin{aligned} \mathcal{A} \mathcal{F}^{(3)}; \mathcal{A} \mathcal{F}^{(-)}; [\lambda, \mathcal{F}]_{ik} &= 0 \\ \text{heraus, es ist } (\mathcal{A} \mathcal{F}^{(66)}; [\lambda, \mathcal{F}]_{ik})_k &= \\ = g_{+}^{il} \lambda \frac{\partial \mathcal{F}_k}{\partial x_l} + \lambda_k g_{+}^{il} \frac{\partial \mathcal{F}_i}{\partial x_l} &= \\ = \lambda_l \frac{\partial \mathcal{F}_k}{\partial x_l} + \lambda_k g_{+}^{il} \frac{\partial \mathcal{F}_i}{\partial x_l} &\text{ und} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{daher } 0 &= \mathcal{A} \mathcal{F}^{(3)}; \mathcal{A} \mathcal{F}^{(-)}; [\lambda, \mathcal{F}]_{ik} \\ &= \lambda_l g_{+}^{km} \frac{\partial \mathcal{F}_k}{\partial x_l} + \lambda_k g_{+}^{km} \frac{\partial \mathcal{F}_l}{\partial x_l} + \lambda_k g_{+}^{km} \frac{\partial \mathcal{F}_l}{\partial x_l} \\ &= - \{ \lambda_{km} \}^+ g_{+}^{km} \left(\lambda_l \frac{\partial \mathcal{F}_k}{\partial x_l} + \lambda_k g_{+}^{il} \frac{\partial \mathcal{F}_i}{\partial x_l} \right) \\ &= - \lambda_l g_{+}^{km} \frac{\partial \mathcal{F}_k}{\partial x_l} + \lambda_k g_{+}^{km} \frac{\partial \mathcal{F}_l}{\partial x_l} + \lambda_k g_{+}^{km} \frac{\partial \mathcal{F}_l}{\partial x_l} \\ &= \{ \lambda_{km} \}^+ = 0 \text{ wegen } \mathcal{P}^+ = 0 \text{ ist.} \end{aligned}$$

Nach zyklischer Forderung erhält man
 $2 \lambda_l g_{+}^{il} \frac{\partial \mathcal{F}_k}{\partial x_l} + \lambda_m \frac{\partial \mathcal{F}_k}{\partial x_l} \frac{\partial \mathcal{F}_m}{\partial x_l} = 0$
 und hierin Raum $g_{+}^{il} \frac{\partial \mathcal{F}_k}{\partial x_l} =$
 $= - g_{+}^{il} \{ \lambda_{km} \}^+ - g_{+}^{ik} \{ \lambda_{km} \}^+ =$
 $= - (\{ \lambda_{km} \}^+ + \{ \lambda_{km} \}^+) = - 2 \{ \lambda_{km} \}^+$
 verwendet werden. Einsetzen liefert

$$\begin{aligned} \lambda_m g_{+}^{il} \frac{\partial \mathcal{F}_k}{\partial x_l} + \lambda_m \frac{\partial \mathcal{F}_k}{\partial x_l} &= \lambda_m \frac{\partial \mathcal{F}_k}{\partial x_l} - \lambda_m \frac{\partial \mathcal{F}_k}{\partial x_l} \\ &= \lambda_m (g_{+}^{il} \frac{\partial \mathcal{F}_k}{\partial x_l} - \frac{\partial \mathcal{F}_k}{\partial x_l} \{ \lambda_{km} \}^+) = 0 \end{aligned}$$

Diese Bedingung ist erfüllt, wenn
 $\lambda_m = 0$ werden oder aber
 $g_{+}^{il} \frac{\partial \mathcal{F}_k}{\partial x_l} - \{ \lambda_{km} \}^+ \frac{\partial \mathcal{F}_k}{\partial x_l} = 0$
 gilt. Da Beträgungsoperator auf
 ihren Eigenwert charakterisiert ist
 $\lambda_m \neq 0$
 oder anders, Raum mit $g_{+}^{il} \frac{\partial \mathcal{F}_k}{\partial x_l}$
 $- \{ \lambda_{km} \}^+ \frac{\partial \mathcal{F}_k}{\partial x_l} = 0$ sein, was sich für
 Operator $\mathcal{O}_m^+ = (g_{+}^{il} \frac{\partial}{\partial x_l} - \{ \lambda_{km} \}^+)$;
 $\mathcal{O}_m^+ = 0$ in die einfache
 Form $\mathcal{O}_m^+; \mathcal{F}_i = 0$ eines Systems
 aus vier Differentialgleichungen
 überträgt werden kann. Diese
 dieses Systems des 2. Approximations
 Wertes wird $\mathcal{F}$ mit der g_{+}^{ik} in
 Zusammenhang gebracht, dies
 fallen in Rechnung zu der ersten
 Relation hier $\lambda_m \neq 0$ liefert
 von selbst aus. Eine analoge

2.2 Ob nach gegebenem Vektorfeld $\vec{F}$ konservativ, wegen der konservativen Eigenschaften aller Komponenten

$$g_+^{im} \left(g_+^{kl} \frac{\partial^2 \tilde{F}_{ik}}{\partial x^l \partial x^m} - \tilde{F}_{ik} \frac{\partial}{\partial x^m} \left\{ x^k \right\} \right) - 3 \frac{\partial \tilde{F}_{ik}}{\partial x^l} \left\{ x^k \right\} = 0.$$

Mindestens anderen Zweiges $sp \tilde{F}^{(3)}_{(-)}$, sp $\tilde{F}^{(6,6)}_{(-)}$, $\tilde{F}^{(3)}_{(-)}$ ist, wegen $(sp \tilde{F}^{(6,6)}_{(-)}, \tilde{F}^{(3)}_{(-)})_i = g_+^{kl} \frac{\partial \tilde{F}_{ik}}{\partial x^l}$

$$g_+^{im} sp \tilde{F}^{(3)}_{(-)}, sp \tilde{F}^{(6,6)}_{(-)}, \tilde{F}^{(3)}_{(-)} = g_+^{im} \frac{\partial}{\partial x^l} \left(g_+^{kl} \frac{\partial \tilde{F}_{ik}}{\partial x^l} \right) - g_+^{im} \left\{ x^k \right\} g_+^{kl} \frac{\partial \tilde{F}_{ik}}{\partial x^l}$$

$$= g_+^{im} g_+^{kl} \frac{\partial^2 \tilde{F}_{ik}}{\partial x^l \partial x^m} - 2 g_+^{im} \frac{\partial \tilde{F}_{ik}}{\partial x^l} \left\{ x^k \right\}$$

also $g_+^{im} g_+^{kl} \frac{\partial^2 \tilde{F}_{ik}}{\partial x^l \partial x^m} - 2 \frac{\partial \tilde{F}_{ik}}{\partial x^l} \left\{ x^k \right\} = 0$

Da die Gleichungen $\tilde{F}$ in g_+ sind, sind die Koordinaten transformiert werden, was in beiden Fällen zu gleichen Ergebnissen, nämlich

$$\frac{\partial^2 \tilde{F}^{km}}{\partial x^k \partial x^m} = 0, \text{ aber auch } \tilde{F}^{(3)}_{(-)} = 0$$

sehr approximativ $\tilde{F}^{(3)}_{(-)} = 0$ gilt, und dies bedeutet, $\tilde{F}^{(3)}_{(-)} = 0$ ist, dann die Verknüpfung eines

hermiteschen Vektorfeldes ist R_+ konservativ, weil das Feldrotationsfeld null ist. Auch die Quellen verschwinden, weil R_+ eines Feldes mit konservativer Feldfunktion null ist, nach Postulat zwei, was ein aus $locus$ in $dir_4 \tilde{F} = const$ ist. Während $\tilde{F}$ als approximativ als elektromagnetische Feldfunktion interpretiert ist, kann $\tilde{F}$ als elektromagnetische Feldfunktion interpretiert werden, denn die Approximation von $\tilde{F}; \{ \} = \tilde{F} \times \{ \}$ zum Feld $\rightarrow$ Resultieren $\tilde{F} \rightarrow \infty$ $\tilde{F} \rightarrow \tilde{F}^+ = \tilde{F}^+ \times$ mit $\tilde{F} \rightarrow \tilde{F}$ fñhte in $\tilde{F}^{(3)}_{(-)} - \frac{1}{2} \tilde{F}^{(3)}_{(-)} = \tilde{F}^{(3)}_{(-)}$, was die Lösung $\tilde{F}$ eine Lösung von $\tilde{F}$ als konservatives Gradientenpotential markiert, und dies

24. Wobrunn läßt es vereinfacht
erscheinen $2\vec{F} = 2\vec{F}^*$ als Zustand-
funktion des Feldes $2\vec{F} = 2\vec{F}^* \text{ aus-}$
zusprechen.

27. nach Approximationsreihen
bei $2\vec{F}^*$ für $2\vec{g}_- \rightarrow 2\vec{0}$ führen
zu Feldapproximationen $\vec{F} =$
Gleichungen skalar, vektori-
eller und tensorieller Feldfunk-
tionen auf die wiederum die
quadratische Randisole Feld-
mechanik anwendbar ist. Die
Form der Randischen Ebene =
Hallektoren im R_4 und der
daraus folgenden quadratischen
Hallektoren (n. 3. Grad)
läßt nach der Drehimpulsqua-
dratur Aussagen über das Spin-
verhalten der Feldquanten von
 $\vec{F}$, $\vec{F}$ und $2\vec{F}$. Es zeigt sich,

25. das Spinquantenverhalten für
quasi $S_0 = 0$ immer verschwindet
während für $\vec{F}$ und $2\vec{F}$ die Quan-
tenzahlen $S_1 = \pm 1$ und $S_2 = \pm 2$
nehmen. Skalare Feldquanten sind
also spinlos, d.h. spinlos
während jedes tensorielle Feld-
quanten spinquanten hat,
d.h. Spin, der die position oder die
orientierte spinquanten-
zahl in ihrem betrag dem von
Null verschiedenen tensorialen
der Feldfunktion entspricht.
(Skalar ist vom tensorialen Null).
Es besteht die Möglichkeit,
aus der angenommenen spinquanten
pl. 27, drei Approximationen im
tensorialen alle Aussagen der
spinquanten basis pl. 27. werten
neben der ~~hülle~~ dem skalar
Feldfall eines stabilen unbest.

26 solen System, noch einen anderen
Vorderfall zu untersuchen, das stat
statisch noch dynamisch ist, aber
durch eine Spezialisierung der ge. $\times 26$
geordnet werden kann. Der stat
ische Fall ist durch das Fehlen eines
mesobaren Koerdersystems und
der geteilten Krümmung der ge =
rotation - elektroneutralen
oder gravitativ - materiellen Rot =
relation charakterisiert, während
die statische Stabilität der als
Kohärenzfeldquant erscheinenden
mesobaren System bestimmt
wird. Im Gegensatz hierzu tritt im
dynamischen Fall durch das je =
wirdig mesobare Koerdersystem
eine Korrelation subjektiv gesehen ge =
achtet, während die dynamische
Korrespondenz zwischen den
Systemen ausgeglichen wird, die

weiterhin eine Zustandsänderung
oder eine vollständige Transmuta
tion des mesobaren Systems ge
Folge hat. Neben diesen beiden
Möglichkeiten besteht noch der Fall
dass ganz bei zwei mesobaren
Systemen die Bedingungen der meso
baren Stabilität erfüllt sind, aber
aufgrund der inneren Struktur des
Systems die statische Stabilität der
Korrelation mit Wachsen eines
bestimmten Zeitintervalls (seine
Länge hängt von der Struktur des
Systems ab) gewährleistet ist,
während nach Ablauf dieses Zeit
intervalls die zuvor stabile Kor
relation aufhört existieren
dynamisch labil wird und das System
spontan transmutiert oder seinen
Zustand ändert. Diese Stabilität
der Korrelation eines statischen

92 während des stabilen Zustandes
 vor Eintreten der Labilität ${}^2\overline{T}$
 also ${}^2\overline{T} = {}^2\overline{\sigma} + {}^2\overline{W} + {}^2\overline{T}'$. Daraus
 folgt ${}^2\overline{W}$ weil die übrigen drei
 Leusoren bereits bekannt sind. Für
 den Ansatz eines mesobaren kata-
 stabils kann dann

$$\lim_{\overline{\sigma} \rightarrow \infty} \left(\frac{\underline{L}}{\overline{\sigma}}; \underline{\{\}} + \underline{L}; \underline{\{\}} \right) = \kappa^2 \overline{W},$$

$$\frac{\underline{L}}{\overline{\sigma}} = \frac{{}^2\overline{T}}{\overline{\sigma}} - \frac{{}^2\overline{T}'}{\overline{\sigma}} - \frac{{}^2\overline{W}}{\overline{\sigma}},$$

$${}^2\overline{T} = \lim_{\overline{\sigma} \rightarrow \infty} {}^2\overline{T},$$

$$\underline{\overline{M}}^{(\pm)}; \left(\underline{\overline{\lambda}} \underline{\{\}} + \kappa^2 \overline{W} + \underline{\overline{\lambda}} \underline{\{\}} \right) = \hat{\sigma}^{77}$$

Gleichung ~~77~~

verwendet werden. Wenn das Spek-
 trum der möglichen katabildquanti-
 ten nach $\underline{L}; \underline{\{\}} = \underline{\overline{\lambda}} \underline{X \{\}}$ festliegt,
 könnte eine elastische katabi-
 lisation dieser katabildquanten
 geschehen, die trotz des katabild-
 der statischen Stabilität des Kot =

relativ ist und welche Transm = 33
 kation nach Eintreten des kate-
 labilen Labilität ablaufen, d. h.
 in welche mesobaren katabi-
 lisation die katabildquanten meso-
 baren System zerfallen. Auch
 könnte eine exakte stat approxi-
 mative Analyse der katabilität
 über die wechselseitig Transm-
 kation der katabilität von $\overline{T} - 4$ und
 derjenigen von $\overline{T} + 4$ gemacht
 und über die katabildquanten dieser
 Transmationen Aufschluß geben.
 Alle diese vorausgesetzten katabi-
 lisation der mesobaren Dynamik,
 katabi und katabilität Lage es nahe,
 eine Analyse der katabilität
 stationärer katabildquanten im
 Zusammenhang mit der katabi-
 lation der katabildquanten durchzuführen

34 wohl offensichtlich diese
 Kriterien geben aber die Eigen-
 werte von $\hat{\lambda}$ bestimmt werden,
 denn das metrische Kap des Met-
 relatorbereiches $\mathcal{T}_4$, nämlich
 ${}^4\mathcal{T}_R$ wird abgeleiteter Daten
 $\frac{d\mathcal{T}_R}{d\lambda} = \hat{\lambda} \times \{\hat{\lambda}\}$ **Entwertung von $\mathcal{B}_0$**
 $\frac{d\mathcal{T}_R}{d\lambda} = \hat{\lambda} \times \{\hat{\lambda}\}$ **hat** **Nach Analyse**
 erscheint es jedoch zweckmäßiger
 nach $\mathcal{B} \cap \mathcal{C}$ die Testbeurteilungen =
 die Zeit aufgeführt zu bekommen =
 Begriffes zu berücksichtigen, das
 aber die den Kettenbegriff prä-
 zisiertes zu können, sind Kategorien =
 chain der Relativitätsprinzipien
 präzisionsmäßig in Kategorien
 ausgesprochen wird, denn das ist
 Entwicklung der Differentialgleichung
 für $m(k)$ würde $\mathcal{T} = \text{grad } \mathcal{T}$
 mit $\mathcal{T} = \gamma \frac{m}{k}$ verwendet, wobei
 nicht berücksichtigt werden konnte,

der $\mathcal{T}$ und μ in $\mathcal{T}$ nach $\mathcal{B}_0$
 überhört nicht getrennt, sondern
 nur als einheitlicher Vektor $\mathcal{T}/\mathcal{T}_R$ auf-
 treten, was eine Korrektheit des $\mathcal{T}$
 bzw. $\mathcal{T}$ notwendig macht, die ihrer-
 selbst eine Korrektheit des Ketten-
 gebietes Differentialgesetzes bezieht

Anwendung zu Band II P. 82.

Dieser Kasten liegt an der Darstellung
 $\mathcal{T} \sim \frac{d\mathcal{T}}{d\lambda} \mathcal{T}$ in $\mathcal{P} \mathcal{T}^{(6,6)}$ $\frac{d\mathcal{T}}{d\lambda} = 0$
 denn $\frac{d\mathcal{T}}{d\lambda} = \text{lineare } \mathcal{T}^{(6,6)}$ ist die $\mathcal{B}_0$
 durch Approximation eines $\mathcal{T} = \mathcal{B}_0$
 Kasten mit Kovarianten Vektoren
 äquivalent. Wobei also $\mathcal{T}$ in der Form
 $\mathcal{T} \sim \mathcal{T}^{(6,6)}$; $\mathcal{T}$ vorerst, so $\mathcal{B}_0$
 $\mathcal{P} \mathcal{T}^{(6,6)}$; $\mathcal{T}^{(6,6)}$; $\mathcal{T} = 0$ und $\mathcal{B}_0$
 ist $(\mathcal{T}^{(6,6)}, \mathcal{T})_{ik} = 0 \mathcal{T}_i / \mathcal{T}_k -$
 $- \mathcal{T}_i \mathcal{T}_k / \mathcal{T}_i$, also wenn nach $\mathcal{B}_0$
 wirken von $\mathcal{T}^{(6,6)}$ die $\mathcal{B}_0$
 spürbar in $\mathcal{K}$ und $\mathcal{L}$ gebildet wird,

$g_{+}^{kl} = g_{+}^{kl} \frac{\partial^2 T_i}{\partial x^k \partial x^l} - T_i g_{+}^{kl} \frac{\partial}{\partial x^l}$
 wenn man $\lim_{\epsilon \rightarrow 0} \{g_{+}^{kl}\} = 0$ konvergiert
 gilt, so ist dies äquivalent mit
 $\lim_{\epsilon \rightarrow 0} \{g_{+}^{kl}\} = 0$ und das heißt $\{g_{+}^{kl}\} = \text{const.}$
 gilt Folge, mithin gilt $\lim_{\epsilon \rightarrow 0} \{g_{+}^{kl}\} = \text{const.}$
 oder $\lim_{\epsilon \rightarrow 0} \{g_{+}^{kl}\} = 0$ und
 das bedeutet für die Operatoren
 dass, wenn die Kommutatoren
 $g_{+}^{kl} \frac{\partial^2 T_i}{\partial x^k \partial x^l} - \{g_{+}^{kl}\} \frac{\partial T_i}{\partial x^l} = 0$
 gilt, dann sind kommutieren, also
 mit $g_{+}^{kl} \rightarrow 0$ approximiert wird
 der Raum. Diese Approximation führt
 dann zu $\lim_{\epsilon \rightarrow 0} (g_{+}^{kl} \frac{\partial^2 T_i}{\partial x^k \partial x^l} - \{g_{+}^{kl}\} \frac{\partial T_i}{\partial x^l}) = 0$
 $= 1 \cdot g_{+}^{kl} \frac{\partial^2 T_i}{\partial x^k \partial x^l} - \{g_{+}^{kl}\} \frac{\partial T_i}{\partial x^l} = 0$, und damit
 Raum g_{+}^{kl} mit einer geeigneten
 Unitär Transformation $S \cdot S^* = E$
 lässt sich in Diagonalschreiben
 $g_{+}^{kl} \sim S_{kl}$ transformiert werden,

was mit einer geeigneten
 Koordinatentransformation
 $\lim_{\epsilon \rightarrow 0} \{g_{+}^{kl}\} = 0$ konvergiert
 führt. Wenn ist der Operator $\{g_{+}^{kl}\}$
 stets hermitisch, so dass für den
 wenn $S \cdot T^* = I$ und S für
 T adjungiert ist, ein diskretes
 Punktspektrum reelles Eigenwert
 μ^2 genau $\{g_{+}^{kl}\} \frac{\partial^2 T_i}{\partial x^k \partial x^l} = \mu^2 T_i$
 $\{g_{+}^{kl}\}$ angenommen werden darf, weil
 $\{g_{+}^{kl}\} = \text{const}$ erfordert würde. Mit
 weiter angenommen, dass μ^2
 $\mu^2 > 0$ die Unterscheidung zw.
 einem $\mu^2 = 0$ und Konstante
 vernachlässigt werden darf, so
 wird $\sum_{k=1}^4 \frac{\partial^2 T_i}{\partial x^k \partial x^l} - \mu^2 T_i = 0$
 oder $\text{div}_4 \text{grad}_4 T_i - \mu^2 T_i = 0$
 wegen $\sum_{k=1}^4 \frac{\partial^2 T_i}{\partial x^k \partial x^l} = T_i$. In dieser
 korrekten Feldgleichung können
 die Operatoren $T = -i \hbar \text{grad}$

38. und $E = i\hbar \frac{\partial}{\partial t}$ für Teilchen
und Energie ausgewertet werden.
Mit ihnen wird die "grad" - die gradi-
- $\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} = \frac{1}{\hbar^2 c^2} \nabla^2 - \frac{1}{\hbar^2} \nabla^2$
also $\frac{1}{c^2} \nabla^2; \nabla^2 - \nabla^2; \nabla^2 - \frac{1}{\hbar^2} \nabla^2 \nabla^2 = 0$
was mit $\nabla^2; \nabla^2 = \nabla^2 \nabla^2$ und
 $\nabla^2; \nabla^2 = E^2 \nabla^2$ eine Deutung von
 ∇^2 zuläßt. Es ergibt sich nämlich
 $E^2 - \hbar^2 \mu^2 c^2 = \nabla^2 \cdot c^2$ und
dieser Ausdruck steht nicht da
gegen A invarianten Teilchen p
zu dem ebenfalls gegen A in-
varianten Energieoperator ∇^2
valeant $E = mc^2$, wenn $\hbar^2 \mu^2 =$
 $= m_0^2 c^2$ gesetzt wird, wobei $m(\beta) =$
 $= \text{const}(p)$ und $m_0 = m(0)$ ist.
Die Konstanz kinetischen p ist eine
Folge der Approximation $\omega \rightarrow \infty$
oder $\mu \rightarrow 0$, denn hierfür set =
schon die Abhängigkeit $\omega =$

sehen in p . Mit dieser $\hbar^2 \mu^2 = m_0^2 c^2$
Interpretation von $\hbar^2 \mu^2 c^2 = m_0^2 c^4$
wird aber $\frac{1}{c^2} \nabla^2 = \nabla^2 + m_0^2 c^2 =$
 $= \nabla^2$ mit $\nabla^2 = m_0 c^2$ genau
linearisierbaren Form. Wegen der
Operatorwert ∇^2 kann die ge-
richtige Linearisierung mit
4 hatigen $\hat{\alpha}_i$ von quadratischen
Typ 4 durchgeführt werden, für
den Vektor $(\hat{\alpha}_1, \hat{\alpha}_2, \hat{\alpha}_3, \hat{\alpha}_4)^T =$
 $= 2 \text{ Sin } \hat{E}$ gilt. Er hatigen,
die diesen Antikommutator
selb operiert und den quadrati-
schen Typ 4 haben, sind unter
der Form $\hat{\alpha}_1 = \hat{E}^+$,
 $\hat{\alpha}_2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & i & 0 \\ 0 & -i & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$,
 $\hat{\alpha}_3 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix}$ und
 $\hat{\alpha}_4 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$ wo-
hinach, dann
sachselien folgt
nach den Gesetzen

40 bei Kräftegleichgewichtsbedingung für den Antiprotonenfall die Kommutatorrelation
 $(\vec{\alpha}_i \times \vec{\alpha}_k)^+ = 2 S_{i,k} \vec{E}$. Wird die Linearisierung der Operatorbeziehung und diese über Kräftegleichgewichtsbedingung so ergibt sich unter Berücksichtigung
 einer der Antiprotonenbeziehung
 $\pm \vec{E}/c \cdot \vec{\epsilon} = \sum_{i=1}^4 \vec{\alpha}_i \cdot \vec{P}_i$ und das liefert die lineare Beziehung
 $\vec{E} \pm \vec{E} \vec{\epsilon} = c \sum_{i=1}^4 \vec{\alpha}_i \vec{P}_i$
 wobei gegebenenfalls die Faktoren
 kommutieren und die Energie
 durch skalare und vektorielle
 Zweigpotentiale außer elektrisch-
 magnetisch oder gravitativ
 Feldwirkungen ergänzt werden
 können, was dann zu einem Aus-
 druck $D_i \vec{F} = \vec{F}$ führt, dessen
 Operatorbeziehung $D_i \vec{F}^+ \vec{F}$ unter
 Berücksichtigung der Antiprotonenbeziehung

Hieraus $\tilde{\alpha}_i$; g_a gibt für die
 Zusatzpotentiale erzeugten und im
 zweiten ord. iterierten Feldgleichung
 $\tilde{D}; \tilde{D}^*; \tilde{T} = 0$ führt, und kann
 erweisen sich die $\tilde{\alpha}_i$ als lin.
 natigen der Brauen der gek.
 kofeldes $\tilde{T}$. Werde in der lin.
 staten Form $\tilde{E}; \tilde{T} \pm c \sum_{i=1}^n \tilde{\alpha}_i; \tilde{T} = 0$
 die $\tilde{T}_i$ und $\tilde{E}$ entspricht eingesetzt, $\tilde{T}$ ge-
 Ränge und die definition der $\tilde{\alpha}_i$ set-
 wech, so folgt in der konformen
 leichbarstellung, das Gleichungssystem

$$\tilde{T}_1 \pm c \left(\partial \tilde{T}_4 / \partial x_1 - i \partial \tilde{T}_3 / \partial x_2 + \partial \tilde{T}_2 / \partial x_3 \right) \pm i m_0 \tilde{T}_1 = 0$$

$$\tilde{T}_2 \pm c \left(\partial \tilde{T}_3 / \partial x_1 + i \partial \tilde{T}_4 / \partial x_2 + \partial \tilde{T}_1 / \partial x_3 \right) \pm i m_0 \tilde{T}_2 = 0$$

$$\tilde{T}_3 \pm c \left(\partial \tilde{T}_2 / \partial x_1 - i \partial \tilde{T}_4 / \partial x_2 + \partial \tilde{T}_1 / \partial x_3 \right) \pm i m_0 \tilde{T}_3 = 0$$

$$\tilde{T}_4 \pm c \left(\partial \tilde{T}_1 / \partial x_1 + i \partial \tilde{T}_2 / \partial x_2 - \partial \tilde{T}_3 / \partial x_3 \right) \pm i m_0 \tilde{T}_4 = 0$$
 wird $\tilde{T} = \tilde{A} + i \tilde{B}$ als eine über den
 komplexen algebraischen Zahlen
 per definierte Funktion aufgef. und
 man kann in einer approxi-

42) machen $m_0 = 0$ an, was $\{ \} = 0$ entspricht, mit $\{ \}$ die Spaltung des zweidimensionalen Systems für den negativen Fall, mit $m_0 = 0$ in Real = und Imaginärteil. Integrität, so auch = stellt ein System aus acht Differenzialgleichungen für die Komponenten A_k auf der beiden reellen Variablen A_1 und B_1 . Für diese Komponenten sind = deren Raum die Auswahl

$$A_1 \sim \bar{C}_3, A_2 \sim \bar{C}_1, A_3 = 0, A_4 \sim -D_4,$$

$$B_1 = 0, B_2 \sim \bar{C}_2, B_3 \sim D_3, B_4 \sim D_1$$

getroffen werden, wofür man zwei der = deren $\bar{C}$ mit $\bar{D}$ als reelle Räume = zeitpunktweisen im R_3 definiert werden sind, die diesen beiden reellen Räume die acht reellen Gleichungssysteme, wenn $a \equiv \text{const}$ und $b = \text{const}$. Propos = Konstanten faktoren sind, so $\text{pot } \bar{C} =$
 $= a \bar{D}, \text{pot } \bar{D} = b \bar{C}, \text{div } \bar{D} = 0,$

div $\bar{C} = 0$ zusammengefasst werden, dies ist aber für die Breitung der realistischen elektromagnetischen und gravitativen Feldstörungen im Raum von R_3 , wenn mit $a = \epsilon_0$ und $b = -\mu_0$ und für Expansion, $\bar{C} = \bar{H}$ bzw. $\bar{D} = \bar{E}$ folgt von elektromagnetischen Feldstörungen, $\text{pot } \bar{H} = \epsilon_0 \bar{E}, \text{pot } \bar{E} = -\mu_0 \bar{H},$ aber $\text{div } \bar{E} = 0, \text{div } \bar{H} = 0,$ aber mit der Expansion $a = \alpha, b = \beta$ sowie $\bar{D} = \bar{g} = \sqrt{1 + \bar{K}_+} \cdot \bar{\mu}$ hat $\bar{C} = \bar{\mu}$ das Ausbreitungsgesetz gravitativer Feldstörungen, $\text{pot } \bar{\mu} - \bar{\mu} \sqrt{1 + \bar{K}_+} = \alpha \bar{1}, \text{pot } \bar{1} + \bar{1} \sqrt{1 + \bar{K}_+} = \bar{\alpha} \bar{0}$ $\frac{\text{div } \bar{1}}{\bar{0}} = \frac{\text{div } \bar{\mu}}{\bar{0}}$ für die Approximationen $\bar{g} \approx 0$ und $\bar{\mu} \approx 0$ und auf das diesen beiden Gesetzen entsprechenden Feldstörungen, $\text{pot } \text{pot} = \text{grad } \text{div} - \text{div grad}$ im R_3 die Ausbreitungsgesetze $\text{div grad } (\bar{E}, \bar{H}) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\bar{E}, \bar{H})$ für

elektromagnetische Feld

$$\text{div grad } (\vec{r}, \vec{\mu}) = -\frac{1}{\omega^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\vec{r}, \vec{\mu})$$

das partielle Feldformulas mit

$$\omega^2 \epsilon_0 \mu_0 = 1 \text{ und } \omega^2 \alpha \beta = 1$$

aus denen sich ableiten ließen. Die beiden Relativitätsprinzipien $\vec{A}$ und $\vec{A}'$ mit der Existenz der beiden Lorenz =

welchen $\vec{r} \neq \vec{r}'$ ergeben. Die Approximation =
maximaler Werte für die also von der ausobachteten Kräftephysiktheorie
wird gänzlich gelöst. In die beiden Formeln.

Das kann man als elektromagnetische Feldformulas ausdrücken, analog wie aus der Grundgleichung der Mechanik die gesamte mechanische Thermodynamik, 'thermodynamische' und 'akustische' abgeleitet werden können. Die gesamte Elektrodynamik, Magnetostatik, Elektrodynamik, elektromagnetische

Funktion, statische Theorie und

die Theorie der fortbreitenden Felder
sich aus der ableiten lassen.

Dieses letzte Gebiet liefert, wenn die Wellengleichung für das elektromagnetische Vektorpotential div grad $\vec{A} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{A}$ eingesetzt wird, eine Theorie elektromagnetischer Wellen, nämlich für das skalare Potential ϕ die Wellengleichung div grad $\phi = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \phi$ unpolare Wellen elektromagnetische Wellen besitzen. Für hinreichend kleine Wellenlängen λ gilt aus der Theorie elektromagnetischer Wellen eine Theorie der Wellenoptik, wobei der Wellenbereich vom Mikrowellenbereich zum optischen Bereich geht. Die Theorie der Wellenoptik, falls man Wellenlängen mit der Wellenlänge

46 charakteristischer die Thermodynamik
 erfaßt. Eine ähnliche Wechsel-
 wirkung optischer Prozesse mit
 dem äußeren Magnetfeld = und Abw-
 stimmung Raum hinzugeführt
 worden, während der heterogenen
 gut Wellenlänge Null im Raum
 die Basis der experimentellen
 Statistik ergibt. Auf diese Weise
 gezeigt sich, daß alle Aussagen
 der theoretischen Physik in der
 Approximationsstufe enthalten
 sind, denn die Theorie gravita-
 tioner Feldstärken führt mit $\omega \rightarrow 0$
 oder mit $\bar{\mu} \rightarrow 0$ gültige ganze
 Gravitationsgesetz $\bar{T} = \text{grad } \varphi$
 mit $\varphi = \gamma \frac{m}{r}$ und $m = \text{const}(r)$,
 das wiederum die Basis der Form-
 mechanischen Lichtes und nach
 dem Äquivalenzprinzip ebenfalls ganz

Ergebnis hat starken Approximations-
 inhaltlich gut fundiertes, das die
 charakteristische gut erfüllt.

8.5.59 $\bar{T}$ das mechanische
~~Ergebnis~~ ~~Ergebnis~~
~~Ergebnis~~ ~~Ergebnis~~

12.5.59 ~~Ergebnis~~ ~~Ergebnis~~

1) das Relativitätsprinzip ist
 relativitätsprinzip

das statische phasische Feldfeld =
 genau mit besitzenden $\bar{\mu} \times \{ \}$
 $= \bar{\mu} \times \{ \}$, also alle $\bar{\mu} \times \{ \}$
 stationären des Feldes $\bar{\mu} \times \{ \}$
 die, wegen ihres kinematischen
 auch der Analysis zwischen dem
 Korpuskular = und dem Wellenfeld
 wird gelten müss. Für stationären
 Fall hatte andererseits im $\bar{\mu}$ die
 Beziehung des räumlichen des Feldes
 $\bar{\mu}$ im Gravitationsgesetz $\bar{T} = \text{grad } \varphi$
 mit $\varphi = \gamma \frac{m}{r}$ die Korrektheit

48 $m(r)$ gut Folge. Zugleich be-
 stimmt aber vollständig das Mass-
 feld $\{ \}$ jedes charakterisiert $\bar{\lambda}$ eine
 Eigenschaft $\bar{\lambda}$, wobei an m und
 ein Charakteristikfaktor $\chi(r)$ an-
 gebunden ist, für $\bar{\lambda} \rightarrow 1$ für
 $r \gg r_0$ des Feldquants und
 $\chi = 1$ für $r = r_0$ aber $\chi = 0$ für
 $r = 0$ gelten muß. χ muß also
 eine r -Funktion $\chi = r^\nu$ sein
 und χ wiederum muß den Polia-
 quanten $\chi \rightarrow 0$ für $r \gg r_0$ sollte
 $\chi = 0$ für $r = r_0$, aber $\chi \rightarrow \infty$
 für $r = 0$ gelten. Da es sich
 bei den charakteristischen Feldquanten
 aber stets um charakteristische Quanten
 handelt, kann man $r_0 = \lambda$
 gesetzt werden, wenn $\lambda = \frac{h}{2m_0c}$
 die halbe Wellenlänge $\frac{h}{m_0c}$ ist.
 Die einzige Funktion χ , die diesen Be-

stimmungspunkt, ist $\chi = \left(\frac{r-r_0}{r+r_0} \right)^\nu$,
 wenn $\nu = \text{const.} > 0$ eine noch zu
 bestimmendes reelles Exponent,
 der sogenannte Massfeldexponent,
 ist, wenn in $M = m(r) r^\nu$ kann die
 Abhängigkeit $m(r)$ sowie r^ν und
 auf die Wirkung des Massfeldes zu
 rückgehen. Diese Eindeutigkeit der
 Massfeldes $\bar{\mu}$ in die von gravitative
 Feldwirkung $\neq$ bestimmende Feldquante

M erscheint perfektioniert, weil in
 $\bar{\mu}$ nach q^2 d. h. beiden gravita-
 tiven Vektoren $\bar{\mu}$ und $\bar{\mu}$ mit sich
 selbst verknüpft, sondern nur in Form
 eines einheitlichen gravitativen
 Feldvektors $\bar{\mu}$ im $\bar{\mu}$ erscheinen,
 wenn das elektromagnetisch - gravi-
 tative System im Zustand der statischen
 Stabilität ist. Für $\bar{\mu}$, wenn es
 sich um einen Prozess handelt, der

nicht sowohl in $\mathbb{R}_{n-4}$ als auch in $\mathbb{R}_{n-4}$

abwägt, sondern nur in $(\mathbb{R}_{n-4})$ d. h.

weil es sich um eine von $u_{n-4} = 0$

allen Systemen losgelöste operatorische

Gleichung handelt, oder $\mathbb{R}_{n-4}$ der

ist $\mathbb{R}_{n-4}$, wo $\mathbb{R}_{n-4}$ und $\mathbb{R}_{n-4}$ übereinstimmen von

einander existieren. Im statischen

stabilen Fall ist $\mathbb{R}_{n-4}$ $\mathbb{R}_{n-4}$ $\mathbb{R}_{n-4}$

$\mathbb{R}_{n-4}$ der einheitlichen Gravitations =

feldvektor der im Gravitationsfeld

die Form $\mathbb{R}_{n-4} = \mathbb{R}_{n-4} + 2\mathbb{R}_{n-4}$

anwendet. der Feldvektor dieses

Duktors, muß ebenso wie $\mathbb{R}_{n-4}$ oder

$\mathbb{R}_{n-4}$ im statischen stabilen Fall der

Geminnahme $\mathbb{R}_{n-4} = \mathbb{R}_{n-4} \times \mathbb{R}_{n-4}$ sein,

d. h. $\mathbb{R}_{n-4} = \mathbb{R}_{n-4}$ oder $\mathbb{R}_{n-4}$ ein $\mathbb{R}_{n-4}$

liches Gravitationsfeld bilden. das

Niveau $\mathbb{R}_{n-4}$ ist dabei so von $\mathbb{R}_{n-4}$ $\mathbb{R}_{n-4}$

stärker, als sich $\mathbb{R}_{n-4}$ $\mathbb{R}_{n-4}$ im $\mathbb{R}_{n-4}$

stärker, als sich $\mathbb{R}_{n-4}$ $\mathbb{R}_{n-4}$ im $\mathbb{R}_{n-4}$

summiert als eine Niveau-Differenz

ausgeprägt werden; nämlich $\mathbb{R}_{n-4} = \mathbb{R}_{n-4} - \mathbb{R}_{n-4}$

wobei $\mathbb{R}_{n-4} = 0$ ist, wenn die Grenze

des Niveaus $\mathbb{R}_{n-4}$ im Niveaumessung

Schwellenwert ist $\mathbb{R}_{n-4} = 1$ und

linear $m < \infty$, also auch $\mathbb{R}_{n-4} < \infty$

was $\mathbb{R}_{n-4} = \mathbb{R}_{n-4}$ $\mathbb{R}_{n-4} = 0$ betriebs

wird. Wenn aber das Material

gleichzeitig als stehende Welle der

Länge $\frac{h}{m_0 c}$ ausgeprägt werden muß

die hinter die Gravitationsmessung

selbststände $\mathbb{R}_{n-4} = \mathbb{R}_{n-4} \times \mathbb{R}_{n-4}$ bestimmt

ist, dann muß auch die ganze

Messung inverse Abhängigkeit, nämlich

das von m_0 erzeugte Gravitations

feld im statischen Fall einer $\mathbb{R}_{n-4}$

heißes Gravitationswelle der

Wellenlänge $\mathbb{R}_{n-4}$ entsprechen und auf

ihre Weise wäre der Fortschritt des

Gravitationsfeldes eine stete Fortschritt

im Abstand $\mathbb{R}_{n-4} = \frac{\mathbb{R}_{n-4}}{2}$ vom Symmetriezentrum gesetzt

52. Diese obere Begrenzung kann man
 dabei aber nicht auf M in Φ beziehen.
 sondern nur auf die Funktion Φ an
 der $\frac{1}{r} = \frac{1}{\bar{r}} = \text{const.}$ mit $\bar{r} = \frac{2}{\lambda}$.
 Einsetzen liefert dann, wenn im Fol-
 genden die Kürzung $b = \frac{2}{\lambda}$ set-
 zen wird, $\Phi = b \gamma M$ oder
 $\Phi = \gamma \frac{M}{r} (1 - b r)$.
 $\bar{r} = \text{grad } \Phi$ ergibt sich weiter.
 Die Folgezeit von $\bar{r}$ folgt dann
 aus $\bar{r} = \frac{1}{\partial \Phi} = \frac{1}{\partial \gamma} = \frac{1}{\partial r} \cdot \frac{1}{\partial \Phi}$.
 Der Bruchteil $\frac{1}{\partial \Phi}$ von $\bar{r}$ und $\bar{r}$
 zu $\bar{r}$ nach $\bar{r} = \frac{1}{\partial \Phi}$ im statischen
 stabilen Fall, ist dann $\bar{r} =$
 also, extrapoliert nach
 $\bar{r} = \frac{1}{\partial \Phi} = \text{grad } \Phi, \Phi = \gamma \frac{M}{r} e^{\nu(1-\frac{1}{r})}$
 $m = m(r), M = m e^{\nu}, \nu = \left(\frac{\lambda}{r} \frac{r-\lambda}{r+\lambda}\right)^n$
 $n = \text{const} > 0, \lambda = \frac{2}{m c}$
 Gleichung 45.
 Anm. XIV p. 297

53. Mit dieser Begrenzung muß dann
 das aus der Theorie gravitativer Po-
 tentialen hervorgehende Einst-
 gesatz $m c^2 + \frac{1}{2} \int \bar{r}^2 dV = \text{const.}$
 erweitert werden, was $\frac{1}{2} \int \bar{r}^2 dV +$
 $+\frac{1}{2} \int \bar{r}^2 dV = \text{const.}$ mit $dV =$
 $= 4 \pi r^2 dr$ wegen der Kugelsym-
 metrie führt. Totale Differential-
 iva ergibt sich $0 = \frac{dM}{dr} +$
 $+ 2 \pi \alpha \frac{1}{r^2} \cdot r^2 \bar{r}^2 = \frac{dM}{dr} + \alpha \frac{1}{r^2} (\text{grad } \Phi)^2$
 $= \frac{dM}{dr} + \alpha \frac{1}{r^2} \left(\frac{d}{dr} \left(\frac{1}{r} \right) \right)^2$ wenn jetzt
 $f = (1 - b r) \frac{1}{r}$ und $a = 2 \pi \alpha \frac{1}{r^2}$
 $= \frac{3}{32} \frac{1}{r^2}$ gesetzt wird. Die aus-
 stehende Differentialgleichung
 wird mit $M f = - \frac{1}{r}$, also $M = - \frac{1}{r f}$
 transformiert, was $a \frac{1}{r^2} \left(\frac{d}{dr} \left(\frac{1}{r} \right) \right)^2 +$
 $+\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{r} \right) = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{r} \right) +$
 $+\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{r} \right) = 0$ liefert.
 was $a \frac{1}{r^2} \left(\frac{d}{dr} \left(\frac{1}{r} \right) \right)^2 + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{r} \right) = 0$
 ergibt. Einsetzen von $r = \frac{1}{f} \frac{d}{dr}$

54 hat $a p^2 + p/k = \frac{1}{k} \frac{d}{dr} =$

$= -\frac{2}{k^2}$ oder $a p^2 p^2 + p p = -\frac{2}{k}$

oder mit $a p p = \frac{2}{k}$ auch

$z^2 + z = -a \frac{2}{k}$ gilt Folge. $\frac{d}{dr} =$

Integration liefert $\frac{dz}{dr} (1+z) = -\frac{2}{k^2}$

$= -a \frac{dz}{dr} = -\frac{2}{k^2} \Rightarrow \frac{dz}{dr} = -\frac{2}{k^2} \cdot \frac{1}{1+z}$

oder $\frac{dz}{dr} \cdot \frac{1}{z} (1+z) = -\frac{2}{k(1+z)}$

Diese Differentialgleichung wiederholen

Kann elementar integriert werden.

Es ist $\int \frac{dz}{z} (1+z) = \int \frac{dz}{k p^2 - p}$

und hierin ist $\int \frac{dz}{z} (1+z) = \ln z + z +$

+ konst = $\ln (C \cdot z \cdot e^{2z})$, während

noch $\int \frac{dr}{k p^2 + p} = \frac{1}{k} \int \frac{dr}{(k - \frac{1}{2} a)^2 - \frac{1}{4} a^2}$

$= \frac{4}{k} \int \frac{dr}{(2 k p - 1)^2 - 1} = -2 \int \frac{dx}{x^2 - 1}$ mit

$x = 2 k p + 1$. Wir wiederholen x

haben eine Hyperbel gefunden also

$x = \frac{dx}{x^2 - 1} = \frac{1}{2} \ln \left| \frac{x-1}{x+1} \right|$ so folgt

$-2 \int \frac{dx}{x^2 - 1} = +2 \int \frac{dx}{x^2 - 1} = +2 \ln y = +2 \ln B$

mit der Integrationskonstanten $B = \text{const.}$

Merke ist $y = \text{ARTG } x = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1+x}{1-x} \right)$

oder $-2y = \ln \left(\frac{1-x}{1+x} \right) = \ln \left(\frac{1-\frac{a}{k}}{1+\frac{a}{k}} \right) \cdot 55$

benutzen wir $\frac{dx}{k p^2 - p} = \ln \left(\frac{1-\frac{a}{k}}{1+\frac{a}{k}} \right) +$

+ $\ln B' = \ln B' \left(\frac{1-\frac{a}{k}}{1+\frac{a}{k}} \right)$, was mit

$\ln (C z e^{2z})$ vergleichen nach der

Integration mit $B'/C = A'$ die Lösung

$k p^2 e^{2z} = A' (1-\frac{a}{k})$ liefert. Also

ist auch z durch $\frac{2}{k} \ln \left(\frac{1-\frac{a}{k}}{1+\frac{a}{k}} \right)$ ausgedrückt.

Dies geschieht mit Hilfe der quadratischen

Gleichung $z^2 + z = -\frac{a}{k}$

also $z = -\frac{1}{2} \left(1 \mp \sqrt{1 - 4 \frac{a}{k}} \right) = -\frac{1}{2}$

Setzt man $A = -2A'/k$ so hat man

$k p q \cdot e^{-q} = A (1-\frac{a}{k})$ mit $q =$

$= \frac{1}{1 \mp \sqrt{1 - 4 \frac{a}{k}}}$ und $\frac{2}{k} \ln \left(\frac{1-\frac{a}{k}}{1+\frac{a}{k}} \right)$

Die Wahl des Vorzeichens von q werde

durch die Randbedingungen

$m(\lambda) = m_0$ und $\lim_{m \rightarrow \infty} m =$

gegeben. Ist $4 \frac{a}{k} \leq 1$ dann

klein, so dass $\sqrt{1 - 4 \frac{a}{k}} \approx 1 - 2 \frac{a}{k}$

gesetzt werden kann, so folgt für

den positiven Zweig $q \approx \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1-a}{1+a} \right)$

56 und dies würde, wenn a' die abge-
 wandelte Funktionalkonstante ist,
 $a'/k \cdot (1 - b/k) \approx (1 - a \xi) \cdot (1 + 2a \xi) =$
 $= 1 - a^2 \xi^2 + a \xi - a^2 \xi^2 = 1 + a \xi - 2a^2 \xi^2$
 oder $\xi^2 - \frac{\xi}{2a} - \frac{1}{4a^2} = -\frac{2a^2 \xi}{a^2} \cdot \frac{1}{k} (1 - b/k)$
 bezgl. $\xi^2 - \frac{\xi}{2a} + \frac{1}{16a^2} \approx \frac{1}{16a^2} (9 - \frac{8a'}{k} (1 - b/k))$
 und daraus wiederum folgt $\xi \approx$
 $\approx \frac{1}{4a} (1 \pm \sqrt{9 - \frac{8a'}{k} (1 - b/k)})$

bezgl. $m(k) \approx \frac{1}{4} a \cdot e^{-\psi} (1 - b/k)^{-1} (1 \pm$
 Hinweis folgt, dass die Konstante
 $\lim_{k \rightarrow \infty} m(k) < \infty$ für Reduzen der beiden
 Zweige der Approximation erfüllt
 ist. Für den anderen Zweig von q ,
 also $q = 1 - \sqrt{1 - 4a\xi}$ folgt dann
 Approximation $q \approx 2a\xi$ und $e^{-q} \approx$
 $\approx 1 - 2a\xi$, also $kq \cdot e^{-q} \approx 2a\xi (1 -$
 oder $M(1 - b/k)(1 - 2a\xi) = a(1 - b/k)$,
 wenn $a = m_0(1 - 2am_0(1 - b/k)) =$
 $= m_0(1 - 2am_0x)$ mit $x = 1 - b/k$
 gilt Lösung für die Konstante A
 (approximiert)

ersichtl. ist. Wird weiter und
 $1 - b/k = w$ gesetzt, so erhält
 man $M(1 - 2a \sqrt{w}) = a$ und also
 kann $M = m \cdot e^{\psi}$ eliminiert
 den. Es folgt $M \approx \frac{k}{4aw} (1 \pm \sqrt{1 - \frac{8aw}{k}})$
 oder $m(k) \approx \frac{k e^{-\psi}}{4aw} (1 \pm \sqrt{1 - \frac{8aw}{k}})$.
 Mit $a = m_0(1 - 2am_0x)$ und
 $\lim_{k \rightarrow \infty} w/k = x$ ge-
 schießt, dass für
 beide Zweige der

Approximation $\lim_{k \rightarrow \infty} m = m_0$ erfüllt
 ist, während $\lim_{k \rightarrow \infty} M \approx \frac{1}{4a}$
 $\approx a + \lim_{k \rightarrow \infty} \frac{1}{k} B_k(\frac{w}{k}) = a < \infty$
 nur für den negativen Zweig der
 Approximation $M \approx \frac{1}{4a}$
 $\approx \frac{k}{4aw} (1 - \sqrt{1 - 8a \sqrt{w}/k})$ erfüllt
 ist, d.h. der negative Zweig
 $q = 1 - \sqrt{1 - 4a\xi}$ der Lösung
 erfüllt die Forderung, da
 Zusammenhang $m(k)$ mit Parameter

58 wie bei vereinfachten Formung
approximativ
Berechnungen

$$r g e^{-\gamma} = A(1 - b r)$$

$$g = 1 - \sqrt{1 - 4 a \xi}$$

$$a = \frac{3}{32} \frac{r^2}{c^2} \quad \xi = \frac{m}{r} e^{\gamma} (1 - b r)$$

Flächeninhalt im Rand πR
Seite 13/15 ~~gleichung~~

Werte muß man die Lückenwerte

Größe b = const abgeschätzt

werden. Als Feldwerte von Gravita-

tationsfeldes ist offenbar ge-

$$sebene \int_{\partial K} \exp = \lim_{g \rightarrow h} (g M m_i) \approx$$

$$\approx a m_0 \pm 2 a m_0 \times \dots$$

Wenn positives Geopotential $\mu = -\gamma$

$\ll m_0$ wieder als Feldwerte des

Messfeldes interpretiert werden

Kann! sodas sich an der jänen-

lichen Interpretation des Hosa-

felds μ unter die Relativität =

stellendes $\text{div } \vec{\mu} \sim a_0 - a$ nicht

ändert. Wenn es schlecht, in

$\mu_g \approx -2 a m_0^2 \times$ die operative 59

Feldwerte unter eine operative,

quadratischer Feldwerte ausgen-

stärken, Punkte b wegen $b = \frac{3}{2}$

abgeschätzt werden. μ_g kann auch

im R_{+4} definiert sein, sodas die

Gleichungen 12 und 14 mit Anwendung

Konvergenz ausseht. $\sqrt{\frac{1}{2} \frac{m_0}{r}}$

$$\text{Wird kann } - \frac{\dot{S}}{a^2} + \frac{\text{div } \vec{r}}{r} = \frac{\dot{S}}{r^2}$$

$$\text{im } R_3 \text{ mit } \vec{S} = \vec{r} \times \vec{p} \text{ und } \frac{\dot{S}}{a^2} =$$

$$= \frac{2}{3} \frac{g}{\sigma} t \text{ worin } g = \frac{1}{a^2} \frac{d}{dt} \text{ die Divergenz}$$

$$\text{eines Tensors } \vec{g} \text{ im } R_3 \text{ ist } \vec{S} = \vec{r} \times \vec{p}$$

wäre eine operative Energiever-

teilung äquivalent, für welche die

Kontinuitätsgleichung $\dot{S} + \text{div } \vec{r} = 0$

gesehen muß. Gibt es keine äußeren

Kräfte, ist also immer $\frac{\dot{S}}{r^2} = 0$,

so daß die Divergenzfreiheit

$$\frac{\text{div}}{r^2} \left(\frac{2}{3} \frac{g}{\sigma} + \frac{\vec{r}}{r} \right) = 0, \text{ wobei } \vec{p}$$

$$\text{wegen } \frac{\dot{S}}{r^2} = \frac{d}{dt} \frac{g}{dt} \text{ als Tensordiv}$$

60. Minimum festgesetzt werden kann. Das $\frac{1}{2}\gamma + \frac{1}{2}\gamma \cdot \omega^2 = \frac{1}{2}\gamma$ folgt schlichtes weiter, da für jeden Impuls $p_{ik} = e_{ik} \cdot v$ und $p_{ik} = e_{ik} \cdot v$ gesetzt werden kann, in der Proportionalform $\eta + a_{ij} \cdot \omega^2 = 0$ mit $\eta = \frac{dE}{dv}$ und $a_{ij} = \frac{d\mu_{ij}}{d\omega}$, also das Äquivalent $E = -\mu_{ij} \omega^2$, das aber mit R_{+4} gleich und sich nur auf gravitative Energie bzw. begrenztes Raum. Das Äquivalent = massenäquivalent $E = m c^2$ da = gegeben, ist nicht mit R_{-4} sondern auch im Korrelationsbereich R_4 , also im Wirkungs- bereich von $\hat{B}$ gleich. Auch $E = -\mu_{ij} \omega^2$ muß dem Quantenprinzip $E = h \nu$ entsprechen, doch muß hier, da es sich um Prozesse im R_{+4} handelt, #

$v = \omega/\lambda$ gesetzt werden kann
 $\mu_{ij} \approx -2 a m_0^2 \times$ mitte
 $-E = \mu_{ij} \omega^2 = -2 a m_0^2 \times \omega^2$ aber
 mit $E = h \omega/\lambda$ = $\frac{h}{2} \times \omega$ sachsp
 doch $h \omega \approx 4 a m_0^2 \times \omega^2 =$
 $= 4 a \omega^2 \frac{m_0^2}{\lambda} - 8 a \omega^2 m_0^2 \times$, was
 mit $\lambda = \frac{h}{2 m_0 c}$ die Darstellung
 $h(h \omega + 8 a \omega^2 m_0^2) \approx 8 a \frac{h^2 m_0^3 c}{\omega^2}$
 aber $h \approx \frac{1}{8} h m_0^3 (h + \frac{1}{8} c m_0^2)^{-1}$
 liefert. Ihre Abschätzung kann mit
 besserer Rechnung sein, wenn durch Gleich-
 betrag $\omega = \frac{4}{3} c$ nicht operativ
 ist. Auch $\mu_{ij} \approx 10^{-9}$ und ist der
 reellen algebraischen Zahlenart =
 per Definitheit, also $\mu_{ij} (\mu_{ij} \cdot 10^{-9}) = 0$
 sein, was gut Realitätsforderung
 $1 - 4 a \approx 0$ oder $1 - 4 a \approx_{\max} 0$
 führt. Im Gravitationsfeld Φ gilt
 für jede gegen $\hat{A}$ invariante Trajek-
 torie mit $\mu = \frac{1}{2} (1 + \beta^2)^{-1/2}$ für
 Annahme in Art III S. 147

62 Energieerhaltung $\mu_0 \Phi (1 + \beta^2)^{-1/2} =$
 $= \mu_0 c^2 - \mu_0 c^2 = \mu_0 c^2 (1 + \beta^2)^{-1/2} (1 -$
 $= \frac{1}{\sqrt{1 + \beta^2}} \text{ stat } 1 - \sqrt{1 + \beta^2} = \Phi/c^2 =$
 $= \Sigma \cdot \Phi/c^2 \text{ in stat approx } A_{\text{stat}}$
 vordauer Form. Einsetzen in
 $1 - 4a \Sigma_{\text{more}} = 0 \text{ mit } 4a = \frac{3}{8} \Phi/c^2$
 liefert dann für das Geschwindigkeit $\Phi =$
 Relativistische einer Tragheitsart =
 Ruhe des Partikels $1 - \frac{3}{8} (1 - \sqrt{1 + \beta^2}) =$
 $= 0 \text{ stat also } \beta^2_{\text{more}} = -\frac{16}{9} \text{ stat}$
 $c' = i a \text{ mit } a = \frac{4}{3} c$, voraus prop
 trop sich a über $q \cdot 46$ nicht an =
 wert und die Approximation
 $\mu_g \approx -2a \frac{m_0^2}{\lambda (1 - b \lambda)^2}$

$\mu + \mu_g = 0 \quad E = -\mu_g a^2$
 $E = \frac{1}{2} \hbar \omega' = \frac{1}{2} \hbar \omega \quad \omega = \frac{4}{3} c$
 $b \approx \frac{3}{8} m_0^3 (\hbar + \frac{3}{8} c \cdot m_0^2)^{-1}$

Gleichung 46
 richtig ist. $\hbar$ ist in Einheiten =
 Masse $m_0 \approx 1,6 \cdot 10^{-27} [\text{kg}]$ Masse

$m_0 \approx N m_H$ ergibt werden $\text{Zeit } 63$
 auch für den nicht realisieren
 beifall $N = 10^3$ bleibt $\frac{3}{8} c \cdot m_0^2$
 $\hbar$, was gut weichen Approx =
 werten $b \approx N^3 \cdot \frac{3}{8} c \cdot m_0^3 \approx N^3 \cdot 1,5 \cdot 10^{-25}$
 führt, $\hbar$ für eine Kosmologische ab =
 genau selbigen, der Gravitationsgrenz
 $\Sigma \Sigma = \frac{1}{2}$ verwendet werden kann
 denn es ist $\Sigma N^3 \approx 1,6 \cdot 10^{24} [\text{m}]$
 $\approx 1,6 \cdot 10^8 [\text{L}^2]$, d. h. für eine hubble
 $N = 1$ liegt die Gravitationsgrenze
 bei ca. $1,6 \cdot 10^8$ Lichtjahren. Probe
 kann gemacht werden
 $\Sigma N^3 \approx 1,6 \cdot 10^8 [\text{L}^2]$
 Gleichung 46

ergibt werden. $\hbar$ ist in Einheiten =
 das folgende zu Buchstabe 322
 hat $\hbar$ entspricht der $\hbar$ Wert von $\frac{1}{27}$ und
 $\frac{1}{100}$
 $\frac{1}{24}$ $\hbar$ gewonnene Prinzip $\hbar 46$,
 welche auf die einheitliche Darstellung
 $\hbar$, von $\hbar$ und $\hbar$ als $\hbar$ zurück =

$66 = \frac{3}{2} n \frac{v}{T}$ was in $\ln(1 + \frac{v}{T}) =$
 $= 1 - 4a \frac{v}{T} (1 - 2b \lambda) \frac{v}{T} \rightarrow 0$ ein =
 gesetzt $\frac{1}{1 - 3/2} \frac{n}{T_{min}} (1 + \frac{2v}{T_{min}})^{-1} \frac{v}{T} = 0$
 oder $1 + \frac{2v}{T_{min}} \frac{n}{T} \frac{v}{T_{min}} \approx \frac{3}{2} n \frac{v}{T} \frac{v}{T_{min}}$ ergibt.
 Hieraus erhalten wir sofort für T_{min} die
 äußere Schranke $T_{min} \approx n \times (\frac{3}{2} - m)$,
 d. h. ist T die absolute äußere Teil-
 berkeitsgrenze der Fläche F_{min} so wird
 die Begrenzung für T mit Veränderung
 von n $\frac{v}{T} = \frac{v}{T_{min}} \frac{n}{T}$ der Teilung abhängig.
 Anzeichen $\frac{v}{T} = 4 \pi \times (\frac{3}{2} - \frac{2v}{T_{min}}) \sqrt{\frac{2}{\pi}}$ dies
 zeigt ist $\frac{v}{T}$ eine Flächeneinheit
 der immer positiv sein muß.
 haben $\frac{v}{T} > 0$ muß aber $n > 0$
~~erforderlich~~ gefordert werden,
 wenn n ergibt in $E = n \frac{hc}{2\lambda}$ die
 Zahl der Quanten $hc/2\lambda$ aus, die
 gemäß $E = m_0 c^2$ die gesamte
 Ruhefeldquelle m_0 aufheben. Mit
 $\frac{v}{T} > 0$ ist aber mit $n \approx \frac{1}{4}$ ver-
 einbar, d. h. die weitere spez.

aktiven Feldquellen können mit
 einzelnen Quantenfeldquellen $n = 1$
 sein, deren Quantenursprung zwar ab-
 hängig, aber $\frac{v}{T} \approx 1$ ist, in einem
 makroskopischen System verteilt
 immer nur so weit, das sich für
 die einzelnen Quantenfeldquellen
 ergibt, von denen die makro-
 skopische Verteilung aufgez-
 baut wird. Für $n = 1$ folgt aber $m_0 =$
 unteilbar $\frac{v}{T} = 2\pi \frac{h}{\lambda} = \frac{1}{\lambda} \frac{h}{\lambda} c^2 =$
 $= \frac{1}{3} \frac{h}{\omega \lambda c^2}$, d. h. jede Fläche eine
 Quantenfeldquant $n = 1$ bestimmte
 Fläche in R_3 schließt eine äußere
 Teilfläche ~~bestimmt~~ ^{zu haben} ~~ab~~, was
 die Fläche Feldquanten bestimmt.
 Der Bereich ~~bestimmt~~ ^{bestimmt} ~~von~~
 $\frac{v}{T} = \frac{1}{\lambda} \frac{h}{\omega \lambda c^2}$ 103
 Speicherung, ~~mit~~

auf einem Fall mehr als ein

68 mathematisches Punktspektrum
 kann aufgeföhrt werden dürfen.
~~Die Eigenwerte~~
 Relativitätsprinzip G_{+4} und Mass
 Abweichung oder für Massen $m(R)$,
 die als stationäre Zustände
 $\{0; \dot{\lambda}\} = \dot{\lambda} \times \dot{\lambda}$ im R_{+4} (gegen $\dot{A}_{-}$
 invariant) ~~invariant~~ existie-
 ren, während für m gehörige
 Gravitationsfeld im R_{+4} definiert
 ist. Im Allgemeinen ist ~~man~~
~~gelte~~ immer $\cos(\bar{\mu}, \dot{\Gamma}) = 0$,
 also $\dot{\Gamma} \times \bar{\mu} = 0$, wobei nach
 Gl. 24-b in $\dot{\Gamma}$ der Gravitations-
 und Masseneffekt nur in der
 Richtung $\bar{\mu}$ auftreten, der Winkel
 zwischen $\dot{\Gamma}$ und $\bar{\mu}$ ist R_{+4}
 also schwer definierbar im R_{+4} G_{+4}
 hindert ist. Es ist nun zu Fall
 denkbar, das Mittel eines Prozents

69 des mathematischen Punktspektrums $\dot{E} \times \dot{H}$
 (mit der gravitativen Wirkung im R_{+4})
 spez aus dem R_{+4} verschwindet da
 als $\dot{\Gamma} \times \bar{\mu}$ nicht $\dot{\Gamma} \times \bar{\mu} \neq 0$ im
 R_{+4} existiert, wobei allerdings
 zu berücksichtigen ist, das $\dot{E} \times \dot{H}$
 im R_{+4} mit c aber $\dot{\Gamma} \times \bar{\mu}$ im R_{+4} mit
 c fortstreichen. In zweiter Qualit
 im $\dot{E} \times \dot{H}$ beschreibt auch $\dot{\Gamma} \times \bar{\mu}$ eine
 Energie, doch ist nach Gl. 24-b
 die Feldmasse der gravitativen Wirkung
 $\dot{\Gamma} \times \bar{\mu}$ im Gegensatz zu derjenigen von
 $\dot{E} \times \dot{H}$ negativ. Für $M' > 0$ also positiv
 Masseneffekte so kann in dem Fall
 Energieprinzip $\frac{dM'}{dz} + \frac{\alpha}{\gamma^2} R^2 (\text{grad } \Phi)^2 = 0$
 immer $M' = -M' < 0$ gesetzt werden
 wenn dieses Energieprinzip einen
 Prozess $\dot{\Gamma} \times \bar{\mu} \neq 0$ ~~beschreibt~~
~~ausdrückt~~ $\alpha = \frac{1}{2} \frac{1}{R^2} \frac{dR}{dz}$ ~~beschreibt~~
 Gl. 12 im R_{+4} beschreibt, kann
 dann auch $\Phi = \gamma M' / R (R^2 - 1)^2 =$

$\gamma_0 = \gamma^2 \frac{\xi'}{\xi}$, also $\alpha \gamma^2 \left(\frac{d\xi'}{d\xi} \right)^2 - \frac{1}{\gamma} \frac{d\xi'}{d\xi} + \xi' \gamma^{1/2} \frac{d\xi'}{d\xi} = 0$ und $\xi' = \frac{1}{\gamma} \frac{d\xi'}{d\xi}$.
 $\gamma' = \frac{1}{\gamma} \frac{d\xi'}{d\xi} = \gamma^2 \xi' \cdot \frac{d\xi'}{d\xi}$.
 Analogie zu Gl. 46, wenn λ' die halbe gravitative Wellenlänge von $\Gamma \times \mu$ ist und μ das Mo-
 mentum der Randbedingungen $\lim_{\lambda \rightarrow \infty} M' - m'_0$
 und $\lim_{\lambda \rightarrow \infty} \mu' = \frac{1}{2} \lambda$ erfüllt sein
 sollen ($\mu' = \frac{1}{2} \lambda$ ist dann die
 hypselwellenlänge λ ausgedrückt),
 die Lösung $\gamma^2 \xi' \gamma^{-9} = A' (1 - \beta^2)^2$
 und $\gamma' = \frac{1}{\gamma} \frac{d\xi'}{d\xi} = \frac{1}{\gamma} \frac{d\xi'}{d\xi}$, wobei
 allerdings ξ' anders definiert
 ist als ξ . Auch dieses Ausdruck
 kann in der Form $\sqrt{1 - 4a\xi'} \approx$
 $\approx 1 - 2a\xi'$ und $\gamma^{-9} \approx 1 - 2a\xi'$
 approximiert werden, und diese
 Approximation liefert eine Linsen-
 relation für die hypselwellenlänge

$\mu = \lim_{\lambda \rightarrow \infty} (M' - m'_0) = 2a m'_0 / \lambda' (1 - \beta^2)$
 $- \beta^2 \lambda') > 0$, wenn oder $\beta^2 \lambda' < 1$ hat.
 stellt. Andererseits ist $\mu = \frac{E}{\omega} \lambda'^2 =$
 $= \frac{h}{\omega} \lambda' = \frac{h}{2} \cdot \frac{h}{\omega}$, also $\beta^2 (h +$
 $+ 4a \omega m'_0) \approx 4a \omega m'_0 / \lambda'$, was aber
 formal auf die gleiche Approxima-
 tion hinausläuft wie Gl. 46.
 Demnach ist immer $\beta^2 \leq 1$, also
 $\beta^2 - 1 \leq 0$ und dies bedeutet
 $\xi' \leq 0$, weil $M' > 0$ die positive
 hypselwellenlänge von $\Gamma \times \mu$ ist.
 Damit ist aber immer $1 - 4a\xi' > 0$ in $\gamma^2 \xi' \gamma^{-9}$ garantiert, so
 dass γ' stets in der reellen
 algebraischen Zahlkörper bleibt.
 Daraus folgt weiter, dass die Real-
 lösung für ξ' und die imaginäre
 Lösung für ξ' existieren. Die
 in $\Gamma + 4$ aus dem Relativitäts-
 prinzip gravitativer Relativität

72. können nicht eingezeichnet werden
 können. Nach $\{x, y, z\} = \lambda \times \{\dot{x}, \dot{y}, \dot{z}\}$ wird
 die metrische Struktur des R_3 genau
 $\dot{R} = \lambda \times \{\dot{x}, \dot{y}, \dot{z}\}$ durch die Quantisierung
 der stationären Mesofeldzustände
 λ bestimmt und dieses Mesofeld $\{\dot{x}, \dot{y}, \dot{z}\}$
 wiederum bezeichnet im Fall der
 mesobaren Dynamik die Rot-
 ersonderung zirkulärer Gittermassen-
 barischen Systemen, d.h. das für
 $\{\dot{x}, \dot{y}, \dot{z}\} \neq \dot{R}$ grundsätzlich jede Rot-
 ersonderung nach $\ddot{x} \leq \dot{x} + \{\dot{x}, \dot{y}, \dot{z}\} \times \dot{x}$
 Beschleunigungsprinzip konventionellen
 $\ddot{x} \leq \dot{R}$ gilt Folger hat, welche zugeordnet
 motorisierte Roten sind. Dies ist
 aber genau dasselbe mit dem prinzi-
 palen Quantisierungsprinzip identisch,
 dann jede postrelativistische Be-
 schleunigung wird durch Niveau-
 flächen deformationen des all-

gemeinen Gravitations Potentials Φ
 feldes eines lateralfeldquants ver-
 trachtet, die wiederum in einer in-
 duktion des Feldes ausbreitung be-
 steht. Auf diese Weise kann prinzi-
 palisch jede postrelativistische
 Beschleunigung $\ddot{x}(x_i)$ im R_3
 interpretiert werden, unabhängig
 von ihrer physikalischen Herkunft
 und in dem Energieprinzip $Mc^2 +$
 $\frac{1}{2} \int \dot{q}^2 dV = \frac{1}{2} \int \dot{q}^2 dV$ konst mit $dV =$
 $dx_1 dx_2 dx_3$ kann von der
 speziell gravitativen Natur von $\dot{q}$
 abstrahiert werden, was in der Be-
 beschleunigung $Mc^2 + \frac{1}{2} \int \dot{q}^2 dV =$
 $= \text{const.}$ führt. Für das lokale
 Differential folgt $dMc^2 + \frac{1}{2} \dot{q}^2 dV =$
 aber nach dem Übertrag in Differen-
 zial $dMc^2 + \frac{1}{2} \dot{q}^2 dV = 0$. Hierin
 kann unterstellt $\Delta M = \Delta E$ oder

$74 \omega^2 \Delta M = - \Delta E$ in R_{+4} $\omega^2 =$
 setzt werden, was mit $-\Delta E / \omega^2 =$
 $= - \hbar / \omega \lambda_+$ oder $\Delta E / c^2 = \hbar / c \lambda_-$
 $\Rightarrow \Delta M(\omega^2, c^2) = \frac{\hbar}{\lambda_+} \omega^2 (c^2) = \frac{1}{3} \frac{\hbar \omega^2}{\omega c^2} \lambda_-$
 $= \frac{1}{3} \hbar / \omega c^2 \left(\frac{\omega^2 c^2}{\lambda_+} \right) = \frac{1}{3} \frac{\hbar \omega^2}{\omega c^2} \lambda_-$
 mit $a_+ = -3\omega^2 c^2$ und $a_- = +3\omega c^3$.
 Andererseits ist $\alpha = \frac{3}{4\pi\hbar} \gamma$, s. h.
 $\alpha \gamma$ ist eine ganze Zahl. Eine
 Reihe dieser Größen in der Differenz
 liefert $\frac{1}{3} \frac{\hbar}{\omega c^3} + \frac{\alpha}{2a_+} \cdot \frac{1}{3} \lambda_- \Delta V =$
 $= 0$, wobei auch die Wellenlän-
 gen $\lambda_{\pm}$ koordinatenabhängig
 sein können. Wegen $\alpha \gamma = \frac{3}{4\pi}$
 und $2\pi \gamma = \frac{\hbar}{\omega c^2}$ wird also,
 wenn $\frac{\hbar \alpha}{2a_+} \lambda_{\pm}^2 = - \dots$ $\omega^2 =$
 setzt wird (im statischen Fall ist
 ω mit von den Ortskoordinaten
 in R_3 abhängig, doch kann auch
 eine Zeitabhängigkeit zugelassen
 werden), auch π_- wo $\Delta V = 0 =$ mit

$\Delta V = \prod_{k=1}^3 \Delta x_k$. Diese Koordinaten
 x_k werden einer Transformation
 $x_k = x_k(\xi_1, \xi_2, x)$ unterworfen,
 an welche die Forderung zu stellen
 ist, dass ξ_1 und ξ_2 eindimensional
 sind, aber x die dreidimensionalen
 Raum hat, was immer erreichbar ist
 mit der Funktionaldeterminante
 $\frac{\partial(x_1, x_2, x)}{\partial(\xi_1, \xi_2, x)} = g \det dx_1 \cdot dx_2 \cdot dx_3 =$
 $= g' d\xi_1 \cdot d\xi_2 \cdot dx$, oder nach dem
 Übergang gilt Volumen Differenz
 $\prod_{k=1}^3 \Delta x_k = g \Delta \xi_1 \Delta \xi_2 \Delta x$, was
 $w \cdot \Delta V = w' g \Delta \xi_1 \Delta \xi_2 \Delta x = \Delta y \Delta x$
 ermöglicht, denn wegen $w \sim \lambda_{\pm}$
 hat $w' g \Delta \xi_1 \Delta \xi_2 = \Delta y$ die Dimension
 einer Raumdifferenz,
 doch gilt offenbar die Abhängigkeit
 $y = y(x)$. Diese Darstellung
 $\Delta y \cdot \Delta x$ kann aber für jedes
 infinitesimalen Beschleunigung

78. Andererseits ist aber auch
 $\hat{T}_0 = \bar{\lambda} \times \{\}$ die metrische Struktur
 für das $\hat{T}_0$ ^{und das $\hat{T}_0$} ~~reduzierte~~ $\hat{T}_0$ ist
 das stationäre Zustands eines
 mesobaren Systems bestimmt,
 statt für alle gewöhnlichen
 den charakteristischen Zustand eines ^{Nachgeschalteten}
 metrischen Systems ~~zu sein~~
 zu erfüllen sein muß. Diese Begrenzung
 nach aber aus, daß eine solche
 Fläche nicht mehr als Punkt =
 Punktium sondern als aus
 von Null verschiedenen, nicht
 mehr teilbaren Elementarflächen,
 der kleineren τ zusammenge-
 setzt und somit die Zahlenfolge =
 periodische Funktion eines ganzgole-
 igen Fortschritts ist. Da diese nicht-
 durchlauf stationären Flächen
 aber die $\hat{T}_0$ - Strukturen sind

79. Damit jede metrische Struktur
 eines mesobaren Systems be-
 stimmend auf eine Analysis
 mesobaren, stationären Systems
 von Metrischen Strukturen über aus-
 sehen Strukturen Rechnung tragen
 und der Bedeutung einer Theorie
 notwendig ist das publizistische
 der Analysis, weil in einer metrischen
 unklaren metrischen Strukturen im-
 Grunde einer konventionellen
 halb der gewöhnlichen Rechnung
 folgendes nach 79a das in
 publizistische Theorie ~~publizistische~~
 nicht mehr erfüllt ist.
 Auswertung viele Band III Seite 41

8.2 | $y_v^m = \frac{1}{2}(y_v + y_{v-1})$ gilt Folge. alle
 Flächendifferenzen sind in diesem Sinne
 nicht zwei Metriken identisch, so daß
 immer $y_v^m \cdot \Delta x_v = \tau$ für alle
 $1 \leq v \leq n$ gesetzt werden kann.
 Daraus ist aber $y = f(x)$ als sta-
 tige Funktion vorausgesetzt und an
 dieser Aktivität kann auch $\tau > 0$
 nicht ändern, denn nach ξ_{v-1}^{103}
 ist keine Vorbedingung vorhanden, die
 ausreicht, wie τ zu begrenzen ist.
 i. h. die Begrenzung hat nicht $\frac{1}{2} \Delta x_v$
 nach den metrischen Gegebenen =
 halbes der betr. Fläche zu bedeuten.
 Eine ist aber der metrische Charakter
 von F durch die Begrenzung $a \leq x \leq$
 $\leq b$ sowie y_a und y_b bzw. $f(x)$ be-
 stimmt, wobei $y = f(x)$ eine obere Kurve
 ist, also ein gewissermaßen
 äußerster Grenzwert der =

läuft, in welcher die geometrischen 83
 Koordinaten geradlinig kontinuierlich
 sind. Wenn aber die Begrenzung
 eines Intervalls durch die metrischen
 Eigenschaften der integralen Fläche
 bestimmt werden so müssen alle
 metrischen Eigenschaften ihrer metri-
 schen Begrenzung übereinstimmen
 sein, wenn F einer Endwert bilden und
 in ganzgültig sein soll. Dies bedeutet
 aber, daß im vorliegenden Fall $\tau > 0$
 stets durch zwei ~~aktive~~ ^{metrische} y_v und y_{v-1}
 eine Differenz $\Delta x_v = x_v - x_{v-1}$ aus
 den Funktionsverläufe $f(x)$ zwischen
 $v-1$ und v begrenzt wird, so daß
 für $\Delta F_v = y_v \Delta x_v = \int_{x_{v-1}}^{x_v} f(x) dx$ der
 infinitesimale Integralbegriff $ac =$
 verwendet wird. Also $F = \lim_{n \rightarrow \infty} \sum_{v=1}^n y_v \Delta x_v$
 $= n \tau$ ^{ist also}
 $n \tau = \sum_{v=1}^n \int_{x_{v-1}}^{x_v} f(x) dx$. Nach dem Satz =

84 ganzbezüglich gilt aber stets
 $\sum_{v=1}^n \frac{1}{x_v^{p-1}} = \frac{1}{x_1^{p-1}} + \dots + \frac{1}{x_n^{p-1}}$, wobei die meiste
 triviale Forderung erfüllt wird, nämlich
 falls p als F , wegen der Kettenregel
 von f , stetig ableitbar ist. Es gilt also
 $\sum_{v=1}^n \frac{1}{x_v^{p-1}} = \int_1^n \frac{1}{x^{p-1}} dx = \frac{1}{p-1} (x^{p-1})_1^n = \frac{1}{p-1} (n^{p-1} - 1)$
 $= \frac{n^{p-1}}{p-1} - \frac{1}{p-1}$. Und dies liefert
 $F_0 = F(x_0) = 0$ und $F(x_n) = \frac{n^{p-1}}{p-1} - \frac{1}{p-1}$
 in $\Delta x_v = \frac{1}{n}$ $\Delta x_v = \frac{1}{n}$ einge-
 setzt $F(x_n) = \frac{n^{p-1}}{p-1} - \frac{1}{p-1}$, wobei
 $\frac{1}{p-1}$ mit x_0 , also die Lage des
 abhängt. Das Wesen zusammen-
 hangt, da $F = \int dx$ aus
 der primitiven Funktion f hervorgeht
 geht x_n aus $F(x_n) = \frac{n^{p-1}}{p-1} - \frac{1}{p-1}$
 zu $x_n = x(n)$ als Umkehrfunktion
 der Funktion der ganzzahligen $F_n =$
 der n elementiert werden, d.h.
 das die Substitutions $f(x)$
 auch die Ortungsbildung F

Die Heuristische Funktionsangabe
 zahliger Teiliges werden, weil die
 Fläche kein Punktkontinuum
 ist. Die Elimination von n
 der angrenzenden Fläche n , der
 in $x_n = x(n)$ und $y_n = f(n)$
 als Parameter aufgeföhrt werden.
 Dann, wenn wieder $y = f(x)$
 liefert, wird der physische Verlauf
 dieser Grenzungs-Kurve wegen
 stetigen Ausschüttungsforderung,
 der Metriken, ~~und~~ also ist, me-
 troben Gleichberechtigung, nicht
 in Frage gestellt würde. Wenn
 die Kontinuität aber gegeben ist =
 nach Funktionen werden, deren
 Verläufe stattd. die metrischen
 Eigenschaften rezeptions Flächen
 bestimmen werden, die der ge-
 nauerer Bereich aufspannen,

Dann wird auch jede andere Funktion
 dieses Bereichs zu einer solchen gäbe
 Heuristische Funktion $f(n)$ werden.
 In n-angrenzende ist dann sich
 der Angrenzende von f mit n
 ± 1 ändern und dies laßt eine
 unvertauschbare Revision der typi-
 scheiologischeren als der gewöhn-
 lichen Heuristischen Linienrelativ-
 ität, was in A VIII dargestellt wurde.

6.6.59 6.6.59 6.6.59 6.6.59 6.6.59
 Dann $x_n = x(n)$ dann auch
 $f(n) = p(x_n)$ gesetzt werden, wenn
 n nicht mehr die Größe der Definit-
 ausbreitung sondern rezeptions-
 fähigkeit bezeichnet. Der
 Diskontinuität $x_0 \leq x_n \leq x_n$
 wird für $N \rightarrow \infty$ $\lim_{N \rightarrow \infty} x_n = x$
 gegeben $\lim_{N \rightarrow \infty} x_n \leq x \leq x$ der
 mit $\lim_{N \rightarrow \infty} x_n = 0$ identisch ist
 $\lim_{N \rightarrow \infty} p(x_n) = p(x)$ erst in der

88 Näherung, gilt stetigen Funktion,
 gilt $N \rightarrow \infty$, denn ist der Differenzen-
 Quotient gegeben unter die
 Limesrelation $\frac{dp}{dx} = \lim_{x_1 \rightarrow x} \frac{p(x_1) - p(x)}{x_1 - x}$
 $= \lim_{h \rightarrow 0} \frac{1}{h} (p(x+h) - p(x)) = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\Delta p}{\Delta x}$
 wobei es wegen der Konvergenz
 $h \rightarrow 0$ in Klammer Belanglos
 ist, ob $\Delta p / \Delta x$ aus $\frac{1}{h} (p(x+h) - p(x))$
 oder $\frac{1}{h} (p(x) - p(x-h))$ gebildet wird.
 Ist dagegen $N < \infty$, also das Fa-
 ktorale Diskret und $p(x_n) = f(n)$
 diskretisiert, dann egal es
 mit $v > 0$ (ganzzahlig) für die
 Bildung des Differenzenquoti-
 enten die beiden Möglichkeiten
 $\Delta f / \Delta n = \frac{1}{v} (f(n+v) - f(n))$ und
 $\Delta f / \Delta n = \frac{1}{v} (f(n) - f(n-v))$. Die
 erste Möglichkeit muß aufpassen,
 denn n durchläuft den ganzzahl-
 ige Intervalle $1 \leq n \leq N$, sodass

die ganzen Zahlen $v > 0$ durchaus
 positiv sind, sonst das argu-
 ment $n+v > N$ werden kann,
 = doch wäre für $n+v > N$ die
 Funktion f nicht mehr definiert,
 weil bei der diskretisierten mit N
 die Intervallgrenze limitiert. Mit der
 unendlichen Folge $\Delta f / \Delta n = \frac{1}{v} (f(n) - f(n-v))$
 kann ein analoger Prozess inte-
 griert werden, doch kann nicht
 $v \rightarrow 0$, Konvergenz weil v gan-
 zahlig ist. $v = 0$ ist auch nicht
 möglich, denn der Relativquotient
 geht ins Unendliche n ändern kann,
 ist ± 1 . Für v kann also nur
 die andere Grenze $v = 1$ in Betracht
 kommen $v = -1$ würde zu den oben
 ausgeschlossenen Möglichkeiten führen.
 Dieser Hinweiswert $v = 1$ führt dann
 für f zu einem, dem Differential-

90. geordneten linearen Begriff

$$J^p / J_n = \lim_{p \rightarrow +1} \frac{1}{p} (f(n) - f(n-p)) =$$

$$= f(n) - f(n-1), \text{ wenn das}$$

Symbol J dessen Variationspro-

zess bezeichnet. Ist $p(n) = n$

dann ist offensichtlich $Jp = Jn$,

doch da sich n um $+1$ ändert

dann, wird $Jn = 1$ und $J^p / J_n =$

$= J^p$ kann formal immer aus-

gedrückt werden. Im Falle

$1 \leq n \leq N$ bei Kettenziffern,

aber im diskreten Bereich

$$x_0 \leq x_n \leq x_N \text{ da } \Delta p(n) =$$

gilt, benutzt für die Ketten-

differentiation (ketten-differential)

die Darstellung

$$J^p = f(n) - f(n-1), \quad 1 \leq n \leq N,$$

$$x_0 \leq x_n \leq x_N$$

Gleichung 49

Die zu dessen Ketten-differential $u =$

verse operation, das Kettenintegral,

Raum offenbar nur ein Summation =

ausprozess sein, bei dem, im Gegen-

satz zum infinitesimalen Integral,

mit über sprengung, sich um 1

andere, sprunghafte, annehmen

ausweist. Ist $f(n) = J^p(n)$

das Ketten-differential einer Funktion

$f(n)$, so Punkte, wenn $n_1 \geq 1$ und

$n_2 > n_1$, zwei Kettenziffern der

Funktion sind, eine Summation

zwischen $n_1 \leq n \leq n_2$, aber J wird

geführt werden und diese Prozess

entsprechend der Revision der

infinitesimalen Kettenziffern

zum Kettenintegral. Nach Ketten-

hafte Kettenziffern, welche in

Analoge zum infinitesimalen Inte-

gration symbolisiert durch

$$\sum_{n_1}^{n_2} f(n) \cdot Jn. \text{ Zwar ist } Jn = 1,$$

92 Auch wird diese Größe angegeben, damit ersichtlich wird, über welche Kettenmitglieder im Falle weiterer Argumente des Kettenintegrals φ_n bilden ist. Ist Propagator der Kettenintegral selbst ein Kettenintegral, also $\varphi = J\varphi$, dann wird $\varphi Jn = J\varphi Jn = J^2\varphi$, weil immer $J\varphi = J\varphi/Jn$ \varphi = J\varphi liefert $\sum_{n_1}^{n_2} J\varphi Jn = \sum_{n_1=n_2}^{n_2} (\varphi(n_1) - \varphi(n_2)) = \varphi(n_2) - \varphi(n_2-1)$. Setzt man $J(n_1, n_2) = \varphi(n_2) - \varphi(n_2-1)$, dann gilt für das benötigte Kettenintegral die Darstellung

$$J(n_1, n_2) = \sum_{n_1}^{n_2} J(n) \cdot Jn,$$

$$S = \sum_{n_1}^{n_2} J(n) \cdot Jn,$$

$$n_1 \geq 1, n_2 > n_1,$$

Gleichung 49a.

Die Reaktions 49 und 49a enthalten

nach weitere Entwicklungen. Es wächst dann der Prozess der Kettenentwicklung von Diagonalen werden. Ist bereits $\varphi = J\varphi$, dann wird offensichtlich $J\varphi = J(J\varphi) = J^2\varphi$ für zweites Ableitung. Die so definierten Kettenentwicklungen sind explizit darstellbar. Es gilt z. B.

$$J^0\varphi = \varphi, J^1\varphi = J\varphi = J(n) - J(n-1)$$

$$J^2\varphi = J(n) - 2J(n-1) + J(n-2),$$

$$J^3\varphi = J(n) - 3J(n-1) + 3J(n-2) - J(n-3),$$

$$J^4\varphi = J(n) - 4J(n-1) + 6J(n-2) - 4J(n-3) + J(n-4),$$

$$J^5\varphi = J(n) - 5J(n-1) + 10J(n-2) - 10J(n-3) + 5J(n-4) - J(n-5) \text{ u. s. w.}$$

Wird diese Rekursionsvorschriften fortgesetzt und die Kettenglieder der vollständigen Funktionen angegeben, so folgt für irgendeine K -faches Kettenintegral, weil die Rekursionsformel $J^k\varphi =$

$g_v = f(f^{(k-1)} f)$ gilt,
 $f^k = \sum_{v=0}^k (-1)^v a_v(k) f^{(n-v)}$
 $a_v(k) = \binom{k}{v}$ Gleichung 50,
 wobei die $a_v(k)$ die ganzzahligen
 Koeffizienten aus der Zeile k
 der Matrix des Pascal'schen
 Dreiecks sind wenn die Diagonale
 aufsteigend mit einem Element 1
 als Zeile $k = 0$ aufgesetzt wird.
 b. 59. Diese Eigenschaften hat $a_v(k)$
 gilt immer $a_v(k) = \binom{k}{v}$. ~~jetzt~~
 ist die Folge dieser Koeffizienten in
 der Zeile k davon abhängig, ob
 $k = 2m$ oder $k = 2m+1$ mit ganz
 zahliger m ist. Die Zeile k besteht
 aus $k+1$ Elementen. Ist $k = 2m$
 geradzahlig, dann gilt für $0 \leq v \leq \frac{k}{2}$
 die Folge $a_v(k) = \binom{k}{k-v}$. Ansonsten
 lautet der Koeffizient $v = \frac{k}{2} + 1$
 und die übrigen $\frac{k}{2}$ Koeffizienten

stehen sich mit $0 \leq v \leq \frac{k}{2}$, also
 dieses in umgekehrter Reihenfolge $\frac{k}{2} \geq v$
 Ist $k = 2m+1$ ungeradzahlig, so
 läuft die Folge $(\binom{k}{k-v})$ in Intervalle $0 \leq v \leq \frac{k}{2}$
 $\leq \frac{1}{2}(k+1)$ und mit $v = \frac{1}{2}(k+3)$ in
 die gleiche Folge mit umgekehrter Reihenfolge
 $\frac{1}{2}(k+1) \geq v \geq 0$ umgekehrt.
 Mit diesem Gesetz können auch alle 50
 alle vielfachen Ketendifferentiale
 gebildet werden, doch ersahen es
 die Einführung metrischer Differenzen-
 plationsrechenregeln, für $k=1$
 einige Umformungsregeln zu entwickeln
 Neben $f(n) = f$ setzen auch $\bar{u}(n) = u$
 und $v(n) = v$ Kettenrechenregeln
 und gut Kürzung werde $f(n-1) = f'$
 verwendet, so daß $f f' = f - f'$ oder
 zunächst sei $f = \sum_{j=0}^{\infty} \bar{u}_j f^{(j)}$ (offenbar
 ist dann $f f' = f \sum_{j=0}^{\infty} \bar{u}_j f^{(j)} = \sum_{j=0}^{\infty} (f \bar{u}_j - \bar{u}_j f) f^{(j)} = \sum_{j=0}^{\infty} \bar{u}_j f^{(j+1)}$

98 Nach einer Analyse des metrischen Differentials kann der Begriff des Riemann-Integrals weiter entwickelt werden.

Wie in der Darstellung in § 49, a ist $\sum_{n=1}^{\infty} f(n) = \Phi(n_2) - \Phi(n_1)$ oder n_1 beliebig gegeben, natürlich dann, wenn n_1 sehr groß ist, und $n_2 \neq n_1$ beliebig beliebig ist. Es gilt

$\sum_{n=1}^{\infty} f(n) = \Phi(n_2) - \Phi(n_1)$ und $\sum_{n=1}^{\infty} f(n) = \Phi(n_2) - \Phi(n_1)$, also auch Addition $\sum_{n=1}^{\infty} f(n) + \sum_{n=1}^{\infty} f(n) = \Phi(n_2) - \Phi(n_1) + \Phi(n_2) - \Phi(n_1)$, was im Wesentlichen das Theorem $\sum_{n=1}^{\infty} f(n) = \Phi(n_2) - \Phi(n_1)$ liefert. Man erhält aus der Definition des Riemann-Integrals $\sum_{n=1}^{\infty} f(n) = \Phi(n_2) - \Phi(n_1)$, was aber $\sum_{n=1}^{\infty} f(n) = \Phi(n_2) - \Phi(n_1)$ liefert, wenn man $\sum_{n=1}^{\infty} f(n) = \Phi(n_2) - \Phi(n_1)$ setzt, dann $\sum_{n=1}^{\infty} f(n) = \Phi(n_2) - \Phi(n_1)$, was die metrische Integrationsformel $\sum_{n=1}^{\infty} f(n) = \Phi(n_2) - \Phi(n_1)$ liefert.

99 Nach einer Analyse des metrischen Differentials kann der Begriff des Riemann-Integrals weiter entwickelt werden. Es gilt $\sum_{n=1}^{\infty} f(n) = \Phi(n_2) - \Phi(n_1)$ oder n_1 beliebig gegeben, natürlich dann, wenn n_1 sehr groß ist, und $n_2 \neq n_1$ beliebig beliebig ist. Es gilt $\sum_{n=1}^{\infty} f(n) = \Phi(n_2) - \Phi(n_1)$ und $\sum_{n=1}^{\infty} f(n) = \Phi(n_2) - \Phi(n_1)$, also auch Addition $\sum_{n=1}^{\infty} f(n) + \sum_{n=1}^{\infty} f(n) = \Phi(n_2) - \Phi(n_1) + \Phi(n_2) - \Phi(n_1)$, was im Wesentlichen das Theorem $\sum_{n=1}^{\infty} f(n) = \Phi(n_2) - \Phi(n_1)$ liefert. Man erhält aus der Definition des Riemann-Integrals $\sum_{n=1}^{\infty} f(n) = \Phi(n_2) - \Phi(n_1)$, was aber $\sum_{n=1}^{\infty} f(n) = \Phi(n_2) - \Phi(n_1)$ liefert, wenn man $\sum_{n=1}^{\infty} f(n) = \Phi(n_2) - \Phi(n_1)$ setzt, dann $\sum_{n=1}^{\infty} f(n) = \Phi(n_2) - \Phi(n_1)$, was die metrische Integrationsformel $\sum_{n=1}^{\infty} f(n) = \Phi(n_2) - \Phi(n_1)$ liefert.

Gleichung 51

100 und diese Theoreme zeigen, daß sich das Kettenintegral ^{bezieht} in per Verhalten seiner Integrationsgrenzen wesentlich vom infinitesimalen Kettenintegral unterscheidet. Einiges Raum, in vollst. analogen zum infinitesimalen Kettenintegral, auch das Kettenintegral als Funktion der oberen & unteren Grenze aufgefaßt werden. Ist $n_1 = a$ und $n_2 = b$ dann gilt $\sum_{a}^b f(x) dx = \Phi(b) - \Phi(a)$ bzw. $\lim_{n \rightarrow \infty} \sum_{a}^b f(x) dx = \Phi(b) - \Phi(a)$ oder im Fall einer Abhängigkeit von der unteren Grenze $n+1$ das Dargestellte $\int_a^{n+1} f(x) dx$ nach $\int_a^{n+1} f(x) dx = \int_a^n f(x) dx + \int_n^{n+1} f(x) dx$ und $\int_a^n f(x) dx = \text{const.}$ liefert die Kettenintegration $\int_a^n f(x) dx$

$$= \sum_a^n f(x) dx - \sum_a^{n-1} f(x) dx = 100$$

$$= \Phi(n) - \Phi(n-1) - \Phi(n-1) +$$

$$+ \Phi(n-1) = \Phi(n) - \Phi(n-1) = f(x)$$

 während andererseits $\int_a^n f(x) dx =$

$$= \lim_{n \rightarrow \infty} \sum_a^n f(x) dx = \sum_a^n f(x) dx =$$

$$= f(x)$$
 ist. Der Vergleich ergibt $f = f(x)$ für die δ unendliche Integrationsgrenze, d. h. des Kettenintegrals einer Funktion f ist immer dasselbe anfüßbar wenn f eine Funktion f definiert werden kann, lautet $f(x) = f$ ist, also f als Funktion der Funktion von f erscheint. In $\int_a^n f(x) dx - \Phi(n-1) = \sum_a^n f(x) dx$ nimmt $\Phi(n-1) = 0 = \text{const.}$ wegen $a = \text{const.}$ ist, besteht die Differenz aus zwei ~~unendlichen~~ ~~unendlichen~~ Kettenintegralen. Der Raum für Kitzung für die $f =$ infinitesimale Kettenintegration

102 $\Phi(n) = \sum q(n) f_n + c$
 gesetzt werden, was wegen $f_0 = 0$
 nicht den Fundamentalsatz
 $f\Phi = f$ liefert, wenn $f \leq f f_n =$
 $f(n)$ ist, was aber wegen
 $f \sum q f_n = f f_n = f$ und
 $f_n = 1$ selbst ist. Die unter-
 suchte Integrabilitätsforderung und
 der Fundamentalsatz sind demnach
 äquivalent in

$$\Phi(n) = \sum q(n) f_n + c,$$

$$f\Phi = f$$

Gleichung 52

Aus dieser Zusammenhang er-
 möglicht die Entwicklung unter-
 suchter Integrationsregeln.
 Bei der Entwicklung dieser Regeln
 kann man von der Regel der unter-
 suchten Differentiation ausgehen.
 Für $f\Phi = \sum_{j=0}^n f_j$ wird $f = \sum f_j$

$= \sum_{j=0}^n f_j$, was aber wegen
 $\sum f_j = a$ zur Veranschaulichung
 $\sum_{j=0}^n f_j = a$ ist, was aber wegen
 $f\Phi = f$ liefert, wenn $f \leq f f_n =$
 $f(n)$ ist, was aber wegen
 $f \sum q f_n = f f_n = f$ und
 $f_n = 1$ selbst ist. Die unter-
 suchte Integrabilitätsforderung und
 der Fundamentalsatz sind demnach
 äquivalent in

$$f\Phi = f$$

106 nach 91 50. Darstellung führt werden.

Nach den Regeln $J \equiv = J$ sowie

$$J(a \cdot f) = a \cdot Jf \text{ und } J(a \cdot f) = J(a \cdot f)$$

Ratiousgesetz $Jf = J(J^{n-1})$ wird

$$J^k f = \sum_{v=0}^n a_v J^k n^v, \text{ mit } J^k n^v =$$

unterschieden sind also die $J^k n^v =$

$$= J^k f(n) \text{ und hierfür folgt}$$

$$J^k f = \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} f(n-l) = \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} f(n-l) =$$

$$= \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} f(n-l) = \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} f(n-l) =$$

$$= \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} f(n-l) = \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} f(n-l) =$$

$$= \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} f(n-l) = \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} f(n-l) =$$

$$= \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} f(n-l) = \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} f(n-l) =$$

$$= \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} f(n-l) = \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} f(n-l) =$$

$$= \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} f(n-l) = \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} f(n-l) =$$

$$= \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} f(n-l) = \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} f(n-l) =$$

$$= \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} f(n-l) = \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} f(n-l) =$$

$$= \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} f(n-l) = \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} f(n-l) =$$

$$= \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} f(n-l) = \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} f(n-l) =$$

$$= \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} f(n-l) = \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} f(n-l) =$$

$$= \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} f(n-l) = \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} f(n-l) =$$

$$= \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} f(n-l) = \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} f(n-l) =$$

$$= \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} f(n-l) = \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} f(n-l) =$$

erst von $v = k$ zu beginnen für

alle Glieder $v < k$ verschwinden mit

$$= \sum_{v=k}^{\infty} a_v \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} J^k f = \sum_{v=k}^{\infty} a_v J^k f$$

$$= \sum_{v=k}^{\infty} a_v \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} J^k f = \sum_{v=k}^{\infty} a_v J^k f$$

$$= \sum_{v=k}^{\infty} a_v \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} J^k f = \sum_{v=k}^{\infty} a_v J^k f$$

$$= \sum_{v=k}^{\infty} a_v \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} J^k f = \sum_{v=k}^{\infty} a_v J^k f$$

$$= \sum_{v=k}^{\infty} a_v \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} J^k f = \sum_{v=k}^{\infty} a_v J^k f$$

$$= \sum_{v=k}^{\infty} a_v \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} J^k f = \sum_{v=k}^{\infty} a_v J^k f$$

$$= \sum_{v=k}^{\infty} a_v \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} J^k f = \sum_{v=k}^{\infty} a_v J^k f$$

$$= \sum_{v=k}^{\infty} a_v \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} J^k f = \sum_{v=k}^{\infty} a_v J^k f$$

$$= \sum_{v=k}^{\infty} a_v \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} J^k f = \sum_{v=k}^{\infty} a_v J^k f$$

$$= \sum_{v=k}^{\infty} a_v \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} J^k f = \sum_{v=k}^{\infty} a_v J^k f$$

$$= \sum_{v=k}^{\infty} a_v \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} J^k f = \sum_{v=k}^{\infty} a_v J^k f$$

$$= \sum_{v=k}^{\infty} a_v \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} J^k f = \sum_{v=k}^{\infty} a_v J^k f$$

$$= \sum_{v=k}^{\infty} a_v \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} J^k f = \sum_{v=k}^{\infty} a_v J^k f$$

$$= \sum_{v=k}^{\infty} a_v \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} J^k f = \sum_{v=k}^{\infty} a_v J^k f$$

$$= \sum_{v=k}^{\infty} a_v \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} J^k f = \sum_{v=k}^{\infty} a_v J^k f$$

$$= \sum_{v=k}^{\infty} a_v \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} J^k f = \sum_{v=k}^{\infty} a_v J^k f$$

$$= \sum_{v=k}^{\infty} a_v \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} J^k f = \sum_{v=k}^{\infty} a_v J^k f$$

$$= \sum_{v=k}^{\infty} a_v \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} J^k f = \sum_{v=k}^{\infty} a_v J^k f$$

$$= \sum_{v=k}^{\infty} a_v \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} J^k f = \sum_{v=k}^{\infty} a_v J^k f$$

$$= \sum_{v=k}^{\infty} a_v \sum_{l=0}^k (-1)^l \binom{k}{l} J^k f = \sum_{v=k}^{\infty} a_v J^k f$$

108 gewöhnlich. Die Entwicklung
 2.7.59 einer solchen metrischen
 Reihe ist jedoch nur dann möglich,
 wenn die Reihe absolut und gleichmäßig
 bzw. bedingt konvergiert, d.h.
 wenn für alle Glieder a_n $n > a_{n+1}$
 oder $a_n > a_{n+1}$ gilt. Da alle
 $n \geq 1$ gültig sind, ist die
 Konvergenz wesentlich. Dann die
 a_n , also den Verlauf $f(n)$ be-
 stimmt. Außerdem bedeutet die
 Bedingung $a_n > a_{n+1}$, daß die
 Konvergenz nur in einem bestimmten
 Intervalle $1 \leq n \leq n'$ mit
 $n' \leq N$ erfolgen kann, denn
 N die Ziffer des letzten Merkmal-
 der metrischen Definition =
 Bereich ist. Für die entsprechende
 Merkmalfunktion $f(n)$ gilt dann =
 nach als Bereich absoluter Kon-

vergenz $1 \leq n \leq n'$, wobei, d.h.
 die Entwicklung für $n > n'$, falls
 $n' < N$ bleibt mit einer Ab-
 weg beginnt. Die Entwicklung
 bricht aber nicht gleichmäßig
 ab, sondern, vielmehr kann die
 vergen außerhalb des absoluten
 Konvergenzbereiches erst nach
 Glieder $n' > n$ an auftreten.
 d.h. für die Partialsumme $\sum_{n=0}^n a_n$
 gibt es einen anderen Konvergenz-
 bereich $1 \leq n \leq n''$, der der Partial-
 absoluter Konvergenz einschließt
 so daß $n'' > n'$ gilt. Es gibt
 also Konvergenzbereiche endlicher
 Partialsummen und unendlichen
 Bereiche absoluter Konvergenz, so
 für $n' < N$ als partielle oder für
 $n' = N$ als total bezeichnet werden
 können.

3) Kettenreine Analysis.

Im allgemeinen ist der metrische Bereich reproduzierbar. Für $n \leq N$ mit ganzzahligen $n \geq 1$ beschränkt und φ selbst brückt nicht notwendig über mit einem metrischen Bereich definiert zu sein sondern kann von mehreren solchen Bereichen $x_i \leq n_i \leq N_i$ mit $1 \leq i \leq L$ in der Form $\varphi = \varphi(n_i)_{i=1}^L$ abhängen. In diesem allgemeinen Fall ~~aus der~~ ^{aus der} Erweiterung der in ~~der~~ ^{der} Kettenreinen Begriffe wird gefolgt werden. Ist φ in diesem Sinne von den Kettenreinen n_i der L un-
 Abhängigen Bereiche abhängig, so kann auch eine partielle metrische Differenzialrechnung aufgestellt werden. Die Kettenreinen Bereiche sind dabei an derart anzuordnen, dass sie sich in φ nicht überkreuzen =

gipfel n_k des Bereiches K , während die übrigen $L-1$ Kettenreine n_i unverändert bleiben, so kann die Ableitung in dieser Richtung K beschrieben werden durch $\frac{\partial \varphi(n_i)}{\partial n_k} = \frac{\partial \varphi(n_1, \dots, n_{k-1}, n_{k+1}, \dots, n_L)}{\partial n_k} = \frac{1}{v_k} (\varphi(n_i)_{i=1}^L - \varphi(n_1, \dots, n_{k-1}, n_{k+1}, \dots, n_L))$ mit $n'_k = n_k - v_k$ wenn $v_k \geq 1$ ganzzahlig ist. Ist Kettenreine n_k nicht ganzzahlig, so ist v_k zwischen n_k und $n_k + 1$, sodass sich für diesen Grenzwert $\lim_{v_k \rightarrow 1} \frac{1}{v_k} (\varphi(n_1, \dots, n_{k-1}, n_{k+1}, \dots, n_L)) = \frac{\partial \varphi(n_i)}{\partial n_k} = \varphi(n_i)_{i=1}^L - \varphi(n_1, \dots, n_{k-1}, n_{k+1}, \dots, n_L)$ ergibt, weil $v_k \rightarrow v_k$ und $v_k = 1$ gilt. Die partielle Kettenreine Differenzialrechnung $\varphi = \varphi(n_i)_{i=1}^L$, $x_i \leq n_i \leq N_i$, $\frac{\partial \varphi}{\partial n_k} = \varphi(n_i)_{i=1}^L - \varphi(n_1, \dots, n_{k-1}, n_{k+1}, \dots, n_L)$ gleiches

gibt an, ob φ eine vom L metrisches Betrachtes abhängige Funktion φ in mit einem metrisches Betrachtes $K \subseteq L$ ausbleibt. Das partielle betruddifferentiale $J_K \varphi$ Raum abstrahiert als eine metrisches Funktionen des aus L metrisches Betrachtes bestehendes Argumentbereichs aufgeföhrt werden, von der abstrahiert ein betruddifferentiale nach einer anderen Raum, so ist geböhrt werden Raum, so ist

$$\begin{aligned}
 J_L(J_K \varphi) &= J_L(\varphi(\cdot, n_K, \cdot)) - \varphi(\cdot, n_K^{-1}, \cdot) \\
 &= \varphi(\cdot, n_K, n_K, \cdot) - \varphi(\cdot, n_K, n_K^{-1}, \cdot) - \\
 &\quad - \varphi(\cdot, n_K^{-1}, n_K, \cdot) + \varphi(\cdot, n_K^{-1}, n_K^{-1}, \cdot) = \\
 &= J_K \varphi(\cdot, n_K, \cdot) - J_K \varphi(\cdot, n_K^{-1}, \cdot) = \\
 &= J_K(\varphi(\cdot, n_K, \cdot) - \varphi(\cdot, n_K^{-1}, \cdot)) = \\
 &= J_K(J_K \varphi) \text{ oder } J_L J_K \varphi = J_K J_L \varphi, \\
 &\text{so dass immer Malbar folgt, dass} \\
 &\text{bei der Bildung höherer partieller}
 \end{aligned}$$

betruddifferentiale operiert

$(J_K \times J_L)_- = 0$ alle partiellen betruddifferentiationen miteinander kommutieren. Mit $K \subseteq L$ und

$g \geq 1$ können im allgemeinen Fall die K_i = fallen partiellen betruddifferentiationen in den $g \leq i \leq K$ metrischen $De =$ zeichen durchgeführt werden, der art, trotz eine spezielle partielle le metrische differentiation von der Ordnung $\sum_{i=g}^K K_i$ in der Form $\prod_{i=g}^K J_{K_i} \varphi = J^{\sum_{i=g}^K K_i} \varphi$ als neue metrische Funktionen existiert.

In der allgemeinen Form wird der nach der Begriffsbildung der partiellen metrischen differentiationen beschrieben wird

$$\begin{aligned}
 (J_K \times J_L)_- &= 0, \quad \prod_{i=g}^K J_{K_i} \varphi = J^{\sum_{i=g}^K K_i} \varphi = J^{\sum_{i=g}^K K_i} \varphi, \\
 K_i &\geq 0, \quad 1 \leq g \leq K \leq L
 \end{aligned}$$

gleichung

114 Merkur hat das Symbol $\frac{7}{7}$ und eine formale Bedeutung und die $k_i \geq 0$ müssen wegen ihres Charakters als metrischer Differentiations-Strukturen gütig sein, wobei die Operatoren J_i nach Def. 73 auf $\mathbb{R}^n$ und der Definition Def. 73 durchzuführen sind. In Analogie zu 7.54 gilt für jedes Analogen Raum des totalen Differential- J im Fall $\varphi(n)$ ist eine $\mathbb{R}^n$ -Permutation aller J_i gemäß $J = \sum_{i=1}^n J_i$ definiert werden, wenn es ist immer $\frac{J_i}{J} n_i = J n_i = J$ wenn $J n_i = J n_i = 1$, was wegen allerdings $J n_k = 0$ sein muß, wobei ohne weiteres $J n_k = J_k$ gilt, setzt werden kann. Für das totale Differential erster Ordnung gilt dannach

$$J = \sum_{i=1}^n J_i, \quad J n_k = J_k, \quad \text{gesehen, } \text{Def. 74}$$

aus dem hier folgende Raum eine der sein abgeleitet werden. Bezeichnet $T_i = \varphi(\dots, n_i-1, \dots)$, so ist $J_i = J - \sum_{i=1}^n T_i$, was eingesetzt $J = \sum_{i=1}^n J_i = \sum_{i=1}^n (J - T_i) = J - \sum_{i=1}^n T_i$ oder $J = \sum_{i=1}^n T_i$, also Zusammenhang $J = J - \sum_{i=1}^n T_i = \sum_{i=1}^n T_i$, $J_i = \varphi(\dots, n_i-1, \dots)$

74a
74b
liefert. Dieser Prozeß des totalen Differential- J ist verschieden in erster Ordnung gegeben, doch können beliebige höhere Ordnungen entwickelt werden. J ist offensichtlich ebenfalls eine totale Funktion der J metrischen Bereiche n_i , von der abermals das

116 totale Differential gegeben
werden kann. Es ist $J(JT) = J \sum_{i=1}^L J_i JT =$
 $= \sum_{k=1}^L J_k \sum_{i=1}^L J_i JT = \sum_{i,k=1}^L J_i J_k JT =$
 $= \left(\sum_{i=1}^L J_i \right)^2 JT$; J und $J(JT) =$
 $= J^2 JT$, also folgt als totales
 Differential zweiter Ordnung
 $J^2 JT = \left(\sum_{i=1}^L J_i \right)^2 JT$, wobei die
 Quadrierung $\left(\sum_{i=1}^L J_i \right)^2$ einer Heron-
 Form entspricht mit zwei formale
 Bedingung hat. In entsprechender
 Weise kann auf beliebige Ordnun-
 gen $K > 2$ weiter geschlossen wer-
 den, was gut allgemeineren Satzes
 liegt, der totale Differential
 beliebiger Ordnung, nämlich zu
 $J^K JT = \left(\sum_{i=1}^L J_i \right)^K JT$; J

führt. Im ^{zu} Gl 74 a analoges Theorem
 kann für $K > 1$ leicht aufgestellt werden.
 Die Heron Form einer der höheren Or-
 dnung auf in III 79

117 ^{verf.} totale Differential gegeben werden =
 folgt ist nicht möglich. Zwar ist
 $J = J(n_i)$ die Einführung von
 $N \neq L$ Transformationen $J_k(n_i)$,
 mit $N_k \leq L$ möglich, was die Heron-
 formale Darstellung $J(J_k)$ erlau-
 blich, doch würde die Bildung der
 Differential $JT = \sum_{k=1}^N J_k JT$
 wegen $J_k JT = \frac{J}{J_k} J_k JT$ auf die Bil-
 dung der Quotienten von zwei Differen-
 tialen hinauslaufen, was aber
 unangebracht ist, weil die Differen-
 tiale Differenzierung involvieren
 inkompatibel werden müßte, wenn es
 Route, im Gegensatz zur infinitesimalen
 Analysis, keine allgemeine
 Differentialrechnung aufweist, was
 den. * $\overline{F}$ kommt in III 35
 117. 59 Eine metrische Funktion
 $J(n_i)$, kann nicht nur als Zahlen

118 Theoretische Funktionen angegeben.
 ist fertig, sondern auch als
 Hilfsachsefolge aufgefassen werden,
 für die Konvergenzkriterien in der
 angestellter werden können. φ kon-
 vergiert nicht wachsenden n_i
 nach dem allgemeinen Konvergenz-
 kriterium immer dann,
 wenn $|\varphi(n_i)| - |\varphi(n'_i)| < \varepsilon$
 unter eine beliebig kleine Zahl
 $\varepsilon > 0$ fällt, sofern es irgend
 eine sehr große Zahl $N = N(\varepsilon) > 0$
 gibt und die $n_i > N$ und $n'_i > N$
 vorgegeben werden. Wenn dieses
 Kriterium erfüllt ist, muß es für
 φ selbst eine Schranke g geben,
 derart daß auch $|\varphi - g| < \varepsilon$ für
 $n_i > N$ gilt, und diese Schranke g
 wäre dann als Grenzwert für
 L -fachen Folge φ anzusprechen,

s. h. für $|\varphi(n_i)| - g| < \varepsilon$ mit
 $\varepsilon > 0$ und $n_i > N(\varepsilon) > 0$ gilt
 $\lim_{n_i \rightarrow \infty} \varphi = g$, s. h. es konvergiert
 $\varphi \rightarrow g$ wenn alle $i \leq \infty$
 Zahlenfolgen $n_i \rightarrow \infty$ über alle
 Grenzen wachsen. φ konvergiert
 für $g < \infty$, divergiert aber für
 $g \rightarrow \infty$. Wenn g existiert, muß
 es auch möglich sein den Limes
 nachwärtiger Durchschnittsfolgen,
 s. h. mit $\lim_{n_i \rightarrow \infty} \varphi = \varphi(n_i)$ muß
 auch $|\varphi - \varphi_1| \leq \varepsilon$ sowie $|\varphi_1 - \varphi_2| \leq \varepsilon$
 mit $\varphi_2 = \lim_{n_i \rightarrow \infty} \varphi_1$ s. w., also
 allgemein $|\varphi - \varphi_{k+1}| \leq \varepsilon$ mit
 $\varphi_{k+1}(n_i)_{k+2} = \lim_{n_i \rightarrow \infty} \varphi_k$ sein.
 Mit diesem Verfahren weiter geföhrt,
 so folgt schließlich $|\varphi(n_i) - g| < \varepsilon$
 für $n_i > N$, was $\lim_{n_i \rightarrow \infty} \varphi(n_i) = g$
 zeigt. Folgt hat. Bei
 einer Darstellung der Eigenschaften

prüfen, die Relation $\sum_{i=1}^L n_i \cdot \mathcal{F}(n_i)^L =$
 $= (-1)^{L-1} \sum_{v=0}^{L-1} \binom{L}{v} (-1)^v \mathcal{F}(n_i)^L$
 liefert, wobei keine für den auto-
 matischen Parameter, der jeden
 Spiegelsymmetrischen Wert $n \neq 0$ annehmen
 kann, der Zweifelsfrage steht
 $n = \pm 1$ gesetzt werden. Damit ist
 aber $n_i = \pm n_i$ sowie $\mathcal{F} = \pm \mathcal{F}$
 und $(-1)^v \binom{L}{v} (-1)^{L-v} = 1 + (-1)^L$. Diese
 Annahme liefert dann den zu

stimmenden

$$\mathcal{F}(n_i)^L = n^L \mathcal{F}(n_i)^L, \quad \sum_{i=1}^L n_i \cdot \mathcal{F}(n_i)^L = (-1)^{L-1} \sum_{v=0}^{L-1} \binom{L}{v}$$

Gleichung

für konjugierte Automorphismen.

Es konjugieren so häufig das Automat-
 ismendifferential $\mathcal{F} = \mathcal{F}$ jeweils
 $\mathcal{F}(n_i)^L \neq n^L \mathcal{F}(n_i)^L$, $\mathcal{F}(n_i)^L$
 nicht konjugieren n sein, weil
 die Automatendifferentiation eines

Potenz operators $\mathcal{F} N^k = N^k - (N-1)^N$
 immer eine Gegenwart zum spezifischen
 den Differential ein Polynom ist, das
 nicht das Grad von $\mathcal{F}$ haben die Pol-
 nomial $\mathcal{F}$ wenn Wert k auf $N-1$
 $= k-1$ reduziert. Dies kann, wenn
 in der konjugierten Automorphismen
 $\mathcal{F}$ vom Grade k in der Form
 $\mathcal{F} = \sum_{j=1}^k \frac{1}{j} \mathcal{F}^{(j)}$ mit $\mathcal{F}^{(j)} \sim \frac{1}{j} n^j$
 darstellbar ist, also wenn in
 diesem Term n_i in einer an-
 deren als 1. Potenz auftritt
 $\mathcal{F}(n_i)^L$ (die Folge $a = a(j)$ wird
 durch das Rekursionsver-
 halten der Konstanten a
 Klasse k bestimmt), müssen
 sämtliche Automatendifferentiale
 beliebig oft k mal
 konjugieren Automorphismen
 vom Grade $k-1$, also $\mathcal{F}(n_i)^L$

124 $= n^{k-k} f^k(n_i)$ sein, wenn $n = \text{const}$ gesetzt wird. Wenn n auf diese Weise überhaupt noch konstante Kettenfunktionen definiert sein sollen, muss $k-k \geq 1$ oder $k \leq k-1$ sein, was wegen $k \geq 0$ für die Ordnung des entsprechenden Intervalls $0 \leq k \leq k-1$ bedeutet. Dies gilt allerdings nur für den Fall, dass f in der Form $f = \sum_{j=0}^{k-1} S_j$ mit $S_j \sim \frac{n^j}{j!}$ darstellbar ist, denn andernfalls können die Kettenfunktionsale der Ordnung k der Kommutativitätsforderung nicht mehr genügen.

Ist $f = f(n_i)$, ist f vorgelegt durch die n_i der unendlichen Argumentbereiches gegeben, doch kann auch eine implizite Beschreibung des n_i auf f in der allgemeinen Form

$f^k(\varphi, n_i)$, $k = \text{const}$ vorgelegt. Wegen $f^k = \text{const}$ ist auf jeden Fall $f^k = 0$ und auch $f^k = 0$ $= f^k + \sum_{i=1}^k S_i f^k$, also $f^k + \sum_{i=1}^k S_i f^k = 0$. Offenbar ist hier $f^k = 0$ $= f^k / f^k$, was eingeleitet die es

implizite Darstellung des Kettenfunktionsals $f^k = -f^k(\sum_{i=1}^k S_i f^k)$ ergibt, woraus sich Kettenintegrale von der expliziten Darstellung $f(n_i)$ ableiten lassen werden können, wenn aber auch die Form $f^k = f(n_i)$.

Wenn ist $f^k = f^k(\sum_{i=1}^k S_i f^k)$, was eingesetzt $f^k(f, n_i) = -\sum_{i=1}^k S_i f^k$ ergibt, woraus evtl. f^k leichter erhalten wird ist als f aus $f^k = \text{const}$. Ist nicht nur $f^k = \text{const}$, sondern auch $f = \text{const}$, angewendet, so ist immer $f^k f^k = \sum_{i=1}^k S_i f^k = 0$ und $f^k = 0$ was $f(0, f, n_i) = 0$ gilt. Folgt hat

126 Diese Beziehung ist standardmäßig erfüllt, wenn $\mathcal{F} \sim \mathcal{F}^*$ ist, denn dann muß immer $f = 0$ für $\mathcal{F} = 0$ sein.

4.) Geleitetes metrisches Operator

14.7.59 ~~mit~~

Jede metrische Funktion $f(n_i)$ im Raum, wegen der Ganzzahligkeit der n_i , auch als eine L -fache Zahlenfolge aufgefaßt werden, für welche alle Kriterien der Vielfachfolge gelten. Ein solches Koordinatensystem $\mathcal{F}$ als Zahlenfolge aufgefaßt wählt man allgemein, wenn die n_i die positiven, ganzen reellen Zahlen darstellen, aus dem jeweiligen algebraischen Körper irgend eine Folge von Zahlen aus $\mathcal{F}$ die Index $\mathcal{F}$ ablesen = Zeichenfolge ablesen

127 muß sich in ihrer Struktur äußern, wenn das Koordinatensystem $\mathcal{F}$ (bzw. auch mit. Proben, die eine Koordinatensystem auszu, werden aber ein Operator definiert, was aus folgendes es auch metrische Operator sein muß. Ist z. B. $\mathcal{F}$ vom Grade k homogen, d.h. $\mathcal{F} = \sum_{i=1}^k n_i \mathcal{F}_i$, so kann die Beziehung $\sum_{i=1}^{k-1} \frac{k-1}{i} \mathcal{F}_i = (-1)^{k-1} \sum_{i=0}^{k-1} \frac{k-1}{i} \mathcal{F}_i$ als ein metrischer Operator aufgefaßt werden. Mit der Kürzung $(-1)^{k-1} \sum_{i=0}^{k-1} \frac{k-1}{i} \mathcal{F}_i = \lambda$ wird dann $\mathcal{G}; \mathcal{F} = \lambda \cdot \mathcal{F}$, woraus ersichtlich ist, daß die, welche metrischer Gleichungen unter Verwendung metrischer Faktoren wesentlich vereinfacht werden kann.

17.7.59

Im metrischen Operator

ist also auf projektive Zahl-
 laufolge ein, betritt, daß auf diese
 Weise aus einem entsprechenden
 algebraischen Körper eine eindeutig
 bestimmte andere Zahlenfolge
 ausgewählt wird, weshalb es an-
 gebot erscheint, die metroni-
 schen Operatoren als Selektoren
 zu bezeichnen, denn eine
 präzise Unterscheidung von
 infinitesimalen Operatorbegriffen
 erreicht wird. Da alle ~~aus~~ ana-
 lytischen Operatoren durch ein-
 gelte Selektoren darstellbar
 werden können ist jede metro-
 nische Funktion φ durch eine
 Folge von Selektoren darstell-
 bar, die auf die einfachsten
 Folgen $n_i > 0$ der positiven
 ganzen reellen Metronenfolgen

129
 einwirkt. Mit Fortsetzung von me-
 tronischen Funktionen wird immer
 mehr metronischer Organismus
 erscheidet, weil die Einführung der
 Zentralknoten $Z(i) = ()_i$
 eine gewöhnliche metronische Be-
 reich i gebracht, betritt, daß
 $Z(i); n = n_i$ ist, d. h. die belie-
 bige ganze Zahlenfolge n läuft in
 metronischen Bereich i . Wenn im
 also $\varphi = \varphi(n_i)_i$ ist, dann kann
 auch $\varphi = \varphi(Z(i); n)_i$, existieren
 werden und diese Z Konstruktion
 selektoren, Metronen, Können
 durch $1 \leq K \leq K$ mehrere Selektoren
 können verknüpft sein, was den
 Zusammenhang φ ~~in einer Selektorenfolge~~
~~ist funktioneller ist offenbar~~
 gilt $\varphi(Z(i); n)_i = \varphi(b_n, Z(i))_{i,n}$
 wenn $\varphi(b_n, Z(i))_{i,n-1}$ ist Funktional φ

selektor ist, in welchem die $\mathbb{Z}$ Koordinationsselektoren durch die $\mathbb{Z}$ Selektoren $\mathbb{Z}_n$ so verknüpft werden, daß die Einwirkung $\Phi; n = f(n_i)_{i=1}^n$ auf die Folge der ganzen positiven reellen Zahlen n die metrische Funktion für $\mathbb{Z}$ liefert. Die Koordinations- und Funktionsselektoren machen also genau

$$\mathbb{Z}(i) = ()_i, \quad f(n_i)_{i=1}^n = \Phi; n,$$

$$\Phi = \Phi(\mathbb{Z}_n, \mathbb{Z}(i))_{i=1}^n,$$

$$\mathbb{Z}_n; n_i = f_n(n_i)$$

78

Gleichung 58

eine allgemeine Selektentheorie möglich, die so beschaffen ist, daß die Theorie metrischer Funktionen in dieser allgemeineren Selektentheorie enthalten ist. Grundsätzlich muß zwischen

den Koordinations- und Funktionsselektoren unterschieden werden. Nicht nur Φ sondern auch die $\mathbb{Z}_n$ sind reine Funktionsselektoren, wobei allerdings Φ als binärer Funktionsselektor von mehreren Argumentselektoren abhängt, während die $\mathbb{Z}_n$ einfache, also nicht konjunktive Funktionsselektoren sind.

20.7.59 Aufgibt, hier Selektorenfunktion ist es evident, daß es auch einen Fall = und einen Einheitsselektor 0; $n = 0$ und $\mathbb{Z}_n; n = n$ geben muß. Ebenso geht aus dem Selektorensatz hervor, daß alle Selektoren dem assoziativen und distributiven Gesetz hinsichtlich Addition und Multiplikation genügen müssen, während in

132

Algebraischen des Kommutativitäts
Gesetz nur hinsichtlich der Addition
betr. In Bezug auf die Multiplika-
tion brauchen das Kommutativitäts
Gesetz nicht mehr zu gelten, denn
auch die Operationen der multi-
plischen Differentiation und In-
tegration können als Funktional-
selektoren aufgefaßt werden,
sodass für zwei Selektoren
 ϕ_i und ϕ_k ein von Null ver-
schiedener Antikommutator
und Kommutator $(\phi_i \times \phi_k)_{\pm} \neq 0$
möglich werden können, wobei
sich die Existenz, also die Ab-
weichung von Nullselektor,
nach dem Satz der beiden gültigen
Distribution stehender Selektoren
festsetzt.

Jeder metronische Prozess n_i

133
müß in operativem Zustand
sein die Dimensionen p von n_i
haben, ~~den Prozess ganz ablesen~~
Bereich ~~spannen zur profunden~~
~~metronischen Theorien auf,~~
~~welcher eine ganz andere Stelle~~
~~des von ϕ_i & ϕ_k abhängen~~
~~haben von Fläche Dimensionen~~
~~haben~~ Wenn dies aber so
ist, dann müß, wie das me-
tronsche Bereich prozessual
auch immer verläuft, jeder
Folge n_i von Metronen gegeben
eine vertikale Orientierung
 $\bar{x}_i$ mit $|\bar{x}_i| = 1$ zugeordnet
werden können, was eine Er-
weiterung des Koordinaten-
systems ϕ_i orientierten
Koordinatenselektor $\bar{z}(i) =$
 $= \bar{x}_i(i)$ bedeutet, wobei $\bar{x}_i$

137 # L eingeleitet orientierungen
 $\bar{e}_i$ verwendet nicht notwendig
 orthogonal zu verlaufen brauchen
 t.h. Die quadratische Matrix
 vom Typ L ist orientierungstreu
 $(\bar{e}_i \cdot \bar{e}_k)_L = \hat{A}$ Raum im $\mathbb{R}^n$
 meinen $\hat{A} \neq \bar{L}$ und $\hat{A}(x_i)_L$
 mit $x_i(n_i)$ sein. Mit Normierung
 $\bar{L}(i) = \bar{e}_i(i)_i, 1 \leq i \leq n$
 $(\bar{e}_i \cdot \bar{e}_k)_L = \hat{A}(n_i)_L$ **78b**
Gleichung 58a
 definiertes orientiertes (Koordinatensystem)
 nationalselektor wird offen-
 sichtlich eine metrische
 Tensoranalysis möglich sein
 und $\bar{L}(i)_n = \bar{e}_i \cdot \bar{e}_i = n_i$
 ist die Definition eines metrischen
 vektors $\bar{n} = \sum_{i=1}^n \bar{L}(i)_n = \bar{L}_i \cdot n$
 mit dem Selektor $\bar{L} = \sum_{i=1}^n \bar{L}(i)$
 möglich und dieser Selektor zum Raum als metrischer Tensor

138 Wir können vorstellen die Erweiterung
 zum allgemeinen metrischen
 Vektorraum ~~Linearformen~~
 wenn nämlich ein Koordinatensystem
 selektiert durch die $\bar{e}_i$ orientiert
 bar ist, dann kann es auch als
 allgemeine orientierte Funktionale
 Selektoren $\bar{e}_i = \bar{e}_i \cdot \bar{e}_i$ gegeben
 werden. Die Selektorengesetze $\bar{e}_i, n =$
 $= \bar{e}_i(n_i)_L$ metrische Skalartensor
 vorstellen. Mit
 $\sum_{i=1}^n \bar{e}_i \cdot \bar{e}_i = \bar{L}$ und $\sum_{i=1}^n \bar{e}_i \cdot \bar{e}_i = \bar{L}$
 wird dann ein allgemeines metrisches
 Vektorfeld über dem Raum $L =$
 Tensoranalysis metrischen als
 gegeben mit Hilfe des orientierten
 funktionalen Selektors $\bar{e}_i$ $\bar{e}_i =$
 schreiben durch $\bar{L} = \bar{e}_i \cdot n$ und
 dieser metrische Vektor wird
 zum Raum als metrischer Tensor

Programms wird es jedoch notwendig

die Eigenschaft hermitescher Selektoren

$\int_m \psi$ zu analysieren. Ist $1 \leq l \leq m$

invarianten laufenden Index aus $\psi_{i_1, \dots, i_m}$

$= \frac{1}{m} \sum_{k=1}^m \psi_{i_k}$ bezeichnet, dann ist die hermitesche

Form $\frac{1}{m} \sum_{k=1}^m \psi_{i_k} = \frac{1}{m} \sum_{k=1}^m \psi_{i_k, l-1}$

mit $\psi_{i_k} = \psi_{i_k, l}$ möglich wird (das Symbol

ψ hat hier nur formale Bedeutung,

weil die Selektoren die Multiplikation

plakativ analog ist), dann kann hermitescher

Selektor in der Form $\int_m \psi_{i_1, \dots, i_m}$

des $l-1$ und l durchgeführt werden,

mit der Komposition von $\int_m \psi_{i_1, \dots, i_m}$

gilt dann $\psi_{i_1, \dots, i_m}^{l-1, l} = \frac{1}{m} \sum_{k=1}^m \psi_{i_k, l-1} \cdot \frac{1}{m} \sum_{k=1}^m \psi_{i_k, l}$

Andererseits muß in Analogie zum

analytischen Tensorbegriff $\int_m \psi_{i_1, \dots, i_m}$

$= \frac{1}{m} \sum_{k=1}^m \psi_{i_k} \pm \int_m \psi_{i_1, \dots, i_m}^{l-1, l}$ hermitesch

bez. antihermiteisch ($\pm$) in $l-1, l$

sein. Diese Hermitesierung begw.

Formenform die Post $\psi_{i_1, \dots, i_m}^{l-1, l}$

$= \frac{1}{m} \sum_{k=1}^m \psi_{i_k}^{l-1, l} = \frac{1}{m} \sum_{k=1}^m \psi_{i_k, l-1} \cdot \frac{1}{m} \sum_{k=1}^m \psi_{i_k, l}$

$\psi_{i_1, \dots, i_m}^{l-1, l} = \frac{1}{m} \sum_{k=1}^m \psi_{i_k, l-1} \cdot \frac{1}{m} \sum_{k=1}^m \psi_{i_k, l}$

$\psi_{i_1, \dots, i_m}^{l-1, l} = \frac{1}{m} \sum_{k=1}^m \psi_{i_k, l-1} \cdot \frac{1}{m} \sum_{k=1}^m \psi_{i_k, l}$

$\psi_{i_1, \dots, i_m}^{l-1, l} = \frac{1}{m} \sum_{k=1}^m \psi_{i_k, l-1} \cdot \frac{1}{m} \sum_{k=1}^m \psi_{i_k, l}$

antihermiteische Form hermitisch, je

nachdem, ob die beiden Int Transpor-

tiert werden, dann kann hermitescher

Selektor hermitescher Selektor

hermitescher Selektor hermitescher

Selektor hermitescher Selektor

Selektor hermitescher Selektor

Selektor hermitescher Selektor

Selektor hermitescher Selektor

Selektor hermitescher Selektor

Selektor hermitescher Selektor

Selektor hermitescher Selektor

Selektor hermitescher Selektor

Selektor hermitescher Selektor

142 Fern, wobei eine partielle und eine skalare Einwirkung möglich ist. Wört das Ergebnis, dass eine Wirkung mit W bezeichnet, so bezeichnet $\overline{D} \cdot [m+1] W$ stets eine Erweiterung des Tensorgrades, vorausgesetzt, dass $\overline{D}$ eine orientierter Funktionalselektor ist, ~~und~~ während $\text{sp } \overline{D} \cdot [m+1] W$ die skalarisierte Einwirkung kennzeichnet. Ein orientierter Funktionalselektor bedeutet den Tensorgrad um 1 bei partieller Einwirkung, während die skalare Wirkung den Tensorgrad um 1 reduziert, weil es sich um das Antisymmetrisieren der partiellen Wirkung handelt. Ist der Funktionalselektor $\overline{D}$ in der Form $\overline{D}$ nicht orientiert, so kann, gemäß $\overline{D} \cdot [m+1] W = [m+1] \overline{D} W$

143 der Tensorgrad nicht geändert werden. $\overline{D} \cdot [m+1] W = [m+1] \overline{D} W$ ist allerdings auch dann möglich, wenn $m \leq L-1$ der Fall der Grad trotz der Dimensionen ganz nicht überschreiten. Eine spezielle Form von $\overline{D}$ ist $\overline{D} = \overline{F} = \sum_{i=1}^L \bar{e}_i \bar{e}_i$, was bei partieller Einwirkung eine analoge zu infinitesimalen Tensoränderung und bei skalare Einwirkung ein Analoges zur Skalaränderung bildet, während $\overline{F} \cdot (1) - (\overline{F} \cdot (1))^*$ eine Analogie zum infinitesimalen Faltrotationsvektor darstellt. Der Sonderfall von $\overline{F}$ in seiner Einwirkung auf eine metrische Funktion $m = 0$ wäre die Analogie zum infinitesimalen Gradienten. Diese partielle, skalare und partielle Einwirkungen von Funktionalselektoren auf

Tensoroperatoren mit dem Spinal-
e, falls $\mathcal{F}$ nicht nur nach Grösse

$$\begin{aligned} \frac{1}{D} \frac{[m]}{[m]} \bar{\sigma} &= \frac{[m+1]}{[m]} \bar{W} \quad \text{sp. } \frac{[m]}{[m]} \bar{\sigma} = \frac{[m-1]}{[m]} \bar{W}, \\ \frac{1}{D} \frac{[m]}{[m]} \bar{\sigma} &= \frac{[m]}{[m]} \bar{W}, \quad \mathcal{F} = \sum_{i=1}^m \bar{e}_i \mathcal{F}_i, \\ \frac{1}{\mathcal{F}} \frac{[m]}{[m]} \bar{\sigma} &= \text{grad } \mathcal{F}, \quad \frac{1}{\mathcal{F}} \frac{[m]}{[m]} \bar{\sigma} = \frac{1}{\mathcal{F}} \frac{[m]}{[m]} \bar{\sigma}, \\ \frac{1}{\mathcal{F}} \frac{[m]}{[m]} \bar{\sigma} &= \frac{1}{\mathcal{F}} \frac{[m]}{[m]} \bar{\sigma} = \frac{1}{\mathcal{F}} \frac{[m]}{[m]} \bar{\sigma}, \\ \frac{1}{\mathcal{F}} \frac{[m]}{[m]} \bar{\sigma} &= \left(\mathcal{F}, \frac{[m]}{[m]} \bar{\sigma} \right)^* = \frac{1}{\mathcal{F}} \frac{[m]}{[m]} \bar{\sigma} \end{aligned}$$

Gleichung 79 b

wobei die metrischen Eigenschaften zu
den formalen Tensoranalytischen
Differentialoperatoren in der vorst.
heiden Weise symbolisiert worden
sind. $\mathcal{F}$ die Analoge zu den infinit.
eigenen Operatorgleichungen auf
nach dem Vorangehenden auch $\mathcal{F} \mathcal{F} =$
Korrespondenzen geben, deren Theorie jedoch
erst nach einer geometrischen Untersuchung
überwachen können, natürlich selbst
soll. $\mathcal{F}$ Annahme, Band I S. 21 Annahme