

Audward
gufunctische
Maximaleleganten
Paul Tm

16/08/8

HE

8

IGW

Kap. I

Keltische Literatur

5.) Keltische Literatur

6.) Keltische Literatur

7.) Keltische Literatur

8.) Keltische Literatur

9.) Keltische Literatur

10.) Keltische Literatur

-1-

-37-

-97-

-82

Kap. II

13.7.59 I Heftveerustakur

Portuallu, plimparak
5.) Heftische Telekhortheorie Tautoren
seht Tautoren

Nur eine metrische Theorie
entwickelt werden kann, wird die
Erweiterung der Begriffsbildung der
metrischen Tautoren und
eine Untersuchung über die mög-
lichen Dimensionen metrischer
Tautoren erforderlich. $y = y(x)$
beschreibt projektive Kurve, also
eine eindimensionale Punktmenge
fallig, bezw. $f(x, y, p) = 0$
projektive zweidimensionale Kur-
venschar mit dem Charakter
der p in der $(x, y) = \text{Ebene}$, deren
Haben, welche von den Kurven
ausgeschlossen werden, im Fall $\varepsilon > 0$
so die Kurven aufgestellt sind,
daß die Bedingung der stetigen
Ausschließes der beengenden Kurven

2. wichtige Erfahrung ist, jede auf diese Weise Integral einen p -Wert gegeben = zeichnende Fläche muß dann eine ganzzahlige Vielfaches von π sein, was Krümmung für jeden Wert von p eine Koordinaten teilung $x_m(n)$ und $y_m(n)$ zur Folge hat. Die ganzzahlige Folge n wird durch bei als metrischer Bereich und die beiden Punkte x_n, y_n ^{symmetrisch differenzieren} als einfacher, metrischer Parameter bezeichnet. Ein solches einfacher metrisches Parameter muß unabhängig gewöhnlich sein, d. h. es wird $\frac{dx}{dy}$ durch zwei, von ganzzahligen Faktoren n abhängiger Zahlen = theoretisches Funktionen aufgespannt. Im Fall $y = y(x)$ ist dann wegen $\int y dx = n \pi$ bezogen

$\int dy dx = n \tau$ existiert, kann man,
 wenn es sich um eine implizite Dar-
 stellung handelt, eine der Folgen
 x_n oder y_n durch den Parameter-
 lauf p substituieren. Auf
 $f(x, y, p) = \text{const.}$ folgt $\frac{\partial f}{\partial x} \cdot dx + \frac{\partial f}{\partial y} dy + \frac{\partial f}{\partial p} dp = 0$ wegen $df = 0$
 und voraus $dy \cdot dx = - \left(\frac{\partial f}{\partial y} \right) \cdot \left(\frac{\partial f}{\partial p} \right) \cdot \frac{1}{\left(\frac{\partial f}{\partial x} \right)}$
 $+ \frac{\partial f}{\partial p} dp) \cdot dx$ oder $dy \cdot dx = - \left(\frac{\partial f}{\partial y} \right) \cdot \left(\frac{\partial f}{\partial p} \right) \cdot \frac{1}{\left(\frac{\partial f}{\partial x} \right)}$
 $+ \frac{\partial f}{\partial p} dp) \cdot dy$, was wegen $\int dy dx =$
 $= n \tau$ in jedem Fall für das einfach-
 periodische Weibull Folgen x_n, y_n
 begl. y_n, p als zahlentheoretische
 Funktionen liefert, sodass
 auch im impliziten Fall die für
 Beweisvollständigkeit des Theorems
 genügt. Alle einfachen
 mechanischen Theorien dieser
 Art sind hinsichtlich ihrer we-
 sentlichen Verhältnisse einheitslos.

14 Ebenen $\mathbb{R}_2$ innerhalb eines $\mathbb{R}_3$,
 doch werden diese Flächen zu Be-
 liebigen wählbaren flächigen Räumen
 Flächen, wenn $p = z$ als weitere
 Dimension eines (x, y, z) -Raumes
 $\mathbb{R}_3$ eingeführt wird. $f(x, y, z) =$
 const. ist dann die allge-
 meinste Form einer Fläche im
 $\mathbb{R}_3$, deren Projektion auf eine
 der drei Koordinatenebenen
 durch Identifizierung der nicht
 in der Ebene enthaltenen Koordi-
 nate mit einem Parameter ist =
 Top, der per se in der Be-
 treffenden Ebene als Parameter
 einer Kurvenschar erscheint,
 welche das metrische Verhalten
 der Räumfläche wiedergibt,
 die in diese Ebene projiziert
 wird. Haben drei Flächen $f(x, y, z)$

$= \Sigma$ sowie $g(x, y, z) = \eta$ und
 $h(x, y, z) = \Sigma$ durch das System
 f, g und h beschreibbar, so stellt
 dieses System zugleich eine Koordinatentransformation dar, denn
 werden die Konstanten Σ, η und ξ
 als neue Koordinaten aufgefaßt,
 dann kann das inverse System
 $x = \chi(\xi, \eta, \Sigma)$ sowie $y =$
 $= \varphi(\xi, \eta, \Sigma)$ und $z = \psi(\xi, \eta, \Sigma)$
 gebildet werden, welches drei
 Flächen im (ξ, η, Σ) -Raum dar-
 stellt, wenn x, y und z als
 Parameter aufgefaßt werden.
 Da immer die Möglichkeit besteht
 $y(x)$ zur ~~z~~ zweidimensionalen
 Kurvenschar $f(x, y, p) = \text{const.}$
 im $\mathbb{R}_2$ zu erweitern und diese
 mit $p = z$ als Fläche $f(x, y, z)$
 $=$ Const im $\mathbb{R}_3$ vorzustellen,

muß diese Fläche $F = n \cdot e$
 eine metrische Erweiterung des
 ebenen metrischen Tensorraum
 sein. Ist $\varphi = \text{adst. abh.}$
~~ein~~ ein metrisches Tensorraum
 so muß gegeben werden, daß
 die Menge des metrischen Be-
 reiches, also die höchstgelegene
 Metrisierung eine χ -Variati-
 on des Koordinatenraums =
 formulierend $\Sigma \eta \in$ ist wenn
 nicht bei einer deformation
 der Fläche Metrisen entstehen
 oder vergehen sollen. Da aber
 Koordinatenraumformationen
 mit Änderungen des Aspektes
 sind und diese Änderungen
 des Aspektes immer, sind
 eine Naturkonstante veränder-
 lichen, wäre eine Variation

der Metrisierung zu verwechseln.
 Alle metrischen Funktionen
 $f(n)$, deren metrisches At-
 tribut eindimensional ist,
 sind demnach spezifiziert als
 Zustandsfunktionen interpretier-
 bar, die jedem Element, also je-
 dem Metrisen, eines einfacen,
 durch n gebrauchlichen
 Tensorraum, einen ^{metrischen} Zustand
 f zuordnet, das sich nur
 mit den Metrisierungen n an-
 ändert. Dieser Begriff der metris-
 schen Funktion und des ein-
 facen metrischen Bereiches
 muß neben der metrischen noch
 eine dimensionelle Erweiterung
 erfahren, denn jede metrische
 Funktion ist als Zahlenbe-
 träge Funktion ganzgeordnet

8. Folgerung immer als Zerkleinerung
 interpretierbar, soz. gibt es
 neben dem einfachen Folger
 $L = 1$ auch mehrfache Folg-
 lenfolgen $L > 1$ und dann
 zäpolog metrische Funk-
 tionen $\varphi(n_i)$, die von L
 metrischen Argumenten n_i
 abhängen. Jede Folge n_i des
 Argumentes hat Reingehör-
 ung eine Folge von Metriken,
 also eine einfache metri-
 sches Tensorium $n_i = (\xi_i, \eta_i)$
 mit $\xi_i = \xi(n_i)$ und $\eta_i = \eta(n_i)$,
 wobei die beiden metrischen
 Bereiche ξ_i und η_i der Be-
 reiche x_n und y_n des oberen
 einfachen Tensoriums ent-
 sprechen. Demnach besteht
 die Möglichkeit, da jede

Folge n_i des $L =$ dimensionalen
 metrischen Argumentes eine
 einfache Tensorium besteht,
 $\varphi(n_i)^L = \varphi(\xi_i, \eta_i)^L$ zu setzen
 was nach Einführung eines
 allgemeinen Koordinatensystem-
 stens geometrisch gilt da da
 stellen wir $\varphi(\xi_i, \eta_i)^L = \varphi(x_i, y_i)^L$
 gilt. ~~F ist auf Argumente und auf Metriken~~
~~z. h. jedes L ist metrisch~~
~~der metrische Argument~~
~~Raum geometrisch unter einer~~
~~Tensor Metrik werden,~~
~~der $N = 2L$ Dimensionen~~
~~hat.~~ Das $L =$ dimensionale
 metrische Argument ist
 dann mit $L \geq 1$ die di-
 mensionelle Erweiterung des
 metrischen Tensoriums, wel-
 ches geometrisch wegen $N = 2L$
 stets eine gerade Dimensionen

¹⁰ | haben muss. Ein ~~L-Tensor~~ ~~metrisches~~ Tensorium hat
 nach in seiner geometrischen
 Interpretation die gerade Diagonal-
 elementarzahl $2q$. Eine all-
^{24.7.59}gemeine metrisches Feld
 $f(x_i)^2$, wobei jedes Element
 des Tensoriums den Wert f eines
 Zustandsgröße g_i hat, das
 in der geometrischen Interpretation
 des $2q$ = Dimensionale
 Tensoriums die ^{prinzipiell} gekrümmte Hypert-
 fläche eines $(2q+1)$ = Dimensionen
 ionalen Zustandsraums
 ist, wenn $f = f(x_k)^N$ mit
 $N = 2q$, dann mit $f = x_{N+1}$
 auch implizit in der Form
 $f(x_k)^{N+1} = \text{const}$ geschrieben
 werden. Existieren $1 \leq i \leq N$
 Feldgleichungen der Form $f_i = f(x_i)^N$,

eindeutig und existieren die
 eindeutig, ferner $x_k = x_k(t_i)^N$,
 bildet das eindeutige System
 $f(x_k)^N$, ein System von Koordinaten
 (generalisiert) des metrischen
 Tensoriums, welche sich
 weder als Transformations-
 x_k in f oder als Defor-
 mation des Tensoriums auf-
 fassen werden können. Man
 rechnet die $1 \leq k \leq N$ Werte
 $\sum_k$ in der Koordinaten
 mit den Orthonormalen $\sum_k$
 $= \bar{x}_k \sum_k$ und $(\bar{x}_i \cdot \bar{x}_k)_N = \hat{B}(\sum_k)^N$
 $= \hat{A}(n_i)^2$, wenn sich $d\bar{s} =$
 $= \sum_{k=1}^N d\bar{x}_k$ oder quadriert
 $ds^2 = \sum_{k=1}^N \bar{x}_i \cdot \bar{x}_k d\bar{x}_i d\bar{x}_k$
 und wobei die Koordinaten ganz
 beliebig und ist im allgemeinen

42 Fall, in Analogie zur metrischen Erweiterung des einfachen Tensoriums, das N -dimensionale Tensorium in beliebigster Weise nicht ein-
 Rindlich strukturiert, sodass
 gewisses $K_0 = \text{und 'Kontra-der-}$
 rianen Koordinaten $g^{\mu\nu}$ jener-
 scheiden ist, diese gilt für
 die allgemeine Transformations-
 in $x^k = \text{Koordinaten}$, $\sum_i \xi_i(x^k)$,
 und $d\xi^l = \sum_{k=1}^N \frac{\partial \xi^l}{\partial x^k} dx^k$,
 was für die bestmögliche $ds^2 =$

$$= \sum_{j,l=1}^N \bar{e}_j \cdot \bar{e}_l \cdot d\xi_j \cdot d\xi_l$$

$$= \sum_{j,l=1}^N \bar{e}_j \bar{e}_l \sum_{i,k=1}^N \frac{\partial \xi_j}{\partial x^i} \frac{\partial \xi_l}{\partial x^k} dx^i dx^k$$

$$= \sum_{i,k=1}^N g_{ik} dx^i dx^k = g_{ik} dx^i dx^k$$

 mit $g_{ik} = \sum_{j,l=1}^N \bar{e}_j \bar{e}_l \frac{\partial \xi_j}{\partial x^i} \frac{\partial \xi_l}{\partial x^k}$
 versch. wegen $B \neq E$ und
 $\frac{\partial \xi_j}{\partial x^i} \frac{\partial \xi_l}{\partial x^k} \neq \frac{\partial \xi_l}{\partial x^i} \frac{\partial \xi_j}{\partial x^k}$
 im allgemeinen Fall, ist also

auch $g_{ik} \neq g_{ki}$ nicht symmetrisch
 (g) $dx^i dx^k$ äquivalente Form ist
 $g_{ik} dx^i dx^k = g^{ik} dx_i dx_k$, denn
 es gelten die gleichen Gesetze wie
 für die nichtrelativistische Mechanik
 für die Kontinuumstheorie
 für das unverzerrte Kontinuum
Stressbereich. Das metrische
 Tensorium ist aber, wegen $\epsilon > 0$,
 kein infinitesimales Kontinuum,
 sondern eine diskontinuierliche
 metrische Struktur, deren Diskonti-
 nuität durch die metrischen
 Flächenelemente $\Delta F = \epsilon$ be-
 stimmt wird. Der Heberrang
 von metrischen Kontinuum
 $g(x_k)^N \neq g^*$ zum diskonti-
 nuierlichen metrischen Pa-
 rameter hat also zunächst in
 einem Isotropen von der infinit-
 esimalen Differentialform der

14 Metrik $ds^2 = g_{ij} dx^i dx^j$ gibt
 Differenzengleichungen $\Delta s^2 = g_{ij} \Delta x^i \Delta x^j$
 g_{ij} bestehen aus h_{ij} ist die
 Krümmung von $\tau > 0$ g_{ij} beruhen =
 invariant. Die Metrik Δs^2 be-
 schreibt eine Flächendifferenz, die
 aber wegen Koordinatentransfor-
 mationen stets invariant bleiben
 muß und für jeden anderen Maßstab
 $\Delta s^2 = \tau^2 g_{ij}$. Entsprechend sind
 auch $\Delta x^i \cdot \Delta x^j$ solche Flächendif-
 ferenzen, für deren Betrag
 auf jeden Fall $|\Delta x^i \Delta x^j| = \tau$
 gelten muß, doch kommt es hier
 noch zur Ausbildung einer Rich-
 tungsgröße, weil $\Delta x^i \Delta x^j$
 auf jeden Fall auch von der
 speziellen Koordinatenbedeutung
 abhängt. Spezielle Projektion von Δs^2 auf
 konstruiert wird. Mit τ^{ik} als
 Richtungsgröße wird dann

$\Delta x^i \Delta x^j = \tau^2 \tau^{ik}$, was mit $\Delta s^2 = \tau^2$
 in die Differenzengleichung der Metrik
 eingesetzt, für die metrischen
 Formeln, $g_{ij} \tau^{ik} = 1$ liefert
 wenn das Summationsgesetz
 $\sum_{i,k=1}^N ()_{ik} \tau^{ik} = ()_{ik} g_{ik}$
 Krümmung verwendet wird.
 Die Darstellung $\Delta x^i \Delta x^j = \tau^2 \tau^{ik}$ in
 $g_{ij} \tau^{ik} = 1$ zeigt, daß es
 einen metrischen Tensor g_{ij}
 in allgemeinen metrischen Ten-
 soren, auch ein Schema von
 Koordinatensystemen geben
 muß, welches von jeweiligen
 Koordinatensystemen bedingt
 wird und daher keinen all-
 gemeinen Tensor charakterisiert.
 Für jedes Schema kann die
 Transformationsformel $\tau^{ik} = (\tau^{ik})_N$ set-
 zend werden. da die Krümmung

n Größen aus $\mathbb{R}$ immer Projektions-
 können angegeben, gilt für alle $n \in \mathbb{N}$
 ≤ 1 , doch Raum stets eine
 positive ganze reelle Zahl n
 gegeben werden, damit das
 $n = |n \cdot \vec{v}^{ik}| = |n^{ik}| \geq 1$
 wird. Wie auch immer $n \geq 1$
 gewählt wird, so wird doch am
 Charakter der Richtungsgrößen
 nichts geändert, so daß ohne
 weiteres in $g_{ik}^{ik} = 1$ auch
 $n^{ik} = n \cdot \vec{v}^{ik}$ stat. abh. nach
 Multiplikation von
 $n^{ik} = n \cdot \vec{v}^{ik}$ als Richtungsgrößen =
 ver. verwendet werden können.
 Mit der ~~bestimmungsfähigen~~ $n^{ik} = 1$ mit n
 stimmung mit $\vec{v} = (\vec{v}^{ik})_N$ und
 $n = n \cdot \vec{v}$ verwendet, dann
 folgt aus $g_{ik}^{ik} = 1$ nach
 Multiplikation mit n die Form

$n^{ik} g_{ik} = n$. Andererseits sind
 die metrischen Größen $g_{ik} = g(x^i, x^j)$
 insgesamt N^2 Tensorkomponenten,
 weil $\vec{g} \neq \vec{g}^*$ ist. Dieser metrische
 Fundamentaltensor aber kennzeichnend
 die metrischen Eigenschaften des
 metrischen Tensorraums und um
 daher selbst eine kanonische me-
 trische Funktion sein, die in
 den L Folgen von Metrisierung
 für $n \in \mathbb{N}$ mit $1 \leq l \leq L$ des
 Tensorraums abh. $n^{ik} = g(x^i, x^j)$ sind
 dieser metrische Fundamentale-
 tensor wiederum kann, nach
 dem Tensorbegriff, durch
 einen tensoriellen Tensor von
 2. Grad $\vec{g}$ in der Form $\vec{g} = \vec{g}^*$;
 oder in Komponenten darstellend
 $g_{ik} = g_{ij} \cdot n = g_{ij} \cdot n^{ik}$

21. Welchen von L - fache metrische Tensorräume geometrisch darstellbar sind kann. Jeder Folge für $1 \leq i \leq L$ Metrisierungselemente entspricht dabei ein R_2 als einfaches metrisches Tensorraum, d. h. der von L = fache Tensorräume darstellende R_N muß mindestens N w. beschaffen sein, daß in ihnen L voneinander linear unabhängige R_2 enthalten sein können. Die Bedingung hierfür lautet aber $L = \binom{N}{2} = \frac{N}{2}(N-1)$, woraus $N = \frac{1}{2}(1 \pm \sqrt{1+8L})$ folgt. Da immer $N > 0$ und ganzzahlig sein muß, aber stets $L \geq 1$ ist, muß für negative Lösung, was die eindeutige Fassung $N = \frac{1}{2}(1 + \sqrt{1+8L+1})$ liefert, wobei wegen der Ganzzahligkeit von N eine Auswahlvorschrift für L gegeben ist. Jeder metrische Ordnungsraum, also jeder erweiterte

metrische Tensorraum ist durch die Diskontinuität seiner Elemente bestimmt, so daß diese Diskontinuität auch für die N = Dimensionen der metrischen Darstellung, d. h. der Raum, was wiederum ein Auswahlvorschrift für die Ganzzahligkeit $N > 0$ gibt Folge hat. Besonders für ein Dimensionen des diskontinuierlichen R_N muß diese Diskontinuität gelten. Für ΔV folgt, wenn die x_k Koordinaten der R_N sind $\Delta V \sim \prod_{k=1}^N \Delta x_k$. Ist $q > 0$ irgendeine ganze Zahlen, so kann entweder $N = 2q + 1$ oder $N = 2q$ sein. Andererseits gilt für jedes Produkt, wenn Kettenprinzip, $\Delta x_i \cdot \Delta x_k \sim \varepsilon^{\frac{2q+1}{2}} \Delta x_k \sim \varepsilon^q \Delta x_k$, also wenn für nichtverschwindenden Koeffizienten ein

22. Wendenkontinuum stetig, was aber eine Widerspruch mit der metrischen Diskontinuitätsforderung steht. Für quadratische $N = 2g$ wird wegen $\Delta V \sim \prod_{k=1}^{2g} \Delta x_k \sim \varepsilon^g$ diese Diskontinuitätsforderung nicht widersprochen, solange sich für N des $\mathbb{T}_N$ das Austauschprinzip ergibt. Das hat wiederum für $L = \frac{N}{2}(N-1)$ die Austauschregel $L = g(2g-1)$ zur Folge, so daß insgesamt die geometrische Darstellung eines L -fachen metrischen Transversals im $\mathbb{T}_N$ lautet

$$\varphi(x_i)_i^L \equiv \varphi(x_k)_i^N, \quad N = \frac{1}{2}(1 + \sqrt{8L+1}),$$

$$L = g(2g-1), \quad N = 2g$$

gleichung $h=60$ zu erwarten hat. Die Dimensionen g der Darstellenden $\mathbb{T}_N$ ist daher immer geradzahlig.

23. Fortsetzung von Seite 19

Eine nichttriviale Beschreibung der metrischen Selbstprojektion $n^{\frac{1}{2}} \gamma_{\frac{1}{2}} = E$ und $\gamma \gamma + \gamma \gamma^*$ wird eine nähere Aufklärung des Verhaltens n notwendig. Das Schema selbst ist qualitativ vom Typ N und die $n^{\frac{1}{2}}$ werden in ihrem Verhalten voneinander durch Koordinatensystem bestimmt. Denn es sind die Richtungsoperatoren (für $i \neq k$) der Projektionen von τ auf die (N) Koordinatenflächen. Dies schließt aber nicht die Existenz von Diagonalelementen $n^{\frac{1}{2}}$ aus. Werden grundsätzlich alle singulären Transformations ausgeschlossen, so daß die Regularität der Transformations die adäquate Forderung ist, welche die Koordinatenwerte des $\mathbb{T}_N$

$\mathbb{R}^n$ existiert nicht (die Einheitsmatrix =
 kein Raum noch euklidisch werden),
 so bleibt immer $\det \hat{n} = 0$ und
 $\text{rg } \hat{n} = N$, also $|\hat{n}|_N \neq 0$, sodass
 durch die zulässigen Transformations-
 von minimal $|\hat{n}|_N = 0$ oder $\hat{n} = 0$
 erzeugt werden kann. Hinsichtlich der
 zulässigen, regulären Transformationen =
 invariant, also $|\hat{n}|_N \neq 0$ und
 $\hat{n} \neq 0$ invariant, sodass in $\mathbb{R}^n$ =
 wenn Fall $\hat{n} = \hat{n}^{-1}$ die Eigen-
 schaften eines kovariationsen $\hat{n}$ =
 so hat. Wegen $n^{kk} \neq 0$ muss
 $\hat{n} = [n_{ik}]_N$ auf jeden Fall einen
 hermiteschen Anteil haben, doch ist
 auch ein antihermitescher Anteil
 möglich, weil der Rückwärtssinn
 einer Flächenprojektion von der
 Koordinatenorientierung abhängt,
 sodass im allgemeinen Fall $n_{ik} \neq n_{ki}$

$\hat{n}$ setzen ist. Da außerdem $\hat{n}_+ =$
 $= \hat{n}_+^*$ existiert, sind die Spalten $\hat{n}$
 $= \hat{n}_+ + \hat{n}_-$ mit $\hat{n}_- = -\hat{n}_+^*$ möglich
 was auch für die Kovariations-
 $n^{ik} = n_+^{ik} + n_-^{ik}$ liefert. Die n
 lösigen Transformations werden
 durch Spaltenorthogonalität
 $\det \hat{n} = 0$, $\text{rg } \hat{n} = N$, $|\hat{n}|_N \neq 0$
 $\hat{n} \equiv \hat{n}^{-1}$, $\hat{n} = [n_{ik}]_N \neq \hat{n}^*$,
 $\hat{n} = \hat{n}_+ + \hat{n}_-$ Gleichung 6.1 a
 Neben $\hat{n} = \hat{n}_+ + \hat{n}_-$ gilt auch
 $\hat{n} = \hat{n}_+ + \hat{n}_-$ wegen $\hat{n} \neq \hat{n}^*$. $\hat{n}$
 gleich ist auch $\hat{n} = \hat{n}_+ + \hat{n}_-$ in eine
 hermitesche Darstellung, was wegen
 $\hat{n} = \hat{n}_+ + \hat{n}_-$ auch $\hat{n}_+ = \hat{n}_+^*$
 $+ \hat{n}_-^*$, $\hat{n} = (\hat{n}_+ + \hat{n}_-)^*$, $\hat{n} = \hat{n}_+^* +$
 Folglich hat. Neben $n^{ik} = n_+^{ik} +$
 $+ n_-^{ik}$ gilt also auch $n^{ik} = n_+^{ik} + n_-^{ik}$
 was in $n^{ik} = \hat{n}^{ik}$ eingesetzt,
 $E = (n_+^{ik} + n_-^{ik}) \cdot (\hat{n}^{ik} + \hat{n}^{ik}) =$

$$26 = n_+^{iK} \cdot J_{+iK} + n_+^{iK} J_{-iK} + n_+^{iK} J_{-iK} + n_+^{iK} J_{-iK}$$

$$+ n_+^{iK} \cdot J_{+iK} + n_+^{iK} J_{-iK} + n_+^{iK} J_{-iK} + n_+^{iK} J_{-iK}$$

$$+ n_+^{iK} \cdot J_{+iK} + n_+^{iK} J_{-iK} + n_+^{iK} J_{-iK} + n_+^{iK} J_{-iK}$$

$$+ n_+^{iK} \cdot J_{+iK} + n_+^{iK} J_{-iK} + n_+^{iK} J_{-iK} + n_+^{iK} J_{-iK}$$

$$+ n_+^{iK} \cdot J_{+iK} + n_+^{iK} J_{-iK} + n_+^{iK} J_{-iK} + n_+^{iK} J_{-iK}$$

$$+ n_+^{iK} \cdot J_{+iK} + n_+^{iK} J_{-iK} + n_+^{iK} J_{-iK} + n_+^{iK} J_{-iK}$$

$$+ n_+^{iK} \cdot J_{+iK} + n_+^{iK} J_{-iK} + n_+^{iK} J_{-iK} + n_+^{iK} J_{-iK}$$

$$+ n_+^{iK} \cdot J_{+iK} + n_+^{iK} J_{-iK} + n_+^{iK} J_{-iK} + n_+^{iK} J_{-iK}$$

$$+ n_+^{iK} \cdot J_{+iK} + n_+^{iK} J_{-iK} + n_+^{iK} J_{-iK} + n_+^{iK} J_{-iK}$$

$$+ n_+^{iK} \cdot J_{+iK} + n_+^{iK} J_{-iK} + n_+^{iK} J_{-iK} + n_+^{iK} J_{-iK}$$

$$+ n_+^{iK} \cdot J_{+iK} + n_+^{iK} J_{-iK} + n_+^{iK} J_{-iK} + n_+^{iK} J_{-iK}$$

$$+ n_+^{iK} \cdot J_{+iK} + n_+^{iK} J_{-iK} + n_+^{iK} J_{-iK} + n_+^{iK} J_{-iK}$$

$$+ n_+^{iK} \cdot J_{+iK} + n_+^{iK} J_{-iK} + n_+^{iK} J_{-iK} + n_+^{iK} J_{-iK}$$

$$+ n_+^{iK} \cdot J_{+iK} + n_+^{iK} J_{-iK} + n_+^{iK} J_{-iK} + n_+^{iK} J_{-iK}$$

$$+ n_+^{iK} \cdot J_{+iK} + n_+^{iK} J_{-iK} + n_+^{iK} J_{-iK} + n_+^{iK} J_{-iK}$$

$$+ n_+^{iK} \cdot J_{+iK} + n_+^{iK} J_{-iK} + n_+^{iK} J_{-iK} + n_+^{iK} J_{-iK}$$

$$+ n_+^{iK} \cdot J_{+iK} + n_+^{iK} J_{-iK} + n_+^{iK} J_{-iK} + n_+^{iK} J_{-iK}$$

nicht hermitesch ist. Für die Gleichungen 83 bis 84a werde

alle ~~Einträge~~ $J_{\pm(K)(i)}$ ausgetauscht

, Eigenschaften eines physikalischen

Strukturten metrischen

Tensoren im R_N die

speziell, das metrische Tensor

Tensor, im L -fachen Tensorraum ist

offensichtlich die symmetrische

Darstellung im R_N vollständig äquivalent.

Diese Darstellung im R_N kann daher stets für metrische

Tensorindizes verwendet werden

genau wegen $\bar{y} \neq \bar{y}^*$ die oben

gegebenen Beziehungen gelten wie im

Reinnumerischen R_N bei unendlichen

Dimensionen, ~~Matrizen~~ R_N ~~Matrizen~~

Matrizen ~~Matrizen~~ ~~Matrizen~~

Matrizen, doch muß immer berücksichtigt

werden, trotz dessen, trotz der Komplexität

der Darstellung des Tensorproduktes

Tensorproduktes $J_{ik} = J_i \cdot J_k$

mit Hilfe des Tensorproduktes und

des Tensorproduktprozesses

ist $J_{+iK} = \frac{1}{2} (J_i \times J_K)_+$ und

$J_{-iK} = \frac{1}{2} (J_i \times J_K)_-$ zum Anti-

Tensorprodukt bezogen zum Kommutator

kommutiert. Einsetzen ergibt hier

speziell für die metrische

Tensorgleichung

$n_+^{iK} (J_i \times J_K)_+ + n_-^{iK} (J_i \times J_K)_- = 2E$

Gleichung 61b

Während der hermitesche Tensor-

produktkommutator des Tensorproduktes

Funktionen sind, die sich nicht
 Metro messen. Nach der Forderung
 der stetigen Ausschluss aller be-
 troffenen Räume die Metrum eines
 einfachen Tensoriums mit von
 geodätischen Linien begrenzt werden.
 Im R_N gibt es immer einen nach
 α abgeschlossenen Koordinatenraum -
 sondern ein System geodätischer
 Koordinaten. Die geodätischen
 Linien werden immer durch
 $x \in \{i\} \times \{k\} \times \{l\} = 0$ im nicht-
 geodätischen System x^k beschrieben.
 Hat die $\sum_{k=1}^N$ geodätisch, dann gilt
 $\sum_{k=1}^N = 0$ oder $\{k\} = 0$, was
 soviel wie $\sum_{k=1}^N = \alpha = \text{const.}$ be-
 deutet. Die metrische Fundamente =
 skalare Defekt kann für alle
 n gemäß $\sum_{k=1}^n = \alpha$ gesehen werden =
 stehen wert. In den x^k gilt für

eine Volumendifferenz $\Delta V = w \prod_{k=1}^N \Delta x^k$
 mit $w = \sqrt{|g|}$ und $g = |g|_N$, a
 in geodätischen Koordinaten
 $\Delta V = w \prod_{k=1}^N \Delta \xi^k$ mit $w = \text{const.}$
 Bedingt a_{kk} , wenn $(\Delta \xi^k)^2 =$
 $= \sum_{k=1}^N \frac{V_{kk}}{N} \text{ verwendet wird } (\Delta V)$
 $= w^2 \prod_{k=1}^N (\Delta \xi^k)^2 = w^2 \prod_{k=1}^N \frac{V_{kk}}{N} \frac{V_{kk}}{N}$
 wenn $\frac{V_{kk}}{N}$ das Schema $\frac{V_{kk}}{N}$ für die
 $\sum_{k=1}^N$ ist. Ist jetzt $w^2 \frac{V_{kk}}{N} \frac{V_{kk}}{N} =$
 gegeben, dann gilt $\Delta V = \sum_{k=1}^N N_k =$
 $= \sum_{k=1}^N$, weil $N = \sum_{k=1}^N$ ist. Für N
 geodätisch bezogene metrische
 Elementarvolumen des R_N gilt dann
 $\sum_{k=1}^N = \text{const.}$, $g = |g|_N = \text{const.} \neq 0$
 $w = \sqrt{|g|}$, $w^2 \frac{V_{kk}}{N} \frac{V_{kk}}{N} = 1$,
 $\Delta V = \sum_{k=1}^N$, $N = \sum_{k=1}^N$

Gleichung 62
 Hierin bedeutet die Größe
 $\sum_{k=1}^N \frac{V_{kk}}{N} \frac{V_{kk}}{N} = 1$ eine Ein-
 schränkung der Allgemeingültigkeit

30. Vert. die offenbar nur für einen
 euklidischen R_N gilt. Vert. ist
 unvers. wegen der Geodäsie,
 $\omega^2 \frac{\prod_{k=1}^N \nu^{\frac{k}{k-1}}}{\nu^{\frac{N}{N-1}}} = \alpha^2 = \text{const.}$, doch
 ist im wickelbildlichen Fall $\alpha^2 \neq \pm 1$.
 Vert. wegen der R_N als euklidisch
 oder pseudoeuklidisch angenommen
 ist, wird in der geodätischen Form
 $\overline{\nu} = \overline{\alpha} = \text{const.}$ immer $\overline{\alpha} = \overline{\alpha}_+$
 und $\overline{\alpha}_- = \pm 1$ konstant und Vert.-
 für Raum stets ohne unitäre Ver-
 fälsch. $\sum_{k=1}^N \sum_{l=1}^N = \frac{1}{2}$ gefunden werden.
 mit deren Hilfe die Transforma-
 tion $\sum_{k=1}^N \sum_{l=1}^N = \frac{1}{2} = \left[\sum_{k=1}^N \sum_{l=1}^N \right]_{N-2g}$
 auf eine Differentialgleichung übertra-
 gen. Vert. folgt, aber $\omega^2 =$
 $= g = \left[\sum_{k=1}^N \sum_{l=1}^N \right]_{N-2g} = \frac{\prod_{k=1}^N \nu^{\frac{k}{k-1}}}{\nu^{\frac{N}{N-1}}}$ wenn
 geodätisch $\alpha^2 = \frac{\prod_{k=1}^N \nu^{\frac{k}{k-1}}}{\nu^{\frac{N}{N-1}}}$ liefert
 und lokale Raum stets $\frac{\prod_{k=1}^N \nu^{\frac{k}{k-1}}}{\nu^{\frac{N}{N-1}}} = 1$
 also $\alpha = \pm 1$ erreicht werden.

Da $\Delta V = \alpha \varepsilon^g > 0$ bleiben
 unvers. und immer $\varepsilon^g > 0$ ist, kann
 ein euklidischer Fall $\alpha = +1$ sei-
 was aber $\Delta V = \varepsilon^g$ der Gf. 6.2. liegt
 der allgemeine metrische Fall
 statt topologischer Eigenschaften
 Vert. $\sum_{k=1}^N \frac{\prod_{l=1}^N \nu^{\frac{k}{k-1}}}{\nu^{\frac{N}{N-1}}} = \alpha^2 = \text{const.} \neq \pm 1$
 $\varepsilon^g = \alpha \varepsilon^g$, $V = M \cdot \varepsilon^g$,
 Gleichung 6.2.2
 wobei ε^g das metrische ε
 rezentrischlinien eines met-
 rischen Tensoriums sein $N-2g$
 Dimensionalen R_N mit $\varepsilon^g \neq \varepsilon^g$
 ausgeht, beachtet das das Geom-
 etrien $V = M \varepsilon^g$ nicht ganz
 zähligen $M \geq 1$ sein können
 integral stellt. Die auf der
 Weise beschriebenen $L =$ faden-
 metrischen Funktionen in der

32. Hinschen T_N sind unter der
 Beschränkung der primitiven
 Polynomiale überworfen, d.h.
 die T einfachen Tensoren be-
 stehen jeweils nur aus einer
 Folge von Vektoren, die nach
 der Fortsetzung der stetigen An-
 wachses primitiv angepasst
 sind. Auch im Fall eines nicht-
 euklidischen T besteht das
 einfache, primitive Minipolynom
 Tensoren mit aus einer Folge
 quadratisch bezugnehmender Vektoren
 im Form eines quadratischen Typus=
 Flächenströme. Die Tatsach=
 lichen metrischen Tensoren
 müssen bezogen Typusströ-
 kanten vorliegen, damit das die
 einfachen Tensoren charakterist=
 lichen in Form metrischer Ghr-

aufweisen, welche durch quadrat-
 lische Netze (die durch die met-
 rische Struktur bestimmt sind)
 begrenzt werden. Eine Metro-
 logische Erweiterung der Be-
 griffe von metrischen Be-
 sorgnisse ist daher auch im
 Fall der metrischen ~~Metrie~~ ^{Metrie} mit
 zu führen.

F. Anmerkung zu Vol. VII Seite 98

Das einfache ketten-differential
 $T = I(n)$ kann aufgeführt
 seiner Metrie $T = I(n) - I(n)$
 in einfacher Weise interpretiert
 werden. Offenbar gibt es die
 Zahlen n , die zwischen zwei
 metrischen Funktionenwert
 liegen, wenn sich das Argument
 um den Wert 1 ändert. Je stark
 T wächst, umso größer ist

34 f ausfallen und μ_{max} beträgt, das f $f > 0$ anzeigt, das f nicht wachsende in aussteigt, während f nicht wachsende in abnimmt, wenn $f < 0$ ist. Im Fall $f = 0$ dagegen muss ein Extremwert vorliegen, ist ein Maximum ist, wenn $f^2 f < 0$ aber ein Minimum falls $f^2 f > 0$ tritt. Diese metrischen Extremwerte werden also bestimmt durch

$$\begin{aligned} f &= 0, & n &= n_{\text{ext}}, \\ f &= f_{\text{ext}}, & f_{\text{ext}} &= f_{\text{max}}, \\ f^2 f &< 0, & f_{\text{ext}} &= f_{\text{min}}, \\ f^2 f &> 0, & f^2 f &= 0 \\ n &= n_0, & f(n_0) &= f_{\text{co}}, \end{aligned}$$

gleichung 50 b
dann offenbar gilt $f^2 f$ von

Aussagen von f wieder, dass bei $f^2 f = 0$ das eine Tri-Gruppe in den anderen übergeht, sodass hier f eine Wendepunkt ist. Ob 50 b bereits eine Analogie zur infinitesimalen Extremwerttheorie.

Annahme, zu Teil IV Seite 117

19.7.59 Auch für $L > 1$

Raum in Analogie zu Gl. 50 b der Satz zu einer Extremwerttheorie auszuwickeln werden, bei der Propri- des totalen Meridienterentials be- spricht werden ist. Für $f(n_i)$ mit $L > 1$ liefert f ebenfalls eine Map für die Kurven des Ver- laufes von f mit $f^2 f$ ein sol- ches für den Kurvenverlauf. Ein Extremum von f muss notwendig bei $f = 0$ liegen, wenn für

36 $\sum_{i=1}^L \dot{S}_i \dot{q} > 0$ ist die Neigung positiv
 zu sein für $\sum_{i=1}^L \dot{S}_i \dot{q} < 0$ negativ.

Man ist aber $\sum_{i=1}^L \dot{S}_i \dot{q} = \sum_{i=1}^L \dot{S}_i \dot{q}$ und
 $\sum_{i=1}^L \dot{S}_i \dot{q} = 0$ kann nicht erfüllt
 werden, wenn alle $\dot{S}_i \dot{q} = 0$

sind. Aus dieser $1 \leq i \leq L$
 Gleichungen können die L Größen
 $n_i = n_{i(e)}$ bestimmt
 werden, welche das Externum

$\dot{q} = \dot{q}_{(e)}$ betreu. Gilt für den $\dot{q}_{(e)}$
 $\sum_{i=1}^L \dot{S}_i \dot{q} < 0$, so ist

$\dot{q}_{(e)} = \dot{q}_{max}$ und für $\dot{S}_i \dot{q}_{(e)} > 0$

propagiert $\dot{q}_{(e)} = \dot{q}_{min}$, während

$(\dot{S}_i \dot{q})_{(e)} = 0$ das Externum

$\dot{q}_{(e)} = \dot{q}_s$ als Lokalextremum =

gezeichnet, in dem sich der $\dot{q}_{(e)}$ -

Größenbereich bewegt. Diese

für $L > 1$ geltende Betrachtung

theoretisch ist Zusammenhangs

in dem Gleichungssystem

$$\dot{q} = \dot{q}_{(n_i)}^2, \quad \dot{S}_i \dot{q} = 0,$$

$$n_i = n_{i(e)}, \quad \dot{q} = \dot{q}_{(e)},$$

$$(\dot{S}_i \dot{q})_{(e)} < 0, \quad \dot{q}_{(e)} = \dot{q}_{max},$$

$$(\dot{S}_i \dot{q})_{(e)} > 0, \quad \dot{q}_{(e)} = \dot{q}_{min},$$

$$(\dot{S}_i \dot{q})_{(e)} = 0, \quad \dot{q}_{(e)} = \dot{q}_s$$

$$\text{erhalten 74 a. 56 a.}$$

was eine bestimmte Erweiterung des

Systems $\dot{q}_{50}$ ist. Vertikell.

b) Mechanische Hyperstrukturtheorie.
 und Mechanismusverfahren.

Das im Zusammenhang

unterschiedliche L = hohe mechanisch

Tensorraum, welches im $\mathbb{R}_N$

(mechanisch) mit $N = 2q$ insge

samt $L = q(2q-1)$ von element

inabhängiger mechanische $\mathbb{R}_2$ auf

spannet, ist, daß seine beliebige

mechanischen Struktur $\dot{q} \neq \dot{q}^*$,

im $\mathbb{R}_N$ potentiell stabil ist.

wenn die L einfachen T_m -
 sorten R_2 bestehen nur aus ein-
 fachen quadratischen beschränkten
 Kettenfolgen mit Bildung jedes
 jeweils mit einfache quadratische
 Flächenstrahlen. Physikalisch freie
 metrische Tensoren müssen R_2 -
 eigenes in metrische Beschränkte
 Bereiche erstreckt sein, d. h. die
 L einfachen Tensoren R_2 sind R_N
 können niemals einfache Ketten-
 folgen sein. Es muß vielmehr eine
 immer höchst einfacher Folgen
 einen ~~einzelnen~~ ^{Bereich} R_2 bilden, wobei
 das jede Tensoren R_2 , also je-
 de Kettenziffer n , ~~und~~ $1 \leq n \leq L$
 eine ~~quadratische~~ ^{metrische} ~~metrische~~ ^{metrische} ~~metrische~~
~~Weg~~ ^{Weg} was die ~~metrische~~ ^{metrische}
 entspricht. Wenn also nur aber
 Absorbieren die Begriffe R_2 =

wenn, der partielle Konstruktions-
 Tensoren erweitert wird, dann
 erscheint jedes beliebige, ersten
 der einfache Tensoren R_2 der
 in Form einer metrischen R_2 -
 Struktur als metrisches R_2 -
 R_2 ist R_N in R_2 in R_2
 sein Fall aber noch einer metrischen
 Kettenstrahlen, in R_2 in R_2
 welche das metrische Verhalten
 einer jeden R_2 bestimmt. Nach
 der Forderung, der metrischen R_2
 schließt alles Kettenstrahlen R_2
 wobei die Einzelkettenstrahlen R_2 eine
 jeden R_2 durch quadratische R_2
 beschränkt werden, wobei R_2 eine
 quadratische metrische Kettenstrahlen
 R_2 als Quotienten des metrischen
 Verhaltens die metrische R_2
 Struktur eines jeden R_2 in R_N

40 Kräfte. Auf diese Weise ist
 hat das metrische Tensorfeld
 eine metrische Hyperstruktur
 im T_N , welche die allgemeinen
 physikalische Fassung des Begriffes
 eines metrischen Tensorfeldes
 darstellt. [Zunächst wurde das
 Verhalten eines T mit Hyper-
 struktur untersucht. Dimensionen
 sind in dieser einfachen metrischen
 eines Hyperstruktur $M = 1$, also
 $N = 1$ und $L = 1$. Für $M > 1$
 ist, nach Q immer $Q = \alpha \cdot \epsilon^M$
 mit dem metrischen Tensor α .
 Ist aber $M = 1$, so muß Q identisch
 mit der Orientierung auf
 speaking $Q = \pm 1$, also
 $\alpha = \pm 1$ sein, denn $\epsilon > 0$
 muß wegen positiver Eigenschaft
 eine universelle ~~hyperstruktur~~
 der ~~hyperstruktur~~ Tensor

zu sein, gegen jede metrische
 Transformation und jede kovariante
 Transformation invariant
 bleiben, denn außerfall $\alpha = 1$
 ϵ keine ~~hyperstruktur~~ ^{physikalische}
 aber im Widerspruch mit der
~~physikalischen~~ ^{physikalischen} ~~Struktur~~ ^{Struktur} der
 $\alpha = \pm 1$ ist aber nur für $Q =$
 eine vom metrischen Tensor
 unabhängige Eigenschaft, denn
 für alle $Q > 1$ kann $\alpha \neq \pm 1$
 bleiben und wird von der metrischen
 Struktur ~~hyperstruktur~~ ^{physikalische} ~~Struktur~~ ^{Struktur} der
 g. B. vom T in der T , projiziert
 geht, so gilt für metrischen
 für das Volumen V eines N -
 sechs metrischen begrenzten Bereiches
 $V = \epsilon^{3/2}$. Projizieren diese sechs
 metrischen Projizieren ein Kugel =
 Volumen V , so gilt zunächst

42 für die Oberfläche $4\pi r^2 = 6\pi$,
 also $r = \sqrt{\frac{3\pi}{2\pi}}$ und $V = \frac{4}{3}\pi r^3 =$
 $= \pi \sqrt{\frac{6\pi}{\pi}}$, potap sich für das
 Volumenverhältnis $V/V_0 =$
 $= \sqrt{\frac{6}{\pi}} \neq 1$ ergibt, was daran
 liegt, daß die sphärische Fläche
 von der euklidischen Flächet =
 flache metrisch abweicht und
 beide Flächen ein Elementar-
 volumen des $\mathbb{R}^3$ ausschöpfen.
 Für $q > 1$ Raum also immer
 $\alpha \neq \pm 1$ bleiben doch gilt für
 $q = 1$ stets $\alpha = \pm 1$, unabhängig
 von $q = [g_{ik}]_2$. Für die geo-
 metrischen Linien des metrisch-
 schen Festenpunkts des $\mathbb{R}^3$ gilt
 aber wegen $\{^i_k\} = 0$ stets
 $q = \bar{a} = \text{const.}$ und $\alpha^2 = a =$
 $= |\bar{a}|$, was insbesondere mit
 $\alpha^2 = 1$ im $\alpha^2 = w^2 \cdot D^{1,1} \cdot D^{2,2}$

einsetzen der Bedingung,
 $a_{1,1} \cdot a_{2,2} - a_{1,2} \cdot a_{2,1} = D^{1,1} \cdot D^{2,2}$
 liefert, wenn die D^{ik} die zweiten
 der D^{ik} sind. Mit $\bar{a} = \bar{a}_+ + \bar{a}_-$
 und $D = \frac{D^{1,1}}{D^{2,2}} \cdot a_{2,2}$ / wird das
 $D = a_{1,2} \cdot a_{2,1} = (a_{+,1,2} + a_{-,1,2}) \cdot$
 $- a_{-,1,2}) = a_{+,1,2}^2 - a_{-,1,2}^2$
 in der einfachen metrischen Kp
 steht gilt sowohl in alle
 weilen metrischen Fall
 $q = 1, N = 2, \{^i_k\} = 0$,
 $q = \bar{a} = \bar{a}_+ + \bar{a}_-$
 $\frac{a_{+,1,1} D^{1,1}}{D^{2,2} a_{+,2,2}} = a_{+,1,2}^2 - a_{-,1,2}^2$

Gleichung 107
 daraus einzelne Punkte be-
 schrieben werden können. Für
 $\bar{a}_+$ diagonal, also $a_{+,i,k} \approx \delta_{i,k}$
 und $\bar{a}_- = \frac{1}{20}$, oder $|a_{+,2,k}| = |a_{-,2,k}|$
 ist also $D = 0$ oder $a_{+,1,1} \cdot a_{+,2,2} =$
 $= D^{1,1} \cdot D^{2,2}$, d.h. die metrische

44 Alternante wirt mit dem
 Produkt der beiden quadratischen
 Zahlenproportionen für $i = R$
 die Kovariante ^{Formel} identisch.
^{in Satz 5.34}
 20.7.29 hat die Folge einer
 alternierenden mehrfachen Kette =
^{M₂₁} ~~Wiederholung~~ ^{Wiederholung} einer Pro-
 portion des Feinstückbegriffes =
 der der L einfachen Tensoren R
 notwendige die der R aufbauen,
 ^{R -Dimensionalität}
~~wegen der~~ ^{Feinstückbegriff}
 eines jeden R wäre also die
 Feinstückbegriff dadurch gegeben =
 gegeben, dass die Metriken =
 der n_i und einfache Zahlen-
 folgen sind, sondern jeweils ^{R_{ii}}
 nachfolgend bilden; d. h. jede
 Folge n_i ist zu einer Zahlenfolge
 ketischen Funktionen zu ergänzen,
 welche von ~~der~~ ^{R} einfachen

folgendes $K_i \geq 1$ und $L_i \geq 1$
 gemäß $n_i(K_i, L_i)$ abhängen. Der
 Verlauf von n_i wird ~~ist~~ im wesent-
 lichen durch die definitiven Bereiche
 $P_i, Q_i \leq K_i, L_i \leq K_i, L_i$ der
 beiden angegebenen n_i und
 dem funktionellen Zusammenhang
 $n_i(K_i, L_i)$ bestimmt und dieser
 Verlauf wiederum beschreibt die
 äußere Gestalt sowie die Begren-
 zung der einfachen metrischen
 Tensoren i . Nach der Selekt-
 ionstheorie könnte also $n_i(K_i, L_i)$
 = c_i ; n durch einen Selektor
 der angegebenen Feinstückbegriff
 selektiert, $c_i = L_i(K_i, L_i)$ aus-
 getrennt werden, der auf jeder
 Fall ein konstruierbarer Funktion
 selektiert ist, dessen ^{R} definitiven
 wales Selektionsprozess $(x_i, K_i$

46 immer zwei Koordinations-
selektoren enthalten muß, weil
 k_i und l_i unabhängig voneinander
die ganzen Zahlen ihres Defini-
tionsbereiches durchlaufen. Mit
diesem Funktionalselektor erfüllt
der Begriff des metrischen Funks-
 $f(n_i)_L$ eine Erweiterung, wenn
es gilt $f(n_i)_L = f(c_i; n)_L =$
 $= \phi, n$ mit dem koordinierten
Funktionalselektor $\phi = \phi(K_n)_L^g$,
wobei die $g \neq L$ Funktionalselek-
toren ($g = L$ ist auch möglich)
die L Funktionalselektoren c_i
enthalten. Die Funktionselektoren der
einfachen Funktionen einer L -fachen
metrischen Hyperstruktur
werden neuartig beschrieben durch
 $n_i(x_i, c_i) = c_i; n, P_i, Q_i \leq K_i, c_i \leq L_i, A_i$
 $c_i = c_i(x_i, \lambda_i), f(n_i)_L = f(c_i; n)_L = \phi, n,$
 $\phi = \phi(K_n)_L^g$
Gleichung 46

Wenn statt der Selektor ϕ als Feld-
selektor bezeichnet, weil er durch
Auswahloperator das metrische Feld
im allgemeinen metrischen Fun-
ktoren hinsichtlich seines Wertes
beschreibt. Die Funktionselektoren
des allein kann noch nicht die
Hyperstruktur beschreiben, wenn
hierfür ist noch eine metrische
Unterschiede erforderlich. Die
 L einfachen Funktionen n_i sind
in einem $N = |P| - \text{Dimensionen}$
des Raumes R_N geometrisch
darstellbar, wenn L der Auswah-
regel $L = |P| + 1$ genügt.
Dieser R_N hat dabei im allgemeinen
den Fall die metrische Struktur
 $ig(x^L)_N \neq ig^*$, wenn es auf
beliebige kovariante Ko-
ordinaten x^L bezogen wird. In
alle metrischen Funktionen

48 hinsichtlich seiner metrischen
Eigenschaften unter Voraussetzung
des Kettenbegriffes sind die
Gleichungen wie im vorangehenden
den metrischen Korrelations-
bereich R_n . Die metrische
Anzahl R_N bedingt aber die Be-
grenzung seiner metrischen
Eigenschaft, denn nach der Sat-
zung des stetigen Ketten-
ausschlusses müssen die metris-
schen Elemente geodätisch be-
grenzt werden. Für die Gleichungen
aller geodätischen Linien gilt
aber in der Parameterdarstellung
 $\ddot{x}^i + \{k\ell\}^i \dot{x}^k \dot{x}^\ell = 0$ und
 $1 \leq i, k, \ell \leq N$ ~~Voraussetzung $\frac{dx^i}{dt}$ sind alle~~
geodätischen Linien bilden eine
den metrischen Satz, dessen die
ketten begrenzten Linien,

Am mechanischen System Σ des $\mathbb{R}^N$,
aufspannen und seine Hyperstruktur
bestimmen. Seien die $x \in \mathbb{R}^N$ durch
Transformations $x \in (\mathbb{R}^L)^N$ unter
wofür, steht das in $\mathbb{R}^L = \mathbb{R}^L$ -System
 $\mathbb{R}^L = 0$, also $\{x \in \mathbb{R}^L\} = 0$ und
daher $\mathbb{R}^L = \text{const.}$ wird, dann wird
dieses $\mathbb{R}^L$ -System von mek-
schen Netz der statistischen Linien
gebildet, so daß die metrische
Hyperstruktur des $\mathbb{R}^N$ auf
dieses System bezogen werden
kann. Das dieses System statistisch
Koordinaten $\mathbb{R}^L$ zugehörte gelee,
so kann es wegen der mekani-
schen ~~Hyperstruktur~~ zu einem aus-
wahlprinzip; d. h. das Koordina-
tenkriterium wird zu einem
nicht mehr infinitesimalen
mechanischen System, weil in der

50 eingeleiten T_N der Wert τ nicht unterschritten werden kann. Dies bedeutet aber, dass die $1 \leq k \leq N$ Koordinaten $\underline{z}^k$ selber metrische Funktionen $\underline{z}^k = \underline{z}^k(n_i)$ werden, die durch die L -Formeln Funktionelementen bestimmen sind, wobei die $\underline{z}^k$ selber ihre konstanten Funktionswerte $\underline{z}^k$ die sogenannten Konstanten der Hyperstruktionelementen, ausgedrückt werden können. Offenbar finden diese Hyperstruktur Interelementen ihren Ausdruck in den Funktionelementen und in dem metrischen Fundamentalsystem des Tensoriums (der auch die c_i enthalten sein), wie auch die Hyperstruktur selbst durch die Funktionelemente und die

metrische Funktion bestimmt wird. Die metrische Hyperstruktur eines L -fachen metrischen Tensoriums in T_N wird beschrieben durch $\underline{z}^k; n = \text{const.}, \underline{z}^k = X^k; n$, $1 \leq k \leq N$

Gleichung 64a

alle physikalischen Fokussierungen sind infinitesimaler Natur und beschreiben die Wechselwirkungen der physikalischen Eigenschaften von Feldern, die ihrerseits Objektelemente sind, und jedem infinitesimalen Punkt ihres M -Dimensionalen Fundamentalsystems einen Zustand zuordnen, der das betreffende Feld charakterisiert. Es liegt also ein M -Dimensionales Koordinatensystem aus $1 \leq n \leq M$ in allen meinen generalisierten Koordinaten

54 $ds^2 = \sum_{i,k=1}^N \bar{e}_i \cdot e_k dy_i dy_k$ $g_{ik} =$
 bildet zweier Rassen. Punkte werden
 die $y = y(x^k)$ auf Kartesis-
 sche Koordinaten x^k trans-
 formiert und das Verhalten von
 $(\bar{e}_i, \bar{e}'_k)_N$ untersucht, was $ds^2 =$
 $= g_{ik} dx^i dx^k$ also $\overline{g}_{ij}(x^k)_N$
 bezogen auf die x^k liefert.
 Ist auf diese Weise $\overline{g}_{ij}$ des $\mathbb{R}_N$ bekannt,
 kann Rassen aus den $1 \leq i \leq N$
 Differentialgleichungen $\ddot{x}^i + \{^i_{jk}\} \dot{x}^j \dot{x}^k =$
 $= 0$ die N Scharen geodätischer
 Linien bestimmen werden, die
 als Netz der metrischen Linien
 selbst g_{ij} einem Koordinaten-
 system $\underline{\xi}^k$ werden. Wegen $\ddot{\xi}^k = 0$
 müssen die Transformations-
 $x^k = x^k(\underline{\xi}^k)_N$ $g_{ij} \{^i_{jk}\} = 0$,
 also $\overline{g}_{ij} = \text{const.}$ hinreichend
 $\underline{\xi}^k$ finden, wenn aber $\overline{g}_{ij} = \text{const.}$

55 ist, dann wird auch $g = |g_{ik}| =$
 $= \text{const.}$ sein. weil aber g mit
 dem Quadrat des Funktionaldeta-
 mineanten $|g| = \left(\frac{\partial(x^k)}{\partial(\underline{\xi}^k)} \right)^2$ identisch
 ist, hat $g = \text{const.}$ auch
 $= \text{const.}$ gilt folge, woraus $x^k(\underline{\xi}^k)$
 aber umvers $\underline{\xi}^k(x^k)$ ermittel-
 werden kann. Damit ist die
 metrische Struktur des $\mathbb{R}_N$ ge-
 geben.

c.) In dem Sinne b) spezifizieren met-
 rischen $\mathbb{R}_N$ ist umkehrbar Metrischen
 Begriff einzuführen. Nach a) und b)
 3.7.5 g) Wap the metrische Struktur
 in geodätischen Koordinaten $\underline{\xi}^k$
 vor und zwar würde der $\mathbb{R}_N$ für
 ein System infinitesimaler
 Feldänderungen konstruiert.
 diese Feldänderungen werden nun
 mehr in die $\underline{\xi}^k$ transformiert,

55. Ist $\mathcal{L}_N$ ein Teil des Definitionsbereiches
 $\mathcal{L}_N$, also $\mathcal{L}_N \subseteq \mathcal{L}^N$, $\mathcal{L}^N$ bestimmt
 bar ist. $\mathcal{L}_N$ ist dann in die
 $1 \leq i \leq L$ bestehende $\mathcal{P}_{\text{app}}$
 ziele mit der Identifizierung der
 jeweiligen Projektion als Funk-
 tion $\mathcal{L}_K^{(i)}(\mathcal{L}^{(i)})$ mit $K \neq l$
 dargestellt und daraus mit dem
 Parameter p_i (in Form i Reingehörig =
 mit den jeweiligen $\mathcal{P}_{\text{app}}$) die g^i dieser
 Projektion gehörige Teil $g_i(p, \mathcal{L}_K^{(i)}, \mathcal{L}^{(i)})$
 = $\mathcal{L}_K^{(i)}$ ermittelt. Diese implizite
 Form liefert explizit $p_i = \mathcal{L}(\mathcal{L}_K^{(i)}, \mathcal{L}^{(i)})$.
 Diese Zusammenhang ist implizit =
 und, doch kann er deterministisch
 werden, wenn die implizite Ver-
 änderliches $\mathcal{L}_K^{(i)}, \mathcal{L}^{(i)} \equiv \mathcal{L}_{K,i}^{(i)}$
 als ganzzahlige Parameter
 aufgefaßt werden. Dann ist aber
 p_i eine ganzzahlige Funktion
 von ganzzahligen Variablen, wobei

$p_i \equiv n_i = n_i(k_i, c_i)$ gesetzt werden
 kann, damit sind aber die be-
 trachtungspunkte n_i als Funktionen
 eines gewöhnlichen Parameters
 ganzer Zahlen $p_i, c_i \leq k_i, c_i \leq$
 $\leq k_i, \lambda_i$ gegeben und dieser
 Zusammenhang über eine kon-
 stante der Festigkeit selbst
 $c_i(\lambda_i, \lambda_i)$ in der Form $n_i = c_i; n$
 ausgedrückt werden, der als kon-
 stanter Funktionssektor von
 zwei Parametern λ_i mit λ_i abhäng-
 die jeweils eine Koordinations-
 sektor enthalten müssen, mit
 $n_i = c_i; n$ ist aber die methode
 der Festigkeit des $\mathcal{L}_N$ aufgefaßt
 der werden, kann in jedem
 einfachen Tensorraum methode
 schematisch, aber durch c_i die
 bestimmung n_i eindeutig

weil das metrische Gitter
 über einem rationalen Vektor-
 raum gegeben liegt, welches durch
 die Vektoren e_i und λ_i des
 C_i beschrieben wird, während die
 Basis der $1 \leq i \leq L$ Formstrich =
 minimalen Formstrichungen ab =
 hängen.

38.59. wenn die $1 \leq i \leq L$ Formstrich-
 minimalen C_i und rationalen die
 metrische Struktur $\overline{g}(x^k)^n \neq \overline{g}^x$
 mit den $\underline{L}^k$ bekannt sind, dann
 kann stets für den R_N die me =
 trische Hyperstruktur aufgeführt
 werden. Wegen der Fortsetzung
 der stetigen metrischen Ausdrucks-
 weissen die $\underline{L}^k$ - Koordinaten
 zugrunde gelegt werden und nach
 dem metrischen Begriff gibt es jedem

ist L einfachen Tensoren A_{ij}^{kl}

$\Delta \underline{L}_{(i)}^k = \underline{g}^{kl} \cdot \underline{L}_{(i)}^l$, wobei (i)
 bedeutet, dass sich der Ausdruck auf
 das einfache Tensorium i bezieht.
 Für den metrischen Fundamentaltensor
 hat gilt die Beziehung $n^{kl} \cdot g^{kl} = 1$
 mit $n^{kl} = n \cdot v^{kl}$. Das System
 $\underline{L}^k$ ist aber $\overline{g} = \text{const.}$ und die
 n^{kl} müssen, wegen $n^{kl} \cdot n = \text{const.}$
 Faktoren der Form $n^{kl} = \frac{n^{kl}}{n^{kl}}$ sein.
 Das für $v^{kl} = v^{kl} \cdot n^{kl}$ und
 die Beziehung $v^{kl} \cdot a^{kl} = 1$ gilt.
 weil die a^{kl} konstante Zahlen sind.
 Wegen $a^{kl} = \text{const.}$ müssen aber
 auch die $v^{kl} = \text{const.}$ welche
 Faktoren in $\Delta \underline{L}_{(i)}^k \cdot \Delta \underline{L}_{(i)}^l$
 = $v^{kl} \cdot \overline{g} = \text{const.}$ sind. Au-
 ßerhalb gilt $\Delta \underline{L}_{(i)}^k \cdot \Delta \underline{L}_{(i)}^l =$
 = $\int d \underline{L}_{(i)}^k \cdot d \underline{L}_{(i)}^l$ und über H
 = $\int d \underline{L}_{(i)}^k \cdot d \underline{L}_{(i)}^l = \underline{v}^{kl} \cdot \overline{g}$ kann, weil die

29 ausschöpfbarkeit, erfüllt ist,
 das Mehrfachintegral erstreckt wer-
 den. Es ist nach der Ausschöpf-
 forderung $\sum_{i=1}^K d(\xi_{(i)}^L) \cdot f(\xi_{(i)}^L) = \int_{\Omega} d(\xi_{(i)}^L) \cdot f(\xi_{(i)}^L)$, wie
 $\int_{\Omega} d(\xi_{(i)}^L) = \text{const.}$ ist. Hierin kann
 man $\int_{\Omega} d(\xi_{(i)}^L) = n_i = c_i; n$
 durch einen Grenzwertselektor
 ausgedrückt werden. Zugleich ist
 stets das Gebietsintegral
 $\int_{\Omega} d(\xi_{(i)}^L) = \int_{\Omega} (\xi_{(i)}^L)^N$, was
 auf diese Weise die $1 \leq i \leq K$
 Gleichungen $\int_{\Omega} d(\xi_{(i)}^L) = c_i; n =$
 $= \int_{\Omega} n_i$ für die N Koordinaten
 $\xi_{(i)}^L$ ausreicht, die somit zu
 zahlentheoretischen Funktionen
 ganzzahliger Artiges werden,
 was aber der Auswahl des me-
 trischen Gitters aus dem
 infinitesimalen metrischen, die

Netz gleichberechtigt. Da $N = 29$
 und $L = q(29-1)$ ist, muß für alle
 $q > 1$ stets $L > N$ sein, was auf
 Zahl der Bestimmungsbedingungen
 $T_i = n_i \cdot L$ die Zahl der bekannten
 sein N im $L - N$ Platztyp, d.
 die L -Folgen n_i von belieben
 gegebenen Kreisen nicht völlig
 unabhängig voneinander sein.
 Es muß vielmehr neben den N
 Bedingungen $\sum_{i=1}^K n_i = \sum_{i=1}^K (n_i)^L$ auch
 $1 \leq m \leq L - N > 0$ Bedingungen
 $f_m(n_i)^L = \text{const.}$ geben, durch
 welche die Zahl der voneinander
 unabhängigen Bestimmungsbedin-
 gungen auf $L - (L - N) = N$ herabgesetzt
 wird, wenn die $L - N$ abhängigen
 aus $f = \text{const.}$ eliminiert sind
 in $\sum_{i=1}^K (n_i)^L$ substituirt werden
 die $1 \leq i \leq N$ voneinander unab-

Ist n gegeben, so kann man in Form von N metrischen, Borelschen Mengen mit $n \in \mathbb{N}$ bezeichnen. Für das metrische System $\mathcal{R}_N$ gilt dann $\mathbb{Z}^N = \sum_{i=1}^N (n_i)^N$, was für die Konstruktivität der Mengen $\mathbb{Z}^N = \mathbb{Z}^N$ die Aussage $\mathbb{Z}^N = \mathbb{Z}^N$ liefert. Die Aussage $\mathbb{Z}^N = \mathbb{Z}^N$ ist äquivalent zu der Aussage $\mathbb{Z}^N = \mathbb{Z}^N$, was die Aussage $\mathbb{Z}^N = \mathbb{Z}^N$ liefert. Die Aussage $\mathbb{Z}^N = \mathbb{Z}^N$ ist äquivalent zu der Aussage $\mathbb{Z}^N = \mathbb{Z}^N$, was die Aussage $\mathbb{Z}^N = \mathbb{Z}^N$ liefert.

Hyperselktor) - Konstruktion -
 $X^N = X^N (X^N)^N$ ist selbsterzeugend, das metrische System $\mathcal{R}_N$ ist für $X^N = X^N$ in $\mathcal{R}_N$. Die Aussage $\mathbb{Z}^N = \mathbb{Z}^N$ ist äquivalent zu der Aussage $\mathbb{Z}^N = \mathbb{Z}^N$, was die Aussage $\mathbb{Z}^N = \mathbb{Z}^N$ liefert. Die Aussage $\mathbb{Z}^N = \mathbb{Z}^N$ ist äquivalent zu der Aussage $\mathbb{Z}^N = \mathbb{Z}^N$, was die Aussage $\mathbb{Z}^N = \mathbb{Z}^N$ liefert.

§3 Stützpunkthypothese
 $N = 2 \cdot q \cdot \frac{\partial}{\partial x} (x^K)_1^N \neq \frac{\partial}{\partial x} x \cdot \frac{\partial}{\partial y} = \text{const.}$
 $g = \left(\frac{\partial (x^K)_1^N}{\partial (x^K)_1^N} \right)_2 = \text{const.}, \frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} (x^K)_1^N$
 $n_i = \frac{\partial}{\partial x} (x_i, \lambda_i) \cdot n$
 $F_i \left(\frac{\partial}{\partial x} \right)_1^N = n_i \cdot \frac{\partial}{\partial x} \cdot \frac{\partial}{\partial y} \leq L$
 $q > 1, L > N, 1 \leq m \leq L-N$
 $\frac{\partial}{\partial x} (n_i)_1^N = \text{const.}, \frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} (n_i)_1^N$
 $\frac{\partial}{\partial x} (x^K)_1^N = X^K = X^K \cdot n$
 $\frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} (x^K)_1^N, \frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} ; n$
Gleichung 65.

§4 Mit der Hypothese
 $\frac{\partial}{\partial x}$ und dem metrischen Fundament
 alsselektor $\frac{\partial}{\partial y}$ kann jede Art
 von Feldgleichungen im $\mathbb{R}_N$
 also in der metrischen Hypothese
 stattfinden, metrisch werden
 was darauf hinausläuft, dass
 alle Bestimmungsgleichungen der
 Feldgleichungen zu Selektoren werden.

§5 Ist $\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} (x^K)_1^N$ eine Feldpunkt =
 Punkt, so wird diese mit $x^K = \frac{\partial}{\partial x}$
 gemäß $\frac{\partial}{\partial x} (x^K)_1^N = \frac{\partial}{\partial y} (x^K)_1^N$
 $= \frac{\partial}{\partial y}$, in einer Feldselektor $\frac{\partial}{\partial y}$
 Auch die Differentialoperatoren
 der Differentialoperatoren und Funktoren
 werden mit dem ~~metrischen~~
 metrischen Operatoren. Es folgt
 ist die partielle Differentiation der
 Korrelat $\frac{\partial}{\partial x^K} \rightarrow \left(\frac{\partial}{\partial x^K} \right)_1^N \cdot n$
 mit $\frac{\partial}{\partial x^K} = \frac{\partial}{\partial y} \cdot \frac{\partial}{\partial x^K}$ und $\frac{\partial}{\partial y} =$
 $= \frac{\partial}{\partial x^K}$, wobei sich für den
 Differential der Korrelation $\frac{\partial}{\partial x^K}$
 $= \frac{\partial}{\partial x^K} \frac{\partial}{\partial y} \rightarrow \left(\frac{\partial}{\partial x^K} \right)_1^N$
 ergibt. Ganz entsprechend folgt für
 die Funktoren $\frac{\partial}{\partial y} \rightarrow \frac{\partial}{\partial x^K}$
 wenn $\frac{\partial}{\partial y}$ in der anderen
 der $\mathbb{R}_N$ ist. Die Anwendung des
 Bestimmungsgleichens auf die
 linke Feldgleichungen wird so

$\overline{\mathbb{F}}$ hererseits aber ist nach $\overline{\mathbb{F}}^* \text{metr} =$
 nicht, woraus $\overline{\mathbb{F}}$ Selektoreigenschaften =
 schaffen hat und von den $n \in \mathbb{L}$ be-
 steht. Aus diesem Grunde
 muß es aber ein metrisches
 Vektorfeld $\overline{\mathbb{F}}(n^{\mathbb{L}})'_1 = \overline{\mathbb{F}}; n$
 geben, dessen metrisches Feldvektor
 im R_N existiert und mit $\overline{\mathbb{F}}^* = -\overline{\mathbb{F}}^*$
 identisch ist. Man hat also $\overline{\mathbb{F}}^* =$
 $= R O T_N \overline{\mathbb{F}}$ und wegen der
 Identifizierung einer jeden Fläche
 $\overline{\mathbb{F}}^* = \overline{\mathbb{F}}^*$ mit $\overline{\mathbb{F}}^* = -\overline{\mathbb{F}}^*$, also
 $\overline{\mathbb{F}}^* = R O T_N \overline{\mathbb{F}}$, wobei $\overline{\mathbb{F}}^*(n^{\mathbb{L}})'_1 =$
 $= \overline{\mathbb{F}}^*$, n ebenso wie $\overline{\mathbb{F}} = \overline{\mathbb{F}}; n$ als
 Selektor betrachtbar ist. Da immer
 $R O T_N \overline{\mathbb{F}} = R O T_N \overline{\mathbb{F}}; n = (R O T_N \overline{\mathbb{F}}); n$
 möglich ist und jeder Feldvektor
 einer Fläche beschreibbar, ergibt sich
 eine Beziehung für den metrischen
 Spureselektor, nämlich $\overline{\mathbb{F}}^* \overline{\mathbb{F}} = R O T_N \overline{\mathbb{F}}$,

der durch den Spureselektor $\overline{\mathbb{F}}$ be-
 stimmt wird. Dieser Spureselektor
 $\overline{\mathbb{F}}$ muß aber so beschaffen sein,
 daß $R O T_N \overline{\mathbb{F}}; n = \overline{\mathbb{F}}^*$ für alle
 $n \in \mathbb{L} = 1$ gilt $\overline{\mathbb{F}}^*(n)_{m=1} = \overline{\mathbb{F}}^*$ genau
 betrachtet wird, der den ebe-
 nen Metrischen $\overline{\mathbb{F}}$ des Tensoriums
 identifiziert. Man hat also $R_N \overline{\mathbb{F}}^* =$
 identisch. Der metrische Spurese-
 lektor, sowie der Spureselektor
 und der Metrischen (außen-
 lektor) werden durch die be-
 stimmung

$$\overline{\mathbb{F}}^* \overline{\mathbb{F}} = R O T_N \overline{\mathbb{F}}, \quad (R O T_N \overline{\mathbb{F}}; n)_{m=1} = \overline{\mathbb{F}}^*$$

beschrieben

Mit diesen Spureselektor wird die
 metrische Hyperstruktur von
 einer stark variablen Struktur
 überlagert, welche den Elementen
 des Tensoriums Identifizierungen

3.1 welche Spannsformationen auf
partielle Ketten Differentialen unter
Dunkel durch die Beziehungen

$$\varphi(n_i)_{i,1}^{\wedge} = \varphi(\varphi_k)_{i,1}^{\wedge}, \quad \varphi_k = \varphi_k(n_k)_{i,1}^{\wedge}$$

$$g_k \leq L, \quad \wedge \neq L, \quad \varphi = \sum_{k=1}^{\wedge} \varphi_k$$

$$\varphi(\varphi_k) = \frac{\varphi(\varphi_k)}{\varphi_k}, \quad \varphi(\varphi_k) = \varphi(\varphi_k) -$$

$$\varphi_k = \sum_{k=1}^{\wedge} \varphi_k \quad \varphi_k$$

Geschiebung

vorstehend, bestehend aus: φ in φ

Die φ_k $\varphi_k(u_m)$ von weiteren φ_k

formationen $\varphi_m(n_k)_{i,1}^{\wedge}$ und $\varphi_k \leq \varphi_k$

abhangig, dann kann werden eine

Spannsformationen euklidisch werden.

Sind nämlich Epistiken in Form

$\frac{\varphi_k}{\varphi_m}$ gegeben, dann ist immer

$$\frac{\varphi_k}{\varphi_m} = \varphi_k, \quad \frac{\varphi_k}{\varphi_m} \text{ mit}$$

$$\varphi_k = \sum_{m=1}^{\wedge} \varphi_k \text{ und } \varphi_k = \sum_{k=1}^{\wedge} \varphi_k$$

unmöglich.

Kapitel IV Die arithmetische Welt

1.) Der arithmetische Feldkörper und
Werkzeugen

7.8.59 Aus der Grundgleichung der

arithmetischen Dynamik φ_k φ_k

$$\varphi_k(L, \varphi_k); (\varphi_k + \varphi_k) = \varphi_k \text{ im}$$

arithmetischen Korrelativbereich

φ_k ergibt sich im Fall φ_k

der Korrespondenz $\varphi_k = \varphi_k$, also

$$\varphi_k = \varphi_k, \text{ das Gesetz, das } \varphi_k =$$

$$\varphi_k \text{ zwischen } \varphi_k; \varphi_k = \varphi_k$$

welches die arithmetischen φ_k

statistische, also durch keine Korres-

pondenz gestörte arithmetischen

beschreibt. Matrixeigenschaften

$$\varphi_k \text{ von } \varphi_k; \varphi_k = \varphi_k$$

der arithmetischen φ_k $\varphi_k = \varphi_k$

und die Zusatzbedingungen $\varphi_k = \varphi_k$

oder in Korrespondenz $\varphi_k; \varphi_k$

783 paar $\{\epsilon_m\}_{m=1}^4 = \text{unabhängigkeit beweisen der}$
 Unabhängigkeit der Komponenten
 von $\{\epsilon\}$ gilt das auch für jeden der
 $1 \leq m \leq 4$ Summanden, sodass sich
 $4^3 = 64$ Bedingungen der Form
 $\chi_{(m)}; \{\epsilon_m\} = \lambda_{(m)}(k, \epsilon) \{\epsilon_m\}$
 ergeben, weil wegen der un-
 bewiesenen Eigenschaften $\{\epsilon\} \neq \{\epsilon\}^*$
 in den Kovarianten jedes Faktors =
 paar $(k, \epsilon)_4 \equiv 16$ insgesamt
 16 Komponenten besitzt. Diese 64 Spektral-
 schärben werden diese 64 Spektral-
 $\lambda_{(m)}(k, \epsilon) \{\epsilon_m\}$ durch die Be-
 dingung $\{\epsilon_m\} = 0$, denn auch
 hier müssen die Summanden wegen
 der Unabhängigkeit $\{\epsilon_m\} = 0$,
 einzeln verschwinden. Für einen
 Index (m) ist jeweils in einem
 Schema $(k, \epsilon)_4 \equiv 16$ in einer
 Zeile und einer Spalte verschoben,

hätte also diese Zeile und die $j_n = 0$
 gehörige Spalte mit aus 0 Elementen
 bestehen, was jeweils $4 + 3 = 7$
 leere Spektral in Schema an-
 folge hat. Es gibt aber $1 \leq m \leq 4$
 Schemata $(k, \epsilon)_4$, sodass von den
 64 Spektral $\lambda_{(m)}(k, \epsilon) \{\epsilon_m\}$ wegen
 $\{\epsilon_m\} = 0$ insgesamt $4 \cdot 7 = 28$ g-
 sätzlich leer bleiben, was die Lage
 der von allen verschiedenen Eigenwert-
 spektral prinzipiell auf $64 - 28 = 36$
 bedingt. Nach 20 und 21 748
 sind aber diese 36 nicht leeren Ei-
 genwertspektral $\lambda_{(m)}(k, \epsilon) \{\epsilon_m\} \sim$
 $\sim \chi_{(m)} k \neq 0$ unterscheidbare
 Quantenzustände, welche in einer
 guten ~~maximalen~~ Festkonstante
 im $\chi \rightarrow \infty$ zu energetischen
 $\chi_{(m)} k \neq 0$ werden. Diese Schemata
 konvergenz $\lambda_{(m)}(k, \epsilon) \{\epsilon_m\} \sim \chi_{(m)} k$

85: $\times T_{kl}$, wobei $1 \leq k, l \leq 6$
gesetzt werden kann, denn wegen
der Invarianz können die 36 = 6^2
von 0 verschiedenen Eigenstellen
für einen sechsstelligen Tensor =
schemen $T_{kl} = [T_{kl}]_6$ unter-
gebracht werden, wenn $n = \text{const}$
der als Konstante in $\mathcal{H}$ -
teure Propagatoritätsfaktor ist,
da immer $\{ \} \neq \{ \}$ und $\mathcal{H} \neq$
 $\neq \mathcal{H}$ mit $1 \leq (i, j) \leq 4$ ist, was für alle
 $1 \leq m \leq 4$ gilt, muß auch $T_{kl} \neq T_{kl}$
in einem hypothetischen IR sein,
was die Spaltung $T_{kl} = T_{kl} + T_{kl}$ in
 $T_{kl} = T_{kl} + T_{kl} = -T_{kl} + T_{kl}$ ermög-
licht. T_{kl} als Eigenwerttensor im
IR, wiederum muß als Hierar-
chiesprozent eines sechsstelligen
simultanen Feldtensors $T_{kl} = [M_{kl}]_6$
gemäß $T_{kl} = \mathcal{H} \cdot T_{kl} \times T_{kl}$ abgelesen

sein, wobei wegen $T_{kl} \neq T_{kl}$ auch
 $T_{kl} \neq T_{kl}$ also $T_{kl} = T_{kl} + T_{kl}$ sein
muß, für die 36 Komponenten von
 $T_{kl} = \mathcal{H} \cdot T_{kl} \times T_{kl}$ folgt nach den Gesetzen
der Tensoriteration, wenn $M_{kl} =$
 $= M_{+kl} + M_{-kl}$ berücksichtigt wird
 $T_{kl} = \mathcal{H} \cdot T_{kl} \times T_{kl} = \sum_{p=1}^6 M_{+kl} \cdot M_{-kl}$
 $= \sum_{p=1}^6 (M_{+kl} + M_{-kl}) \cdot (M_{+kl} + M_{-kl})$
 $= \sum_{p=1}^6 (M_{+kl} \cdot M_{+kl} + M_{-kl} \cdot M_{-kl}) +$
 $+ \sum_{p=1}^6 (M_{+kl} \cdot M_{-kl} + M_{-kl} \cdot M_{+kl})$
was mit $T_{kl} = T_{+kl} + T_{-kl}$ be-
spiegelt die Spaltung $T_{kl} =$
 $= \sum_{p=1}^6 (M_{+kl} \cdot M_{+kl} + M_{-kl} \cdot M_{-kl})$
und $T_{kl} = \sum_{p=1}^6 (M_{+kl} \cdot M_{-kl} +$
 $+ M_{-kl} \cdot M_{+kl})$ ergibt, was
die Komponenten von T_{kl} unterteilt
werden können, wenn die Tensoren
bekannt sind, die Konstruktion in
IR, ~~aber~~ also von

§7

$$\lim_{\substack{m \rightarrow \infty \\ \lambda \neq 0}} \lambda_{(m)}(i, n) \{i, n\}^{(m)} = \lambda g_{(m)}^{(i, n)} =$$

$$= \lambda T_{k, l}^{(i, n)} \neq 0,$$

$$\{i, n\}^{(m)} = 0, \quad 1 \leq k, l \leq 6,$$

$$\overline{\lambda T} = [\overline{T_{k, l}}]_6 = (\overline{T_+}, \overline{T_-}),$$

$$\overline{\lambda T} = \overline{\lambda T} \times \overline{\lambda T} = \overline{\lambda T_+} + \overline{\lambda T_-},$$

$$T_{+k, l} = \sum_{n=1}^6 (M_{+k, n} \cdot M_{+n, l} + M_{-k, n} \cdot M_{-n, l}),$$

$$T_{-k, l} = \sum_{n=1}^6 (M_{+k, n} \cdot M_{-n, l} + M_{-k, n} \cdot M_{+n, l}).$$

Gleichung §8_m

ausgesprochen. Wenn $\overline{\lambda T}$ als Feldtensor bekannt ist, dann besteht die Möglichkeit eine Feldtheorie im R_6 zu entwickeln und die Invarianten R_4 durch zwei grösstere kovariante zu einer Welt R_6 zu erweitern. Zur Bestimmung von $\overline{\lambda T}$ müssen zunächst mit $\{i, n\}^{(m)} = 0$ aus $\lim_{\substack{m \rightarrow \infty \\ \lambda \neq 0}} \lambda_{(m)}^{(i, n)}$ = $\lambda g_{(m)}^{(i, n)}$ die $g_{(m)}^{(i, n)} \neq 0$ ermittelt werden mit Hilfe

36 auszuwählen Größen sind 38 nach §7-29-8 so im Schema $\overline{\lambda T}$

des R_6 auszuwählen, das sich aus dem räumzeitlichen Determinanten

dieses Tensors die bekannten Aussagen über die Energieinhalte =

Tensor im R_4 ergeben, während die Ausdrücke der $36 - 16 = 20$

Komponenten $T_{5, 1}$ und $T_{6, 2}$ des $T_{k, 5}$ und $T_{k, 6}$ unbekannt

bleibt. Der nach §7-29-8 aus $\overline{\lambda T}$ ermittelte Feldtensor $\overline{\lambda T}$

wiederum muß so beschaffen sein, daß seine Determinante

gleich im R_6 kovariantisch der bestimmten Koordinaten der

R_4 im Fall der Überlegung frei

heißt * Gl 8-48 und das $g_{(m)}^{(i, n)}$ setzt die elektromagnetischen Felder approximativ

substantiell dar, d.h. $\lambda_{(m)}^{(i, n)}$

89 Approximationsfortsetzung
 schärfest inverses, sodass die
 Zahl der Anordnungen möglich ist =
 Reihen in der fünften und sechsten
 Zeile in $\mathbb{Z}$ plus. Inverse wären
 also die $g_{(m)n} \neq 0$ zu
 ermitteln, aus $\lim_{n \rightarrow \infty} \lambda_{(m)}(i,n) \{i,n\} =$
 $= \lambda_{(m)n}$ in Folge und $\{i,n\} = 0$
 das wir wegen $x > 0$ die Be-
 stimmung $g_{(m)n} \neq 0$ für $m \neq i$
 und $m \neq n$ erfüllen sein kann.
 Die 30 Größen $g_{(m)n} \neq 0$ sind
 also für die Indescriptions

$$m = 1 : (i,n) = \begin{pmatrix} 2,2 \\ 4,2 \end{pmatrix} (2,3) (2,4) (3,2) (3,3) (3,4) \text{ sowie}$$

$$m = 2 : (i,n) = \begin{pmatrix} 1,1 \\ 4,1 \end{pmatrix} (1,3) (1,4) (3,1) (3,3) (3,4) \text{ ferner}$$

$$m = 3 : (i,n) = \begin{pmatrix} 1,1 \\ 4,1 \end{pmatrix} (1,2) (1,4) (2,1) (2,2) (2,4) \text{ also}$$

$$m = 4 : (i,n) = \begin{pmatrix} 1,1 \\ 3,1 \end{pmatrix} (1,2) (1,3) (2,1) (2,2) (2,3) \text{ also}$$

Die Bestimmung der durch diese Indes-

paare charakteristischen Größen spezifiziert
 nach 39. b. nach 24 q's

$$q_{\pm} = H V_{\pm} \pm E V_{\pm} \text{ und } q = q_{+} + i q_{-}$$

mit den Kürzungen $E V_{\pm} = D$ und

$$H V_{\pm} = \bar{c}$$

$$q_{\pm} = \bar{c} \pm D \text{ und } q = \bar{c} x_{+} + D x_{-}$$

und damit können auch die

$$\text{Anteile für } m = 2 \text{ und } m = 3$$

gespalten werden. Wird wieder zur

Kürzung die quadratische $g_{(m)n}$ in

verwendet, dann gilt für die

$$g_{(m)n} \neq 0 \text{ nach dem Schema}$$

der Indescriptions der

stehende Schema

$$(1,1,1) = \frac{1}{2} (q_{+} q_{-} + q_{-} q_{+} - i q_{+} q_{-} - i q_{-} q_{+})$$

$$- \sin q_{+}^2, (i,1,1) = \frac{1}{2} (i,1,1) \neq 1$$

$$(1,1,4) = \frac{1}{2} (g_{+} (q_{+}^2 - q_{-}^2) - i (q_{+} \times q_{-})_{+})$$

$$(1,1,4) = \frac{1}{2} (g_{+} (q_{+}^2 - q_{-}^2) - i (q_{+} \times q_{-})_{+})$$

$$(1,1,4) = \frac{1}{2} (q_{+}^2 + g_{+} (q_{+}^2 - q_{-}^2))$$

291

$$(2, 1, 3) = -\frac{1}{2}(\bar{p} \times \bar{D})_2 x_+ + \frac{1}{2}(p_1 \bar{D}_3 + p_3 \bar{D}_1) x_-$$

$$- g_{1,3} \bar{p} \bar{D} x_+,$$

$$(2, 3, 1) = \frac{1}{2}(\bar{p} \times \bar{D})_2 x_+ + \frac{1}{2}(p_3 \bar{D}_1 + p_1 \bar{D}_3) x_-$$

$$- g_{3,1} \bar{p} \bar{D} x_+,$$

$$(2, i, i) = p_i \bar{D}_i x_- - \bar{p} \bar{D} - g_{i,i} \bar{p} \bar{D} x_+,$$

$$i + 2, i \neq 4,$$

$$(2, 4, 4) = \frac{1}{2}(\bar{D} \times \bar{D})_4 x_- - \frac{1}{2}(\bar{p} \times \bar{D})_4 x_+$$

$$- g_{4,4} \bar{p} \bar{D} x_+ + \frac{1}{2}(\bar{D} \times \bar{D})_4 x_-$$

$$- g_{4,4} \bar{p} \bar{D} x_+,$$

$$(2, 4, 4) = \frac{1}{2}(\bar{D} \times \bar{D})_4 x_- + \frac{1}{2}(\bar{p} \times \bar{D})_4 x_+$$

$$- g_{4,4} \bar{p} \bar{D} x_+ =$$

$$= i(\bar{p} \times \bar{D})_4 x_- - g_{4,4} \bar{p} \bar{D} x_+$$

$$K + 2,$$

$$(2, 4, 4) = -i \bar{D} \bar{p} - g_{4,4} \bar{p} \bar{D} x_+$$

$$(3, 1, 2) = \frac{1}{2}(\bar{p} \times \bar{D})_3 x_- + \frac{1}{2}(p_1 \bar{D}_2 + p_2 \bar{D}_1) x_+$$

$$- g_{1,2} \bar{p} \bar{D} x_-$$

$$(3, 2, 1) = -\frac{1}{2}(\bar{p} \times \bar{D})_3 x_- + \frac{1}{2}(p_2 \bar{D}_1 + p_1 \bar{D}_2) x_+$$

$$- g_{2,1} \bar{p} \bar{D} x_-$$

$$(3, i, i) = p_i \bar{D}_i x_+ - \bar{p} \bar{D} - g_{i,i} \bar{p} \bar{D} x_+,$$

$$i \neq 3, i \neq 4$$

$$(3, 4, 4) = \frac{1}{2}(\bar{D} \times \bar{D})_4 x_+ - \frac{1}{2}(\bar{p} \times \bar{D})_4 x_-$$

$$- g_{4,4} \bar{p} \bar{D} x_-$$

$$= (\bar{D} \times \bar{D})_4 x_+ - g_{4,4} \bar{p} \bar{D} x_-$$

$$(3, 4, 4) = \frac{1}{2}(\bar{D} \times \bar{D})_4 x_+ + \frac{1}{2}(\bar{p} \times \bar{D})_4 x_-$$

$$- g_{4,4} \bar{p} \bar{D} x_-$$

$$= i(\bar{D} \times \bar{D})_4 x_+ - g_{4,4} \bar{p} \bar{D} x_-$$

$$K \neq 3,$$

$$(3, 4, 4) = i \bar{D} \bar{p} - g_{4,4} \bar{p} \bar{D} x_-,$$

$$(4, i, 4) = -p^2 (g_{i,4} + \frac{1}{2} \delta_{i,4}),$$

$$(i, 4, 4) \neq 4$$

Ein paar ausserordentlich seltsam

muß sich für die 28 ausfüllen

$\rho^{(m)}$ in $= 0$, also die für $\rho \rightarrow \infty$

leeren Eigenwertoperatoren ergeben

11.8.59 für die 28 Zustände (in)

bei gegeben m , bei denen $g_{(m),in} = 0$

gilt, sind: $m = 1: (i, n) = (1, 1)(1, 2)$

$(1, 3)(1, 4)(2, 1)(3, 1)(4, 1), m = 2: (i, n) =$

$(2, 1)(2, 2)(2, 3)(2, 4)(1, 2)(3, 2)(4, 2),$

$m = 3: (i, n) = (3, 1)(3, 2)(3, 3)(3, 4)(4, 3)(4, 4)$

93

$$m = 4: (i, n) = (4, 1)(4, 2)(4, 3)(4, 4)(1, 4)(2, 4)(3, 4)$$

Im Hesse System sind es verschwindende
 Hauptkorrespondenzen kommen die fol-
 genden 12 Korrespondenzen $(i, 1)(1, 2)(3, 1)$
 $(3, 2)(1, 3)(2, 3)(4, 1)(4, 2)(4, 3)(1, 4)(2, 4)(3, 4)$
 doppelt vor, wobei sich die Null-
 Korrespondenzen in ihrer Anzahl auf
 $12 - 12 = 0$ reduzieren

Man kann erwarten sich für die wegen
 der $\lambda_{(m)}(i, n) \{i, n\} = x \cdot g_{(m), n}$ und
 $\sum_{i=1}^m \sum_{n=1}^n \{i, n\} = 0$ verschwindenden
 Korrespondenzen $g_{(m), n} = 0$ dass
 folgende Auswertung auf Seite 162

$$\begin{aligned} (1111) &= \frac{1}{2} (g_{+1} g_{+2} + g_{-1} g_{-2} + g_{11} g_{22} + g_{12} g_{21}) - g_{+1} g_{-1} g_{+2} g_{-2} - g_{11} g_{22} g_{12} g_{21} = 0 \\ (1111) &= \frac{1}{2} (g_{+1}^2 + g_{-1}^2 + g_{+2}^2 + g_{-2}^2 + g_{11}^2 + g_{22}^2 + g_{12}^2 + g_{21}^2) - g_{+1} g_{-1} g_{+2} g_{-2} - g_{11} g_{22} g_{12} g_{21} = 0 \\ (1111) &= \frac{1}{2} (g_{+1}^2 + g_{-1}^2 + g_{+2}^2 + g_{-2}^2 + g_{11}^2 + g_{22}^2 + g_{12}^2 + g_{21}^2) - g_{+1} g_{-1} g_{+2} g_{-2} - g_{11} g_{22} g_{12} g_{21} = 0 \\ (1111) &= \frac{1}{2} (g_{+1}^2 + g_{-1}^2 + g_{+2}^2 + g_{-2}^2 + g_{11}^2 + g_{22}^2 + g_{12}^2 + g_{21}^2) - g_{+1} g_{-1} g_{+2} g_{-2} - g_{11} g_{22} g_{12} g_{21} = 0 \end{aligned}$$

Es kommt nun darauf an,
 aus den so gewonnenen 36 Ergebnisse
 die Korrespondenzen $g_{(m), n} \neq 0$

$$\begin{aligned} (1211) &= \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_+ + \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_- - \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_+ - \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_- = 0 \\ (2112) &= \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_+ + \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_- - \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_+ - \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_- = 0 \\ (2213) &= \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_+ + \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_- - \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_+ - \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_- = 0 \\ (2312) &= \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_+ + \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_- - \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_+ - \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_- = 0 \\ (2222) &= \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_+ + \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_- - \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_+ - \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_- = 0 \\ (2224) &= \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_+ + \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_- - \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_+ - \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_- = 0 \\ (2422) &= \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_+ + \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_- - \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_+ - \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_- = 0 \\ (3311) &= \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_+ + \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_- - \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_+ - \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_- = 0 \\ (3113) &= \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_+ + \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_- - \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_+ - \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_- = 0 \\ (3322) &= \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_+ + \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_- - \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_+ - \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_- = 0 \\ (3223) &= \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_+ + \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_- - \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_+ - \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_- = 0 \\ (3333) &= \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_+ + \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_- - \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_+ - \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_- = 0 \\ (3334) &= \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_+ + \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_- - \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_+ - \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_- = 0 \\ (3433) &= \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_+ + \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_- - \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_+ - \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_- = 0 \\ (4444) &= \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_+ + \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_- - \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_+ - \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{p})_3 x_- = 0 \end{aligned}$$

95 den Beweis für π_6 aufzuführen.

1.4.3.59
 Da von 28 Bedingungen für $\pi_6 = 0$

sind 9 Gleichungen identisch, also
 ein System aus 19 verschiedenen
 Ausdrücken ableitbar. Aus $(\pi_6) =$

$$= (44K) = 0 \text{ folgt } g_{K,4} = g_{4,K} = 0$$

$$\text{und aus } (444) = 0 \text{ die Kurve} =$$

$$\text{neue } g_{4,4} = 1 + \frac{1}{2} \text{ statt } 0 = 0$$

$$\text{wird aus } (334) = (224) = g_{K,4} = 0$$

$$\text{das System } (q_+ \times q_-)_1 = 0 \text{ sowie}$$

$$(\bar{p} \times \bar{D})_2 = 0 \text{ und } (\bar{p} \times \bar{D})_3 = 0.$$

$$\text{Aus den obigen Bedingungen ist}$$

$$\text{eben sich Bestandteile des Kreuz}$$

$$\text{produktes von } \bar{q} \text{ welche, nicht,}$$

$$\text{zusammenzufügen, die Komponenten}$$

$$\text{selbst liefert. Für die Bestand}$$

$$\text{teile folgt } g_{K,4} = g_{4,K} = (q_+ \cdot q_- \cdot q_-)$$

$$- q_+^2 \cdot g_{K,4} (q_+^2 - q_-^2)^{-1} \cdot g_{K,4} = (\bar{p} \times \bar{D})_1^{-1} (p_2 \cdot D_3 - i p_3 \cdot D_2)$$

$$g_{2,3} = (\bar{p} \times \bar{D})_1^{-1} (p_2 \cdot D_3 - i p_3 \cdot D_2)$$

$$g_{3,1} = (\bar{p} \times \bar{D})_1^{-1} (p_3 \cdot D_1 + i p_1 \cdot D_3)$$

$$\text{X Annahme auf Seite 98}$$

$$g_{2,3} = (\bar{p} \times \bar{D})_1^{-1} (p_2 \cdot D_3 + i p_3 \cdot D_2)$$

$$\text{eine Kombination der zusammenge}$$

$$\text{hörigen Bestandteile ergibt folgend}$$

$$\text{die nichttriviale Komponente}$$

$$\text{Komponente, denn für die zeitliche}$$

$$\text{Teil } g_{K,4} = 0 \text{ für } K \neq 4 \text{ weil}$$

$$\text{es statische Fall } g_{K,4} = \bar{\lambda} \times \{ \}$$

$$\text{vorliegt, denn nur in diesen}$$

$$\text{Fall ist die repräsentative}$$

$$\text{Interpretation bei } g_{K,4} = 0 \text{ plaus}$$

$$\text{ibel, die darauf hinweist, dass}$$

$$\text{das } x^4 \text{ immer orthogonale zum}$$

$$\pi_6 \text{ verläuft. Für die nicht stat}$$

$$\text{ischen Komponenten von } \bar{q} \text{ folgt}$$

$$g_{1,2} = (q_+ \cdot q_- + q_- \cdot q_-) (q_+^2 - q_-^2)^{-1}$$

$$+ (\bar{p} \times \bar{D})_1^{-1} (p_2 \cdot D_3 - i p_3 \cdot D_2)$$

$$g_{1,3} = (q_+ \cdot q_- + q_- \cdot q_-) (q_+^2 - q_-^2)^{-1} + (\bar{p} \times \bar{D})_1^{-1} (p_3 \cdot D_2 - i p_2 \cdot D_3)$$

$$g_{2,1} = (\bar{p} \times \bar{D})_1^{-1} (p_2 \cdot D_3 - i p_3 \cdot D_2)$$

$$+ (\bar{p} \times \bar{D})_1^{-1} (p_3 \cdot D_2 + i p_2 \cdot D_3)$$

$$g_{K,4} = g_{4,K} = 0$$

97 ~~Wendet sich die Hauptachse an~~
~~prozent aus dem System~~
 $(l, l, l) = 0$ mit $1 \leq l \leq 4$
~~prüfen. Es folgt, wegen der Kom-~~
~~plexcharakterist der q_{ij} für die~~

Hauptachse $q_{11} = \frac{q_{11}^2 - q_{1-}^2}{q_{1+}^2 - q_{1-}^2}$

$$q_{2,2} = -\frac{1}{2} + i \left(\frac{1}{2} - \frac{R_2 D_2}{\bar{p} \bar{e}} \right), \quad \text{und}$$

$$q_{3,3} = -\frac{1}{2} + i \left(\frac{R_3 D_3}{\bar{p} \bar{e}} - \frac{1}{2} \right)$$

$q_{4,4}$ sind alle

q_{ij} bestimmt, ~~so daß mit~~

dem aus $G_{\text{sim}} = 0$ gewonnen =
 neues System

$$(\bar{q}_+ \times \bar{q}_-)_1 = 0, \quad (\bar{p} \times \bar{D})_2 = 0$$

$$(\bar{p} \times \bar{e})_3 = 0, \quad q_{11} = \frac{q_{11}^2 + q_{1-}^2 - q_{+}^2}{q_{+}^2 - q_{-}^2}$$

$$q_{2,2} = -\frac{1}{2} + i \left(\frac{1}{2} - \frac{R_2 D_2}{\bar{p} \bar{D}} \right),$$

$$q_{3,3} = -\frac{1}{2} + i \left(\frac{R_3 D_3}{\bar{p} \bar{e}} - \frac{1}{2} \right), \quad q_{4,4} = -\frac{1}{2},$$

$$q_{1,1} - q_{4,4} = 0, \quad q_{1,2} = \frac{q_{1,1}^2 + q_{1-}^2 - q_{+}^2}{q_{+}^2 - q_{-}^2} + \frac{q_{1,2}^2 - q_{1-}^2}{\bar{p} \bar{e} x_{+}}$$

310

$$q_{1,3} = \frac{q_{1,1}^2 + q_{1-}^2}{q_{+}^2 - q_{-}^2} + \frac{R_1 D_1 + i R_1 D_1}{\bar{p} \bar{e} x_{+}}$$

$$q_{2,3} = \frac{R_2 D_2 - q_{2,2}^2}{\bar{p} \bar{D} x_{+}} + \frac{R_2 D_2 + i R_2 D_2}{\bar{p} \bar{e} x_{+}}$$

$$\bar{q}_{+} = \frac{1}{\bar{e} \pm D}, \quad x_{\pm} = \frac{1}{1 \pm i}, \quad \text{Gleichung 67}$$

~~in den 20 ersten q_{ij} in~~

~~stimmend werden kann. Diese~~

~~$G_{\text{sim}} \neq 0$ bilden aber die Kom-~~

~~ponenten von $\bar{D}$ in R_0 , ~~so daß~~~~

~~durch diese Funktionen in $\bar{D}$~~

~~was mesoform $\bar{D}$ als messbar~~

~~Kriterium des messbaren Ko-~~

~~relativitätsberechnen R_4 (dieses~~

~~oder Matrizen des R_0) ~~elmin-~~~~

~~tiert ist. Folgerung auf Seite~~

~~95~~

~~dieses Relativität ist eine ~~Matrix~~~~

~~Folge der Voraussetzung, ~~daß in R_0~~~~

~~überhaupt ein statisches~~

$$\begin{aligned}
 (241) &= i(\bar{p} \times \bar{D})_1 \\
 (243) &= i(\bar{p} \times \bar{D})_3 \\
 (312) &= \frac{1}{2}(\bar{p}_1 \bar{v}_2 + \bar{p}_2 \bar{v}_1) x_+ - \frac{x_+}{2} \frac{\bar{p} \bar{v}}{\bar{v} \bar{D}} (\bar{p}_1 \bar{v}_2 + \bar{p}_2 \bar{v}_1) - \frac{x_+}{2} \frac{\bar{p} \bar{v}}{\bar{v} \bar{D}} (\bar{p}_1 \bar{v}_2 - \bar{p}_2 \bar{v}_1) \\
 (321) &= \frac{1}{2}(\bar{p}_2 \bar{v}_1 + \bar{p}_1 \bar{v}_2) x_+ - \frac{x_+}{2} \frac{\bar{p} \bar{v}}{\bar{v} \bar{D}} (\bar{p}_2 \bar{v}_1 + \bar{p}_1 \bar{v}_2) - \frac{x_+}{2} \frac{\bar{p} \bar{v}}{\bar{v} \bar{D}} (\bar{p}_2 \bar{v}_1 - \bar{p}_1 \bar{v}_2) \\
 (311) &= \bar{p}_1 \bar{v}_1 x_+ - \bar{p} \bar{v} - \frac{x_+}{2} \frac{\bar{p} \bar{v}}{\bar{v} \bar{D}} (\bar{p}_1^2 - \bar{p}_2^2 - \bar{v}_1^2 + \bar{v}_2^2) + \bar{v}_1^2 - \bar{v}_2^2 - \bar{v}_3^2 \\
 (322) &= \bar{p}_2 \bar{v}_2 x_+ - \bar{p} \bar{v} (1 - \frac{\bar{p}_2 \bar{v}_2}{\bar{p} \bar{D}}) x_+ \\
 (314) &= -(\bar{p} \times \bar{v})_1 \\
 (324) &= -(\bar{p} \times \bar{v})_2 \\
 (341) &= -i(\bar{p} \times \bar{v})_1 \\
 (342) &= -i(\bar{p} \times \bar{v})_2 \\
 (344) &= \frac{1}{2} \bar{p} \bar{v} x_+ \\
 (411) &= \frac{-x_+}{4 \bar{v} \bar{D}} (\bar{p}_1^2 - \bar{p}_2^2 - \bar{v}_1^2 + \bar{v}_2^2 - \bar{v}_3^2) \\
 (422) &= -i \frac{\bar{p}_2^2}{2} (1 - 2 \frac{\bar{p}_2 \bar{v}_2}{\bar{p} \bar{D}}) \\
 (433) &= -i \frac{\bar{p}_2^2}{2} (2 \frac{\bar{p}_2 \bar{v}_2}{\bar{p} \bar{D}} - 1) \\
 (442) &= \frac{-\bar{p}_2^2}{2 \bar{v} \bar{D}} (\bar{p}_1 \bar{v}_2 + \bar{p}_2 \bar{v}_1 + \frac{2 \bar{p} \bar{v}}{\bar{p} \bar{D}} x_+ (\bar{p}_1 \bar{v}_2 + \bar{p}_2 \bar{v}_1))
 \end{aligned}$$

$(421) = \frac{-\bar{p}_2^2}{2 \bar{v} \bar{D}} (\bar{p}_1 \bar{v}_2 + \bar{p}_2 \bar{v}_1 + \frac{2 \bar{p} \bar{v}}{\bar{p} \bar{D}} x_+ (\bar{p}_1 \bar{v}_2 + \bar{p}_2 \bar{v}_1))$
 $(413) = \frac{-\bar{p}_2^2}{2 \bar{v} \bar{D}} (\bar{p}_1 \bar{v}_2 + \bar{p}_2 \bar{v}_1 + \frac{2 \bar{p} \bar{v}}{\bar{p} \bar{D}} x_+ (\bar{p}_1 \bar{v}_2 + \bar{p}_2 \bar{v}_1))$
 $(431) = \frac{-\bar{p}_2^2}{2 \bar{v} \bar{D}} (\bar{p}_1 \bar{v}_2 + \bar{p}_2 \bar{v}_1 + \frac{2 \bar{p} \bar{v}}{\bar{p} \bar{D}} x_+ (\bar{p}_1 \bar{v}_2 + \bar{p}_2 \bar{v}_1))$
 $(423) = \frac{-\bar{p}_2^2}{2 \bar{v} \bar{D}} (\bar{p}_1 \bar{v}_2 + \bar{p}_2 \bar{v}_1 + \frac{2 \bar{p} \bar{v}}{\bar{p} \bar{D}} x_+ (\bar{p}_1 \bar{v}_2 + \bar{p}_2 \bar{v}_1))$
 $(432) = \frac{-\bar{p}_2^2}{2 \bar{v} \bar{D}} (\bar{p}_1 \bar{v}_2 + \bar{p}_2 \bar{v}_1 + \frac{2 \bar{p} \bar{v}}{\bar{p} \bar{D}} x_+ (\bar{p}_1 \bar{v}_2 + \bar{p}_2 \bar{v}_1))$
 Diese Größen sind die von Klee ver-
 schiedenen Konzepte des G
 $\equiv T^{\mu\nu}$ von $\bar{p}$ im $\bar{p}_0$, welche das
 jeweils in einer symmetrischen
 und einer antisymmetrischen
 Anteil gespalten werden können
 $\text{Mik}(\text{min}) = (\text{mri})$ folgt für
 diese Symmetrisierung begw. auch
 Symmetrisierung $(\text{min})_{(\pm)} = \frac{1}{2}(\text{min})_{(\pm)}$
 $\frac{1}{4}(\text{min})_{(\pm)}$ was auf die 36 von
 verschiedenen Größen $(\text{min}) \neq 0$
 Symmetrischen Anteile des nach
 Klee'schen Schemas für
 Folge hat

2.)

$$(122)_{(+)} = \frac{1}{2} (D_2^2 - D_1^2 - D_3^2 + \bar{e}_2^2 - \bar{e}_1^2 - \bar{e}_3^2) =$$

$$-2i\bar{e}\bar{D} (1 - 2 \frac{p_2 D_2}{\bar{p}\bar{D}})$$

$$(123)_{(+)} = p_2 D_3 + \bar{e}_2 \bar{e}_3 - \frac{\bar{e}\bar{D}}{\bar{p}\bar{D}x_+} (p_2 D_3 + p_3 D_2) x_- -$$

$$- \frac{\bar{e}\bar{D}}{\bar{p}\bar{e}\bar{x}_-} (p_2 \bar{e}_3 + p_3 \bar{e}_2) x_+$$

$$(132)_{(+)} = (123)_{(+)}$$

$$(133)_{(+)} = \frac{1}{2} (D_3^2 - D_1^2 - D_2^2 + \bar{e}_3^2 - \bar{e}_1^2 - \bar{e}_2^2 -$$

$$- 2i\bar{e}\bar{D} (2 \frac{p_1 \bar{e}_3}{\bar{p}\bar{e}} - 1))$$

$$(124)_{(+)} = -i(\bar{D} \times \bar{e})_2$$

$$(134)_{(+)} = -i(\bar{D} \wedge \bar{e})_3$$

$$(142)_{(+)} = (124)_{(+)}$$

$$(113)_{(+)} = (134)_{(+)}$$

$$(144)_{(+)} = \frac{1}{2} (\bar{D}^2 + \bar{e}^2)$$

$$(213)_{(+)} = \frac{1}{2} (p_1 D_3 + p_3 D_1) x_- - \frac{x_+}{2} \frac{\bar{e}\bar{D}}{\bar{e}\bar{D}} (D_1 D_3 +$$

$$+ \bar{e}_1 \bar{e}_3) - \frac{1}{2} \frac{x_+}{x_-} \frac{\bar{e}\bar{D}}{\bar{p}\bar{e}} (p_1 \bar{e}_3 + p_3 \bar{e}_1) x_+$$

$$(231)_{(+)} = (213)_{(+)}$$

$$(211)_{(+)} = p_1 D_1 x_- - \bar{p}\bar{D} - \frac{x_+}{4} \frac{\bar{e}\bar{D}}{\bar{e}\bar{D}} (D_1^2 - D_3^2 +$$

$$+ \bar{e}_1^2 - \bar{e}_3^2 - \bar{e}_2^2 - 2 \frac{\bar{e}\bar{D}}{\bar{e}\bar{D}})$$

$$(233)_{(+)} = p_3 D_3 x_- - \bar{p}\bar{D} x_- (1 - \frac{p_2 \bar{e}_3}{\bar{p}\bar{e}})$$

$$(244)_{(+)} = \frac{1}{2} \bar{p}\bar{D} x_-$$

$$(214)_{(+)} = -\frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{D})_1 x_-$$

$$(234)_{(+)} = -\frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{D})_3 x_-$$

$$(241)_{(+)} = (214)_{(+)}$$

$$(243)_{(+)} = (234)_{(+)}$$

$$(213)_{(+)} =$$

$$(312)_{(+)} = \frac{1}{2} (p_1 \bar{e}_2 + p_2 \bar{e}_1) x_+ - \frac{x_-}{2} \frac{\bar{p}\bar{e}}{\bar{e}\bar{D}} (p_2 D_2 + p_1 D_1) x_-$$

$$- \frac{1}{2} \frac{x_-}{x_+} \frac{\bar{p}\bar{e}}{\bar{p}\bar{D}} (p_1 D_2 + p_2 D_1) x_-$$

$$(321)_{(+)} = (312)_{(+)}$$

$$(311)_{(+)} = p_1 \bar{e}_1 x_+ - \bar{p}\bar{e} - \frac{x_-}{4} \frac{\bar{p}\bar{e}}{\bar{e}\bar{D}} (D_1^2 - D_3^2 +$$

$$+ \bar{e}_1^2 - \bar{e}_2^2 - \bar{e}_3^2 - 2 \frac{\bar{e}\bar{D}}{\bar{e}\bar{D}})$$

$$(322)_{(+)} = p_2 \bar{e}_2 x_+ - \bar{p}\bar{e} (1 - \frac{p_2 D_2}{\bar{p}\bar{D}}) x_+$$

$$(344)_{(+)} = \frac{1}{2} \bar{p}\bar{e} x_+$$

$$(314)_{(+)} = -\frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{e})_1 x_+$$

$$(324)_{(+)} = -\frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{e})_2 x_+$$

$$(341)_{(+)} = (314)_{(+)}$$

$$(342)_{(+)} = (324)_{(+)}$$

$$(411)_{(+)} = -p_1^2 - 4 \bar{e}\bar{D} (D_1^2 - D_3^2 + \bar{e}_1^2 - \bar{e}_3^2 - \bar{e}_2^2)$$

105

$$(422)^{(+)} = -1 \frac{p^2}{2} (1 - 2 \frac{p_2 D_2}{p D})$$

$$(433)^{(+)} = -1 \frac{p^2}{2} (2 \frac{p_3 \bar{e}_3}{p \bar{e}} - 1)$$

$$(412)^{(+)} = -\frac{p^2}{2 \bar{e} \bar{D}} (D_1 D_2 + \bar{e}_1 \bar{e}_2 + \frac{\bar{e} \bar{D}}{p D x_+} (p_1 D_2 + p_2 D_1) x_-)$$

$$(421)^{(+)} = (412)^{(+)}$$

$$(413)^{(+)} = -\frac{p^2}{2 \bar{e} \bar{D}} (D_1 D_3 + \bar{e}_1 \bar{e}_3 + \frac{\bar{e} \bar{D}}{p \bar{e} x_-} (p_1 \bar{e}_3 + p_3 \bar{e}_1) x_+)$$

$$(431)^{(+)} = (413)^{(+)}$$

$$(423)^{(+)} = \frac{-p^2}{2 \bar{p} \bar{D} x_+} ((p_2 D_3 + p_3 D_2) x_- + \frac{\bar{p} \bar{D}}{p \bar{e} x_-} (p_2 \bar{e}_3 + p_3 \bar{e}_2) x_+)$$

$$(432)^{(+)} = (423)^{(+)}$$

Für die antisymmetrischen Qu =
bede 012

$$(122)^{(-)} = 0,$$

$$(133)^{(-)} = 0,$$

$$(144)^{(-)} = 0,$$

$$(123)^{(-)} = \frac{\bar{e} \bar{D}}{p D x_+} (\bar{p} x \bar{D}) x_+ - \frac{\bar{e} \bar{D}}{p \bar{e} x_-} (\bar{p} x \bar{e}) x_+$$

$$(132)^{(-)} = - (123)^{(-)}$$

$$(124)^{(-)} = 0,$$

$$(134)^{(-)} = 0,$$

$$(142)^{(-)} = 0,$$

$$(143)^{(-)} = 0,$$

$$(211)^{(-)} = 0,$$

$$(233)^{(-)} = 0,$$

$$(244)^{(-)} = 0,$$

$$(213)^{(-)} = \frac{1}{2} \frac{x_+}{x_-} \frac{\bar{p} \bar{D}}{p \bar{e}} (\bar{p} x \bar{e}) x_+,$$

$$(231)^{(-)} = - \frac{1}{2} \frac{x_+}{x_-} (\bar{p} x \bar{D}) x_+,$$

$$(214)^{(-)} = - \frac{1}{2} (\bar{p} x \bar{D}) x_+,$$

$$(241)^{(-)} = - \frac{1}{2} (\bar{p} x \bar{D}) x_+,$$

$$(234)^{(-)} = - \frac{1}{2} (\bar{p} x \bar{D}) x_+,$$

$$(243)^{(-)} = - \frac{1}{2} (\bar{p} x \bar{D}) x_+,$$

$$(311)^{(-)} = 0,$$

$$(322)^{(-)} = 0,$$

$$(344)^{(-)} = 0,$$

106

107

$$\begin{aligned}
 (312)_{(-)} &= -\frac{1}{2} \frac{x_-}{x_+} \cdot \frac{\bar{p} \cdot \bar{e}}{\bar{p} \cdot \bar{D}} (\bar{p} \times \bar{D})_3 x_- \\
 (321)_{(-)} &= - (312)_{(-)} \\
 (314)_{(-)} &= -\frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{e})_4 x_- \\
 (341)_{(-)} &= - (314)_{(-)} \\
 (324)_{(-)} &= -\frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{e})_2 x_- \\
 (342)_{(-)} &= - (324)_{(-)} \\
 (411)_{(-)} &= 0, \\
 (422)_{(-)} &= 0, \\
 (433)_{(-)} &= 0, \\
 (412)_{(-)} &= \frac{-p^2}{2 \bar{p} \cdot \bar{D} x_+} (\bar{p} \times \bar{D})_3 x_- \\
 (421)_{(-)} &= + (412)_{(-)} \\
 (413)_{(-)} &= \frac{+p^2}{2 \bar{p} \cdot \bar{e} x_-} (\bar{p} \times \bar{e})_2 x_+ \\
 (431)_{(-)} &= - (413)_{(-)} \\
 (413)_{(+)} &= \frac{-p^2}{2 \bar{p} \cdot \bar{D} x_+} (\bar{p} \times \bar{D})_4 x_- \\
 (431)_{(+)} &= -\frac{p^2}{2 \bar{p} \cdot \bar{e} x_-} (\bar{p} \times \bar{e})_4 x_+ \\
 (422)_{(-)} &= - (423)_{(-)}
 \end{aligned}$$

~~Alle symmetrischen sind antisymmetrisch~~

sehen deutlich, daß Körperzentren
 für von π^* sind im allgemeinen
 in der dem Komplexen alternierenden
 Zahlenkörper definiert und für
 von π^* in ihre Real- und
 ihre Imaginärteile gespalten
 werden. Für die Realteile der
 symmetrischen Körperzentren

folgt: 21.8.59

$$\begin{aligned}
 (4) \quad \text{Re } (122)_{(+)} &= \frac{1}{2} (D_2^2 - D_1^2 - D_3^2 + e_2^2 - e_1^2 - e_3^2) \\
 \text{" } (123)_{(+)} &= D_2 D_3 + e_2 e_3 \\
 \text{" } (132)_{(+)} &= \text{Re } (123)_{(+)} \\
 \text{" } (133)_{(+)} &= \frac{1}{2} (D_3^2 - D_1^2 - D_2^2 + e_3^2 - e_1^2 - e_2^2) \\
 \text{" } (124)_{(+)} &= 0 \\
 \text{" } (134)_{(+)} &= 0 \\
 \text{" } (142)_{(+)} &= 0 \\
 \text{" } (143)_{(+)} &= 0 \\
 \text{" } (144)_{(+)} &= \frac{1}{2} (D^2 + e^2)
 \end{aligned}$$

$$\text{Re}(213)_{(+)} = -\frac{1}{2} \left[\frac{\bar{p} \bar{D}}{\bar{e} \bar{D}} (D_1 D_3 + e_1 e_3) \right]$$

$$- (p_1 D_3 + p_3 D_1) - \frac{\bar{p} \bar{D}}{\bar{e} \bar{D}} (p_1 e_3 + p_3 e_1)$$

$$\text{Re}(231)_{(+)} = \text{Re}(213)_{(+)}$$

$$\text{Re}(211)_{(+)} = p_1 D_1 - \bar{p} \bar{D} - \frac{\bar{p} \bar{D}}{4 \bar{e} \bar{D}} (D_1^2 - D_2^2 - D_3^2 + e_1^2 - e_2^2 - e_3^2 - \frac{p_1 e_1}{\bar{p} \bar{e}})$$

$$\text{Re}(233)_{(+)} = p_3 D_3 - \bar{p} \bar{D} (1 - \frac{p_3 e_3}{\bar{p} \bar{e}})$$

$$\text{Re}(244)_{(+)} = \frac{1}{2} \bar{p} \bar{D}$$

$$\text{Re}(214)_{(+)} = -\frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{D})_1$$

$$\text{Re}(234)_{(+)} = -\frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{D})_3$$

$$\text{Re}(241)_{(+)} = \text{Re}(214)_{(+)}$$

$$\text{Re}(243)_{(+)} = \text{Re}(234)_{(+)}$$

$$\text{Re}(312)_{(+)} = \frac{1}{2} [p_1 e_2 + p_2 e_1 + \frac{\bar{p} \bar{D}}{\bar{e} \bar{D}} (p_1 D_2 + p_2 D_1) - \frac{\bar{p} \bar{D}}{\bar{e} \bar{D}} (p_1 D_2 + p_2 D_1)]$$

$$\text{Re}(311)_{(+)} = \text{Re}(312)_{(+)}$$

$$\text{Re}(311)_{(+)} = p_1 e_1 - \bar{p} \bar{D} - \frac{\bar{p} \bar{D}}{4 \bar{e} \bar{D}} (D_1^2 - D_2^2 - D_3^2 + e_1^2 - e_2^2 - e_3^2 - \frac{p_1 e_1}{\bar{p} \bar{e}})$$

$$\text{Re}(322)_{(+)} = p_2 e_2 - \bar{p} \bar{D} (1 - \frac{p_2 e_2}{\bar{p} \bar{e}})$$

$$\text{Re}(344)_{(+)} = \frac{1}{2} \bar{p} \bar{D}$$

$$\text{Re}(314)_{(+)} = -\frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{e})_1$$

$$\text{Re}(324)_{(+)} = -\frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{e})_2$$

$$\text{Re}(341)_{(+)} = \text{Re}(314)_{(+)}$$

$$\text{Re}(342)_{(+)} = \text{Re}(324)_{(+)}$$

$$\text{Re}(411)_{(+)} = -\frac{p^2}{4 \bar{e} \bar{D}} (D_1^2 - D_2^2 - D_3^2 + e_1^2 - e_2^2 - e_3^2)$$

$$\text{Re}(422)_{(+)} = 0$$

$$\text{Re}(433)_{(+)} = 0$$

$$\text{Re}(412)_{(+)} = -\frac{p^2}{2 \bar{e} \bar{D}} (D_1 D_2 + e_1 e_2)$$

$$\text{Re}(421)_{(+)} = \text{Re}(412)_{(+)}$$

$$\text{Re}(413)_{(+)} = -\frac{p^2}{2 \bar{e} \bar{D}} (D_1 D_3 + e_1 e_3)$$

$$\text{Re}(431)_{(+)} = \text{Re}(413)_{(+)}$$

$$\text{Re}(423)_{(+)} = 0$$

$$\text{Re}(432)_{(+)} = \text{Re}(423)_{(+)}$$

Group expressed for the two
linear terms in square brackets
Koeppel's

$$5) \text{Re}(122)_{(+)} = -\frac{\bar{e} \bar{D}}{\bar{p} \bar{D}} (1 - \frac{p_2 e_2}{\bar{p} \bar{e}})$$

$$\text{Re}(123)_{(+)} = \frac{\bar{e} \bar{D}}{\bar{p} \bar{D}} (p_2 D_3 + p_3 D_2) - \frac{\bar{e} \bar{D}}{\bar{p} \bar{D}} (p_2 e_3 + p_3 e_2)$$

$$\begin{aligned}
 & \text{Fur } (132)_{(+)} = \text{Fur } (123)_{(+)} \\
 & \text{" } (133)_{(+)} = -\bar{g} \bar{D} (2 \frac{p_3 g_3}{\bar{p} \bar{g}} - 1) \\
 & \text{" } (124)_{(+)} = -(\bar{D} \times \bar{g})_2 \\
 & \text{" } (134)_{(+)} = -(\bar{D} \times \bar{g})_3 \\
 & \text{" } (142)_{(+)} = \text{Fur } (124)_{(+)} \\
 & \text{" } (143)_{(+)} = \text{Fur } (134)_{(+)} \\
 & \text{" } (144)_{(+)} = 0 \\
 & \text{" } (213)_{(+)} = -\frac{1}{2} \left[\frac{\bar{p} \bar{D}}{\bar{g} \bar{D}} (D_1 D_3 + g_1 g_3) + \right. \\
 & \quad \left. + p_1 p_3 + p_3 \bar{D} + \frac{\bar{p} \bar{D}}{\bar{p} \bar{g}} (p_3 g_3 + p_3 \bar{g}) \right] \\
 & \text{" } (231)_{(+)} = \text{Fur } (213)_{(+)} \\
 & \text{" } (211)_{(+)} = -p_1 D_1 - \frac{\bar{p} \bar{D}}{4 \bar{g} \bar{D}} (D_1^2 - D_2^2 + g_1^2 - g_2^2 - 2 \bar{g} \bar{D}) \\
 & \text{" } (233)_{(+)} = \bar{p} \bar{D} (1 - \frac{p_3 g_3}{\bar{p} \bar{g}}) - p_3 g_3 \\
 & \text{" } (244)_{(+)} = -\frac{1}{2} \bar{p} \bar{D} \\
 & \text{" } (214)_{(+)} = \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{D})_1 \\
 & \text{" } (234)_{(+)} = \frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{D})_3 \\
 & \text{" } (241)_{(+)} = \text{Fur } (214)_{(+)} \\
 & \text{" } (243)_{(+)} = \text{Fur } (234)_{(+)} \\
 & \text{" } (312)_{(+)} = \frac{1}{2} [p_1 g_2 + p_2 g_1 + \frac{\bar{p} \bar{D}}{\bar{p} \bar{g}} (p_1 D_2 + p_2 D_1) + \\
 & \quad + \frac{\bar{p} \bar{D}}{\bar{p} \bar{g}} (D_1 D_2 + g_1 g_2)] \\
 & \text{" } (321)_{(+)} = \text{Fur } (312)_{(+)}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \text{Fur } (311)_{(+)} = p_1 g_1 + 4 \bar{g} \bar{D} (D_1^2 - D_2^2 - D_3^2 + g_1^2 - g_2^2 - g_3^2) \\
 & \text{" } (322)_{(+)} = p_2 g_2 - \bar{p} \bar{g} (1 - \frac{p_2 D_2}{\bar{p} \bar{D}}) \\
 & \text{" } (344)_{(+)} = \frac{1}{2} \bar{p} \bar{g} \bar{g} \\
 & \text{" } (314)_{(+)} = -\frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{g})_1 \\
 & \text{" } (324)_{(+)} = -\frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{g})_2 \\
 & \text{" } (341)_{(+)} = \text{Fur } (314)_{(+)} \\
 & \text{" } (342)_{(+)} = \text{Fur } (324)_{(+)} \\
 & \text{" } (411)_{(+)} = 0 \\
 & \text{" } (422)_{(+)} = -\frac{p^2}{2} (1 - 2 \frac{p_2 D_2}{\bar{p} \bar{D}}) \\
 & \text{" } (433)_{(+)} = -\frac{p^2}{2} (2 \frac{p_3 g_3}{\bar{p} \bar{g}} - 1) \\
 & \text{" } (412)_{(+)} = \frac{p^2}{2} \bar{D} (p_1 D_2 + p_2 D_1) \\
 & \text{" } (421)_{(+)} = \text{Fur } (412)_{(+)} \\
 & \text{" } (413)_{(+)} = -\frac{p^2}{2} \bar{g} \bar{g} (p_2 g_3 + p_3 g_1) \\
 & \text{" } (431)_{(+)} = \text{Fur } (413)_{(+)} \\
 & \text{" } (423)_{(+)} = \frac{p^2}{2} \bar{D} (p_2 D_3 + p_3 D_2 - \frac{\bar{p} \bar{D}}{\bar{p} \bar{g}} (p_2 g_3 + p_3 g_1)) \\
 & \text{" } (432)_{(+)} = \text{Fur } (423)_{(+)}
 \end{aligned}$$

1113 unterscheidet folgen für die
 Resultate der antisymmetrischen

113 Komponenten

6)

$\text{Re}(122)_{(-)}$	=	0
" $(133)_{(-)}$	=	0
" $(144)_{(-)}$	=	0
$\text{Re}(123)_{(-)}$	=	0
" $(132)_{(-)}$	=	0
" $(124)_{(-)}$	=	0
" $(134)_{(-)}$	=	0
" $(142)_{(-)}$	=	0
" $(143)_{(-)}$	=	0
" $(211)_{(-)}$	=	0
" $(233)_{(-)}$	=	0
" $(244)_{(-)}$	=	0
" $(213)_{(-)}$	=	$-\frac{1}{2} \frac{\bar{p} \bar{D}}{\bar{p} \bar{D}} (\bar{p} \times \bar{D})_2$
" $(231)_{(-)}$	=	$-\text{Re}(213)_{(-)}$
" $(214)_{(-)}$	=	$-\frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{D})_1$
" $(211)_{(-)}$	=	$-\text{Re}(214)_{(-)}$
" $(234)_{(-)}$	=	$-\frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{D})_3$
" $(243)_{(-)}$	=	$-\text{Re}(234)_{(-)}$

Re(311)₍₋₎ = 0

" $(322)_{(-)}$	=	0
" $(344)_{(-)}$	=	0
" $(312)_{(-)}$	=	$\frac{1}{2} \frac{\bar{p} \bar{D}}{\bar{p} \bar{D}} (\bar{p} \times \bar{D})_3$
" $(321)_{(-)}$	=	$-\text{Re}(312)_{(-)}$
" $(314)_{(-)}$	=	$-\frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{D})_1$
" $(341)_{(-)}$	=	$-\text{Re}(314)_{(-)}$
" $(324)_{(-)}$	=	$-\frac{1}{2} (\bar{p} \times \bar{D})_2$
" $(342)_{(-)}$	=	$-\text{Re}(324)_{(-)}$
" $(411)_{(-)}$	=	0
" $(422)_{(-)}$	=	0
" $(433)_{(-)}$	=	0
" $(412)_{(-)}$	=	0
" $(421)_{(-)}$	=	0
" $(413)_{(-)}$	=	0
" $(431)_{(-)}$	=	0
" $(423)_{(-)}$	=	0
" $(432)_{(-)}$	=	0

Für die entsprechenden Komponenten
habe diese aufgeschrieben

119 Was mit $T_{+ke} = \text{Re } T_{(+)ke} + i \text{Im } T_{(-)ke}$ vergleichen und respektieren

$$\begin{aligned} \text{Re } T_{(+ke)} &= \sum_{\nu=1}^6 (A_{(+)\kappa\nu} A_{(+)\nu e} + \\ &+ A_{(-)\kappa\nu} A_{(-)\nu e} - B_{(+)\kappa\nu} B_{(+)\nu e} - \\ &- B_{(-)\kappa\nu} B_{(-)\nu e}) \text{ und } \text{Im } T_{(-)ke} = \\ &= \sum_{\nu=1}^6 (A_{(+)\kappa\nu} B_{(-)\nu e} + B_{(-)\kappa\nu} A_{(+)\nu e} + \\ &+ A_{(-)\kappa\nu} B_{(+)\nu e} + B_{(+)\kappa\nu} A_{(-)\nu e}) \end{aligned}$$

liefert. Eingeschoben folgt

$$\begin{aligned} T_{-ke} &= \sum_{\nu=1}^6 (M_{+\kappa\nu} M_{-\nu e} + M_{-\kappa\nu} M_{+\nu e}) = \\ &= \sum_{\nu=1}^6 [A_{(+)\kappa\nu} A_{(-)\nu e} + A_{(-)\kappa\nu} A_{(+)\nu e} \\ &- B_{(+)\kappa\nu} B_{(-)\nu e} - B_{(-)\kappa\nu} B_{(+)\nu e} + \\ &+ i(A_{(+)\kappa\nu} B_{(+)\nu e} + B_{(+)\kappa\nu} A_{(+)\nu e} + \\ &+ A_{(-)\kappa\nu} B_{(-)\nu e} + B_{(-)\kappa\nu} A_{(-)\nu e})] \end{aligned}$$

oder mit $T_{-ke} = \text{Re } T_{(-)ke} + i \text{Im } T_{(+)ke}$

$$\begin{aligned} \text{vergleichen } \text{Re } T_{(-)ke} &= \sum_{\nu=1}^6 (A_{(+)\kappa\nu} A_{(-)\nu e} \\ &+ A_{(-)\kappa\nu} A_{(+)\nu e} - B_{(+)\kappa\nu} B_{(-)\nu e} - B_{(-)\kappa\nu} B_{(+)\nu e}) \\ \text{und } \text{Im } T_{(+ke)} &= \sum_{\nu=1}^6 (A_{(+)\kappa\nu} B_{(+)\nu e} + \\ &+ B_{(+)\kappa\nu} A_{(+)\nu e} + A_{(-)\kappa\nu} B_{(-)\nu e} + B_{(-)\kappa\nu} A_{(-)\nu e}) \end{aligned}$$

Womit ist also die Gleichung 119 folgender Weise erspart:

120 $(\text{min}) \equiv T_{+ke} = T_{+ke} + T_{-ke},$

$$T_{+ke} = \text{Re } T_{(+ke)} + i \text{Im } T_{(-)ke},$$

$$T_{-ke} = \text{Re } T_{(-)ke} + i \text{Im } T_{(+ke)},$$

$$\frac{1}{2} M_{+ke} = \frac{1}{2} A_{+ke} + i \frac{1}{2} B_{+ke}, \quad \text{Re } T_{(+ke)} = \sum_{\nu=1}^6 (A_{(+)\kappa\nu} A_{(+)\nu e} +$$

$$+ A_{(-)\kappa\nu} A_{(-)\nu e} - B_{(+)\kappa\nu} B_{(+)\nu e} - B_{(-)\kappa\nu} B_{(-)\nu e})$$

$$\text{Im } T_{(-)ke} = \sum_{\nu=1}^6 (A_{(+)\kappa\nu} B_{(-)\nu e} + B_{(-)\kappa\nu} A_{(+)\nu e} +$$

$$+ A_{(-)\kappa\nu} B_{(+)\nu e} + B_{(+)\kappa\nu} A_{(-)\nu e}),$$

$$\text{Re } T_{(-)ke} = \sum_{\nu=1}^6 (A_{(+)\kappa\nu} A_{(-)\nu e} + A_{(-)\kappa\nu} A_{(+)\nu e} -$$

$$- B_{(+)\kappa\nu} B_{(-)\nu e} - B_{(-)\kappa\nu} B_{(+)\nu e}),$$

$$\text{Im } T_{(+ke)} = \sum_{\nu=1}^6 (A_{(+)\kappa\nu} B_{(+)\nu e} +$$

$$+ B_{(+)\kappa\nu} A_{(+)\nu e} + A_{(-)\kappa\nu} B_{(-)\nu e} + B_{(-)\kappa\nu} A_{(-)\nu e})$$

$$\frac{1}{2} M_{-ke} = \frac{1}{2} A_{-ke} + i \frac{1}{2} B_{-ke} = \frac{1}{2} M_{+ke} + \frac{1}{2} M_{-ke},$$

$$\text{Re } \frac{1}{2} M_{+ke} = \frac{1}{2} A_{(+ke)}, \quad \text{Im } \frac{1}{2} M_{+ke} = \frac{1}{2} B_{(-ke)},$$

$$\text{Re } \frac{1}{2} M_{-ke} = \frac{1}{2} A_{(-ke)}, \quad \text{Im } \frac{1}{2} M_{-ke} = \frac{1}{2} B_{(+ke)}$$

$$\text{792 Gleichung 67}$$

Wenn also die Koordinaten

$$T_{+ke} = (\text{min}) \text{ bekannt ist,}$$

also $\frac{1}{2} T_{+ke}$ explizit fest liegt, dann

besteht noch ein 792 Teil des

lichtzeit, der Komponenten des

elektromagnetischen Feldensors $F_{\mu\nu}$ in

121 R_0 entspricht zu bestimmen,
 weil die $(min) = Re(min)_{(+)} +$
 $+ Re(min)_{(-)} + i (Im(min)_{(+)} +$
 $+ Im(min)_{(-)}) \neq 0$ bekannt
 ist. Für die Koordinaten $T_{ke} =$
 $= (min)$ gibt es offenbar
 kein bestes Kriterium, das
 uns auf jeden Fall zu einem
 gewissen Anteil von $\vec{T}$ zu
 gegen $\vec{A}$ - invarianten Punkten
 invarianter Energiepunkte =
 kommt $\vec{T}$ liefert, wenn der
 Gravitationsanteil $\vec{T}$ net =
 nachlässig ist. d.h. für die
 raumzeitlichen Komponenten
 von $\vec{T}$ müssen so angeordnet
 sein, daß die Relation
 $\lim_{\vec{T} \rightarrow 0} [T_{ik}]_4 = \vec{T}$ erfüllt ist.
 Mit dem Symbol $\vec{L}_{min}(min) =$
 $= [min]$ folgt für diese Limes =

= relativen der $(min) = T_{ke}$ des
 Systems: Anwendung auf Seite 128.8.53

$$[122] = \frac{1}{2} (D_2^2 - D_1^2 - D_3^2 + D_1^2 - D_2^2 - D_3^2) -$$

$$- 2i \bar{D}_1 \bar{D}_2 \frac{D_1 + D_2 + D_3}{D_1 + D_2 + D_3},$$

$$[123] = D_2 D_3 + D_1 D_3 - \frac{2i \bar{D}_1 \bar{D}_2 (D_1 + D_2 + D_3)}{D_1 + D_2 + D_3} -$$

$$D_3 D_2 + D_1 D_2 - \frac{2i \bar{D}_1 \bar{D}_2 (D_1 + D_2 + D_3)}{D_1 + D_2 + D_3} -$$

$$[133] = \frac{1}{2} (D_3^2 - D_1^2 - D_2^2 + D_1^2 - D_2^2 - D_3^2) +$$

$$+ 2i \bar{D}_1 \bar{D}_2 \frac{D_1 + D_2 + D_3}{D_1 + D_2 + D_3}$$

$$[124] = -i (\bar{D}_1 \times \bar{D}_2)_2$$

$$[134] = -i (\bar{D}_1 \times \bar{D}_3)_3$$

$$[142] = -i (\bar{D}_1 \times \bar{D}_2)_2$$

$$[143] = -i (\bar{D}_1 \times \bar{D}_3)_3$$

$$[144] = \frac{1}{2} (D^2 + \bar{D}^2)$$

$$[213] = 0$$

$$[231] = 0$$

$$[211] = 0$$

$$[233] = 0$$

$$[244] = 0$$

$$[214] = 0$$

$$[234] = 0$$

~~Nur oben neuer Linsenrelativierung
bleiben von Null verschieden, wenn
angenommen wird, daß $\varphi \neq \pi/2$
bleibt, wenn $\varphi = A(\bar{E} \cdot \bar{D})$ ist.
 $\sqrt{\mu_0} \varphi \rightarrow \pi/2$ muß dann
liegen $\vec{E} \cdot \vec{D} = 0$ sein, weil $\vec{E} \cdot \vec{D} =$
 $= E D \cos \varphi$ ist. Auch dieses Ver-
schwinden wird in einzelnen
Korpuskeln $\vec{p}$ gegen $\vec{0}$ kon-
vergiert und andererseits divergiert
 $\varphi = \pi/2$ da bei im Vakuum die
 R_0 fortschreitende Wellen $\vec{E} \perp \vec{H}$.
magnetische Wellen $\vec{E} \perp \vec{H}$.
Wenn also eine solche Welle appro-
ximativ beschrieben werden soll,
dann muß neben $\vec{p} \rightarrow \vec{0}$ auch
 $\varphi \rightarrow \pi/2$ als Limes durchgeführt
werden und das liefert wegen
der Kompensationsinvarianz
wenn $\text{lins}(\min) = [\min]_{\text{gesch}}$
 $\vec{p} \xrightarrow{\vec{v}} \vec{0}$
 $\varphi \rightarrow \pi/2$~~

123

2417

2437 = 0

✓3127 = 0

63217 = 0

$$[3/1] = 0$$

132210

$[314] = 0$

73241 = 10

0/0
11
5417

✓ 26137

14457

42210

15147

✓ 0677
D = 0

✓ 4121 = 6

1777

56147

1634/17

[illegible]

0-1747

125 ~~ist für die von Null ver-~~
~~schiedenen Komponenten~~

$$[122]' = \frac{1}{2} (D_2^2 - D_1^2 - D_3^2 + D_2^2 - D_1^2 - D_3^2)$$

$$[123]' = D_2 D_3 + D_2 D_3$$

$$[132]' = D_3 D_2 + D_3 D_2$$

$$[133]' = \frac{1}{2} (D_3^2 - D_1^2 - D_2^2 + D_3^2 - D_1^2 - D_2^2)$$

$$[124]' = -i (\bar{D} \times \bar{D})$$

$$[134]' = -i (\bar{D} \times \bar{D})$$

$$[142]' = -i (\bar{D} \times \bar{D})$$

$$[143]' = -i (\bar{D} \times \bar{D})$$

$$[144]' = \frac{1}{2} (D^2 + D^2)$$

$$[211]' = -\frac{1}{4} (D_1 + D_2 + D_3) (\frac{1}{2} D (D_1^2 + D_2^2))$$

$$[311]' = -\frac{1}{4} (D_1 + D_2 + D_3) (\frac{1}{2} D (D_1^2 + D_2^2))$$

$$[213]' = -\frac{1}{2} \frac{D_1 D_2}{D} (D_1 + D_2 + D_3) (D_1 + D_2 + D_3)$$

$$[313]' = -\frac{1}{2} \frac{D_1 D_2}{D} (D_1 + D_2 + D_3) (D_1 + D_2 + D_3)$$

$$[312]' = -\frac{1}{2} \frac{D_1 D_2}{D} (D_1 + D_2 + D_3) (D_1 + D_2 + D_3)$$

$$[221]' = -\frac{1}{2} \frac{D_1 D_2}{D} (D_1 + D_2 + D_3) (D_1 + D_2 + D_3)$$

$$[222]' = -\frac{1}{2} \frac{D_1 D_2}{D} (D_1 + D_2 + D_3) (D_1 + D_2 + D_3)$$

29.8.59
~~3222~~

~~was die $\alpha_{m, n}$ sind~~
~~invarianten sind, dass~~
~~die Komponenten werden immer~~
~~von Ausdrücken der Form $\alpha_{m, n}$~~
~~gebildet, wo die Komponenten~~
~~des Systems antisymmetrisch~~
~~ist. Also $g_{\mu\nu}$ Komponenten~~

~~$[m, n] \neq 0$ müssen haben~~
~~im $[T_{\mu\nu}]_4$ ist ausgedrückt werden~~
~~habe $\lim_{\epsilon \rightarrow 0} [T_{\mu\nu}]_4 = 0$ möglich~~
~~ist $\epsilon \rightarrow 0$, was durch~~
~~deutbar ist, weil ϵ immer~~
 ~~$(\bar{D} \times \bar{D})_1 = 0$ ist und das~~

~~Durch $T_{1,4}$ bzw. $T_{4,1}$ erzeugt~~
~~werden können. Von den α~~
~~Größen $T_{\mu\nu}$ sind nur~~
 ~~α_{213} vorgegeben, doch kann~~
~~in das Element $T_{1,1}$ aus~~
~~ersten die Komponenten~~
 ~~(411) , weil diese $\alpha_{1,1}$~~

127 ebenso erhalten wie $[211]'$
 aus $[311]'$. Diese beiden
 unterscheiden sich aber in
 ihrem jeweiligen Transformations-
 koeff. Wie $[mkl]$, $\neq 0$ liegen
 für einen primitiven Tensor
 $\underline{\underline{\gamma}} = \underline{\underline{\gamma}}_W$ der $\mathcal{R}_6$ wegen
 $\lim_{\substack{\hbar \rightarrow 0 \\ \varphi \rightarrow \pi/2}} [T_{ik}]_4 = \underline{\underline{\gamma}}_W$ für den
 paringestrichenen Anteil
 das Schema

$$[W_{ik}]_4 = \begin{bmatrix} (411) (312) (213) (211) \\ (321) (122) (123) (124) \\ (231) (132) (133) (134) \\ (311) (142) (143) (144) \end{bmatrix}$$

wobei die ersten Indizes die
 Größen ausgetauscht werden können,
 wenn, wie hier nach dem Eke =
 Äquivalenz der Quantenmechanik
 Auch die Quantenmechanik hat

36-16 = 20 Komponenten in
 der 5. u. 6. Zeile beginn. Falls von
 $\underline{\underline{\gamma}}_W$ ist überaus interessant,
 dass keine von ihnen existieren,
 aus $[T_{ik}]_4$ ableitbar einen
 primitiven Tensor $\underline{\underline{\gamma}}_W =$
 $= [W_{ik}]_6$ zu erzeugen sind
 die Komponenten paarsweise zu
 permutieren bis ein Feld ten-
 sor der $\mathcal{R}_6$ entsteht, dessen
 sechsdimensionale Determinante
 gleich (mit 0 identisch) ist.
 Sowohl $\underline{\underline{\gamma}}_W$ als auch der
 elektromagnetische Induktions-
 gesetz im Vakuum $\underline{\underline{E}} = 0$
 zeigen unter der Wirkung =
 Wirkung der Quantenmechanik,
 $\underline{\underline{\gamma}}_W$ wesentlich eingeschränkt
 werden dürfte.
 30.8.59 Für die paringestrichenen Kom-

120, sondern sollen also die $\text{Re}(m\kappa)$ sein
 Entsprechungen, die in $[V_{ik}]$ ausgedr.
 sind. Mit den Spannungen U (min) in der Symmetrieachse
 und antisymmetrischen Real- und
 imaginären Anteile können dann
 Formeln für die g angegeben werden:
 der Hauptachsen des prozessorientierten
 Kristalls. Die Bestimmung der
 elektrischen Feldkonstanten in
 der angegebenen Art. Mit $[V_{ik}]$
 und $\text{Re}(m\kappa)$, sowie $\text{Im}(m\kappa) = \text{Re}(m\kappa)$
 + $i \text{Im}(m\kappa)$, $i(\text{Im}(m\kappa)) + \text{Im}(m\kappa)$
 kann dann das System $\text{Re}(m\kappa)$

$$\frac{-p^2}{4\epsilon D} (D_1^2 - D_2^2 - D_3^2 + \epsilon_1^2 - \epsilon_2^2 - \epsilon_3^2) =$$

$$= \sum_{D=1}^3 (A_{(+)}^{(+)D} A_{(-)}^{(-)D} + A_{(+)}^{(-)D} A_{(-)}^{(+)D}) -$$

$$- B_{(+)}^{(+)} B_{(-)}^{(-)} - B_{(+)}^{(-)} B_{(-)}^{(+)}$$

$$= \alpha_{1,2}$$

$$\alpha_{1,2} = \frac{1}{2} [p_1 \epsilon_1 + p_2 \epsilon_2 + \frac{p_3}{p D} (p_3 D + p_2 D)] -$$

$$\frac{p_3}{\epsilon D} (D_1^2 + \epsilon_1 \epsilon_2)$$

$$\begin{aligned}
 \alpha_{2,1} &= \alpha_{1,1} \\
 \alpha_{1,3} &= -\frac{1}{2} \left[\frac{p D}{\epsilon D} (D_1^2 + \epsilon_1 \epsilon_2) - (p_3 + p_2 D) \right. \\
 &\quad \left. - \frac{p D}{\epsilon D} (p_1 \epsilon_1 + p_2 \epsilon_2) \right], \\
 \alpha_{3,1} &= \alpha_{1,3} \\
 \alpha_{1,4} &= p_1 D_1 - p D - \frac{p D}{4 \epsilon D} (D_1^2 - D_2^2 - D_3^2 \\
 &\quad + \epsilon_1^2 - \epsilon_2^2 - \epsilon_3^2 - 2 \epsilon_1 \epsilon_2), \\
 \alpha_{4,1} &= \frac{1}{2} \left[\frac{p D}{\epsilon D} (D_1^2 - D_2^2 - D_3^2 + \epsilon_1^2 - \epsilon_2^2 - \epsilon_3^2) \right. \\
 &\quad \left. + \epsilon_1^2 - \epsilon_2^2 - \epsilon_3^2 - 2 \epsilon_1 \epsilon_2 \right], \\
 \alpha_{2,2} &= \frac{1}{2} (D_2^2 - D_1^2 - D_3^2 + \epsilon_2^2 - \epsilon_1^2 - \epsilon_3^2) \\
 \alpha_{2,3} &= D_2 D_3 + \epsilon_2 \epsilon_3 \\
 \alpha_{3,2} &= \alpha_{2,3} \\
 \alpha_{2,4} &= 0 \\
 \alpha_{4,2} &= 0 \\
 \alpha_{1,3} &= \frac{1}{2} (D_3^2 - D_1^2 - D_2^2 + \epsilon_3^2 - \epsilon_1^2 - \epsilon_2^2) \\
 \alpha_{3,4} &= 0 \\
 \alpha_{4,3} &= 0
 \end{aligned}$$

131

$$\gamma_{1,4} = \frac{1}{2} (D^2 + \bar{D}^2)$$

$$\beta_{KL} = \sum_{D=1}^6 (A_{(+K)D} A_{(-L)D} + A_{(-K)D} A_{(+L)D}) -$$

$$- B_{(+K)D} B_{(-L)D} - B_{(-K)D} B_{(+L)D},$$

$$= 0$$

$$= \frac{1}{2} \frac{\bar{D} \bar{D}}{\bar{D} D} (\bar{D} \times D)_3,$$

$$= -\beta_{1,2},$$

$$= -\frac{1}{2} \frac{\bar{D} \bar{D}}{\bar{D} D} (\bar{D} \times D)_2,$$

$$= -\beta_{1,3},$$

$$= 0,$$

$$= 0,$$

$$\beta_{2,3} = 0$$

$$\beta_{2,4} = 0$$

$$\beta_{3,2} = 0$$

$$\beta_{3,4} = 0$$

$$\beta_{4,2} = 0$$

132

$$\beta_{3,3} = 0,$$

$$\beta_{3,4} = 0,$$

$$\beta_{4,3} = 0,$$

$$\beta_{4,4} = 0,$$

$$= \sum_{D=1}^6 (A_{(+K)D} B_{(+L)D} + B_{(+K)D} A_{(+L)D}) +$$

$$+ A_{(-K)D} B_{(-L)D} + B_{(-K)D} A_{(-L)D},$$

$$= 0,$$

$$= \frac{1}{2} \left[\frac{\bar{D} \bar{D}}{\bar{D} D} (D_1 D_2 + \bar{D}_1 \bar{D}_2) + \frac{\bar{D} \bar{D}}{\bar{D} D} (D_1 D_2 + \bar{D}_1 \bar{D}_2) \right],$$

$$= \gamma_{1,2}$$

$$= -\frac{1}{2} \left[\frac{\bar{D} \bar{D}}{\bar{D} D} (D_1 D_2 + \bar{D}_1 \bar{D}_2) + \frac{\bar{D} \bar{D}}{\bar{D} D} (D_1 D_2 + \bar{D}_1 \bar{D}_2) \right],$$

$$= \gamma_{1,3} (D_3^2 - D_1^2 - D_2^2 - \bar{D}_3^2 - \bar{D}_1^2 - \bar{D}_2^2)$$

133

$$\gamma_{1,3}$$

$$\gamma_{1,3}$$

$$\gamma_{1,3}$$

$$\gamma_{1,3}$$

$$\gamma_{1,3}$$

$$\gamma_{1,3}$$

$$\gamma_{1,3}$$

$$\begin{aligned}
 \gamma_{1,3} &= \frac{1}{4} D_1 \frac{\bar{p} \bar{D}}{4 \bar{p} \bar{D}} (D_1^2 - D_2^2 + D_3^2 - \bar{p}^2 - \bar{D}^2) \\
 \gamma_{1,4} &= -2 \bar{p} \bar{D} \\
 \gamma_{4,1} &= \frac{1}{4} \bar{p} \bar{D} + \frac{1}{4 \bar{p} \bar{D}} (D_1^2 - D_2^2 - D_3^2 + \bar{p}^2 - \bar{D}^2 - \bar{p}^2 - \bar{D}^2) \\
 \gamma_{1,2} &= -2 \bar{p} \bar{D} \\
 \gamma_{2,2} &= -\bar{p} \bar{D} (1 - 2 \frac{\bar{p} \bar{D}_2}{\bar{p} \bar{D}}) \\
 \gamma_{2,3} &= \frac{\bar{p} \bar{D}}{\bar{p} \bar{D}} (D_2^2 + D_3^2) - \frac{\bar{p} \bar{D}}{\bar{p} \bar{D}} (D_2^2 + D_3^2) \\
 \gamma_{3,2} &= \gamma_{2,3} \\
 \gamma_{2,4} &= -(\bar{D} \times \bar{p})_2 \\
 \gamma_{4,2} &= \gamma_{2,4} \\
 \gamma_{3,3} &= -\bar{p} \bar{D} (2 \frac{\bar{p} \bar{D}_3}{\bar{p} \bar{D}} - 1) \\
 \gamma_{3,4} &= -(\bar{D} \times \bar{p})_3 \\
 \gamma_{4,3} &= \gamma_{3,4} \\
 \gamma_{4,4} &= 0
 \end{aligned}$$

[Signature]

$$\begin{aligned}
 \epsilon_{K,0} &= \sum_{n=1}^6 (A_{(n)K,0} B_{(n)0} + B_{(n)K,0} A_{(n)0}) \\
 &+ A_{(n)K,0} B_{(n)0} + B_{(n)K,0} A_{(n)0} \\
 \epsilon_{1,1} &= 0 \\
 \epsilon_{1,2} &= \frac{1}{2} \frac{\bar{p} \bar{D}}{\bar{p} \bar{D}} (\bar{p} \times \bar{D})_3 \\
 \epsilon_{2,1} &= -\frac{1}{2} \frac{\bar{p} \bar{D}}{\bar{p} \bar{D}} (\bar{p} \times \bar{D})_2 \\
 \epsilon_{1,3} &= -\frac{1}{2} \frac{\bar{p} \bar{D}}{\bar{p} \bar{D}} (\bar{p} \times \bar{D})_1 \\
 \epsilon_{3,1} &= 0 \\
 \epsilon_{1,4} &= 0 \\
 \epsilon_{4,1} &= 0 \\
 \epsilon_{2,2} &= \frac{\bar{p} \bar{D}}{\bar{p} \bar{D}} (\bar{p} \times \bar{D})_1 - \frac{\bar{p} \bar{D}}{\bar{p} \bar{D}} (\bar{p} \times \bar{D})_1 \\
 \epsilon_{2,3} &= -\epsilon_{1,3} \\
 \epsilon_{3,2} &= 0 \\
 \epsilon_{1,4} &= 0 \\
 \epsilon_{4,1} &= 0 \\
 \epsilon_{3,3} &= 0 \\
 \epsilon_{3,4} &= 0 \\
 \epsilon_{4,3} &= 0
 \end{aligned}$$

$$\epsilon_{4,4} = 0$$

Faktorisiere mit p, D

137) Wenn notwendig verwendet
 Term $\chi = -\frac{\beta}{2} \int \bar{\mu}^2 dV$ freies
 Energiefeldenergie, jedoch betrachte
 nach $\chi = -\frac{\beta}{2} \int \bar{\mu}^2 dV$ bestimmt =
 wenn die statischen Mesfeldzustände
 die statischen Mesfeldzustände
 im statischen Mesfeldzustand, was auch in
 freien Raum dem statischen Gra-
 vitationsfeldversteht $\bar{\mu}$ ein statisches
 Mesfeld $\bar{\mu}$ überlagert ist,
 das, das wegen der Diskon-
 tinuierlichen Charakter des
 Erwartungswertes χ die
 physikalischen Energieschichten mit
 den physikalischen Mesfeld-
 schichten abwechseln die ihrerseits
 die gravitativen Kräfte aber
 bestimmen wie die Fermionen-
 mit der quantenmechanischen Feld-
 quelle. Beim Approximieren
 Übergang zum makroskopischen

Feldversteht man also das als
 weiche Energieschichten des
 $M c^2 + \frac{\alpha}{2} \int \bar{q}^2 dV = \text{const.}$ zu
 erzeugen in der $K_{nn} = -\frac{\beta}{2} \int \bar{\mu}^2 dV$
 $\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} + \chi + \frac{\alpha}{2} \int \bar{q}^2 dV = \text{const.}$
 Diese Korrekturen müssen sich aus
 einer solchen von $\rho q \cdot e^{-q} \sim 1 - 6$
 ergeben, die so beschaffen sein
 müssen, das sich aus Substanz
 Lösung, nichts ergibt, aber für
 $r > 1/8$ das Vorzeichen von $1/q$
 einen ϕ analoge Umkehr ergibt
 eine Korrekturen welche dies a
 möglich ist $\rho q e^{-q} = A(1 - b r)$
 was mit $\frac{3\phi}{8c^2} = 4a \sum$ nach a
 Differentiation q mit Differential
 Gleichung $\rho^2 \left(\frac{d\phi}{dr}\right)^2 + \frac{3}{2} c^2 F \left(\frac{d}{dr}\right)$
 $+ F \cdot \phi = 0$ mit $F = \frac{1}{1 - 8r^2}$ für
 Wert $q = \text{grad } \phi$ und $\phi =$
 $= r \frac{M}{r} (1 - b r)$ eingeführt, dass

130, folgef $\frac{dM}{dk} \cdot c^2 + \frac{\alpha}{2} q^2 + c^2 \beta k \frac{dM}{dk} + c^2 \beta M \frac{1-bk}{1-k} = 0$, was auch $c^2 \frac{dM}{dk} + \frac{\alpha}{2} q^2 + \frac{dM}{dk} = 0$ aus $M c^2 + \chi + \frac{\alpha}{2} \int q^2 dk = \text{const.}$ verstanden $\frac{d\chi}{dk} = \beta k c^2 \frac{dM}{dk} + c^2 \beta M \frac{1-bk}{1-k}$ liefert. Ausdr. = nach folgef aus $\chi = -\frac{\beta}{2} \int \bar{\mu}^2 dV$, weil wegen der Kugelsymmetrie $dV = 4\pi k^2 dk$ ist $\frac{d\chi}{dk} = -2\pi \beta k^2 \bar{\mu}^2$ was im Vergleich $-\frac{2\pi \beta}{8c^2} k^2 \bar{\mu}^2$ statt abet $= k \frac{dM}{dk} + M \frac{1-bk}{1-k}$ statt abet $= \frac{2\pi \beta}{8c^2} k^2 \bar{\mu}^2 \cdot (1-bk)^2 = \frac{d^2}{dk} (1-bk) + \frac{D}{k} (2+bk)$ prop. h. nach folgef aus der Korrektur eine Abhängigkeit $\bar{\mu}(k)$ weil $\Phi(k)$ aus der Lösung bekannt ist.

Konstantenformel kann also $k q \cdot e^{-q} = A (1-bk)^2$ $q = 1 - \sqrt{1 - \frac{3D}{8c^2}}$ $-\frac{24\pi^2 \beta^2}{8c^4} \bar{\mu}^2 (1-bk)^2 \frac{d^2}{dk} (1-bk) + \frac{D}{k} (2+bk)$

gesetzt werden Ableitung 46

131, auch $|q|$ als Feldvektor sein Φ kann als Gegenstück zu $\bar{\mu}$ enwickelt werden. Wegen $|q| = 1 - \cos \Phi = \frac{d^2}{dk}$ statt, wenn $k(1-bk)^2 = f$ gesetzt wird, nach einer Differentiation von $f q e^{-q} = \text{const.}$ die Beziehung $0 = \frac{df}{dk} q + f \frac{dq}{dk} (1-q) = \frac{3}{10} \frac{f}{c^2} \frac{d^2}{dk} = q \frac{df}{dk} + \frac{3}{10} \frac{f}{c^2} \frac{d^2}{dk} = -\frac{16}{3} c^2 q \frac{1}{k(1-bk)} \text{ statt wenn aus } k q e^{-q} = A (1-bk)^2 \text{ die Größe } q = \frac{A}{k} e^q (1-bk)^2 \text{ verwendet wird } |q| = -\frac{16}{3} c^2 \frac{A}{k} e^q (1-b^2 k^2), \text{ dies Exponente werden also zusammengefasst u. } k q \cdot e^{-q} = A (1-bk)^2, q = 1 - \sqrt{1 - \frac{3D}{8c^2}} - \frac{24\pi^2 \beta^2}{8c^4} \bar{\mu}^2 (1-bk)^2 = \frac{d^2}{dk} (1-bk) + \frac{D}{k} (2+bk) |q| = -\frac{16}{3} c^2 \frac{A}{k} e^q (1-b^2 k^2)$

Gleichung 46
Korrektur gesetzt $k = 1/a =$

141 als Grenze der Gravitationsattraktion, wenn im Faktorenall $\lambda \leq \rho < \frac{1}{2}$ umgekehrt $\Phi > 0$ bleiben, während sich immer $|\eta| < 0$ als Attraktionsbeschränkung ergibt. $\rho = \frac{1}{2}$ hat die Folge $\Phi = 0$ gilt Folge, wobei $1 - \rho = 0$ und daher $q \cdot e^{-q} = 0$ folgt, was aber nur für $q = 0$, also $\Phi = 0$ möglich ist. Da $e^0 = 1$ und $A = \text{const.}$ ist, hat dies aber genau geläufig $|\eta| = 0$ gilt Folge, weil wegen $S = \frac{1}{\alpha}$ auch $1 - \rho^2 S^2 = 0$ ist. Für $\rho > \frac{1}{2}$ dagegen wächst wieder Φ auf $\Phi > 0$ an, wenn es bleibt $A(1 - \rho\rho)^2 > 0$ und $\rho q e^{-q} > 0$ ist nur für $q > 0$ möglich oder dies bedeutet $\sqrt{1 - \frac{3}{8}\frac{\rho}{c^2}} < 1$, also $\Phi > 0$,

während $|\eta| > 0$ ist, wenn es bleibt immer $\rho^q > 0$ aber $1 - \rho^2 \rho^2 < 0$ für $\rho > \frac{1}{2}$, d. h. je mehr die Grenze $\frac{1}{2}$ springt die Attraktionsbeschränkung in eine absolute Beschränkung um, die solchen Proportionen gelten auch für wenn $\frac{3}{8}\frac{\rho}{c^2} \ll 1$ bleibt, sodass höher als 1. Proportion vernachlässigt werden können. Dann wird nämlich $q \approx \frac{3}{16}\frac{\rho}{c^2}$ und $\rho^{-q} \approx 1 - \frac{3}{16}\frac{\rho}{c^2}$, also $\rho \frac{3}{16}\frac{\rho}{c^2} (1 - \frac{3}{16}\frac{\rho}{c^2}) \approx A(1 - \rho\rho)^2$. Obwohl kann wiederum A abgeleitet werden, wenn ρ um ρ in letzter Abhängigkeit den Wert $\Phi = \rho \frac{1}{\rho_0}$ mit $\rho_0 \geq \lambda$ ausmacht. Strophisches haben's Verteilung im Kugelvolumen von Radius ρ_0 führen. Passt die unabweisbare habe's weage auf $\frac{1}{2}$ Grenze

m_p , denn gilt $M_0 = L m_0$.
 Andererseits muß immer $p_0 \ll \Sigma$
 bleiben, sonst $p/p_0 \approx 0$ und
 setzt werden darf. Da auch
 $p^2 \approx 1$ gesetzt werden darf, also
 tatsächlich $\phi = \gamma L \frac{m_0}{p_0}$, was
 mit $p/p_0 \approx 0$ und $A = \frac{3}{16} \frac{\alpha}{c^2}$ in
 die approximative Lösung ein-
 gesetzt $\gamma L m_0 (1 - \frac{3}{16} \frac{p^2}{c^2} L \frac{m_0}{p_0}) =$
 $= \alpha$ für die Integrationskon-
 stante ergibt. Mit dieser Kon-
 stante kann in $p \cdot \frac{3}{16} \frac{p^2}{c^2} (1 -$
 $-\frac{3}{16} \frac{p^2}{c^2}) \approx A (1 - \beta^2)^2 = \frac{3}{16} \frac{\alpha}{c^2} (1 - \beta^2)^2$
 substituiert und ϕ eliminiert
 werden. Es gilt $\phi \approx \frac{8}{3} c^2 (1 \pm \sqrt{1 - \frac{3}{16} \frac{\alpha}{p_0^2} (1 - \beta^2)})$,
 wobei wegen $\phi(p_0) = \phi$ mit der
 negative Lösung $\phi \approx \frac{8}{3} c^2 (1 - \sqrt{1 - \frac{3}{16} \frac{\alpha}{p_0^2} (1 - \beta^2)})$
 in Betracht kommen. Hier gilt
 sich daher $\phi > 0$ für $p < \Sigma$ und
 $p > \Sigma$, aber $\phi = 0$ für $p = \Sigma$.

entsprechend folgt aus $|\dot{q}| = \frac{d\phi}{d\tau} \approx$
 $\approx -\frac{\alpha}{p^2} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{3}{16} \frac{\alpha}{p_0^2} (1 - \beta^2)^2}}$, also auch die
 $|\dot{q}| < 0$ für $p < \Sigma$ sowie $|\dot{q}| = 0$
 für $p = \Sigma$ aber $|\dot{q}| > 0$ für $p > \Sigma$.
 Da ϕ mit $|\dot{q}|$ für alle p reell blei-
 ben müssen, aber die Möglichkeit
 $1 - \frac{3}{16} \frac{\alpha}{c^2} p^2 (1 - \beta^2)^2 < 0$ für große
 einen Wert $p \gg \Sigma$ gegeben ist,
 was im imaginären Quadrat
 Wurzel führt, muß $1 - \frac{3}{16} \frac{\alpha}{c^2} p^2 (1 - \beta^2)^2$
 ≥ 0 in erster Näherung erfüllt
 werden. Andererseits muß aber immer
 $\phi \leq 0^2 = \frac{16}{9} c^2$ bleiben, was zu
 weiteren Forderung $\sqrt{1 - \frac{3}{16} \frac{\alpha}{c^2} p^2 (1 - \beta^2)^2}$
 $\geq 1 - \frac{3}{3} = \frac{1}{3}$, also $1 - \frac{3}{16} \frac{\alpha}{c^2} p^2 (1 - \beta^2)^2$
 $\geq \frac{1}{9}$ führt. Durch die Glei-
 che ist offensichtlich ein
 Grenzwert von p vorge-
 definit, der mit Σ aus
 $1 - \frac{3}{16} \frac{\alpha}{c^2} p^2 (1 - \beta^2)^2 = \frac{1}{9}$ berechnet

175 werden dann. Als Elimination =
 über liefert $\underline{r} = \frac{1}{a} \left(1 + \frac{\omega^2}{3\alpha a} \pm \sqrt{\frac{\omega^2}{3\alpha a}} \right) \left(2 + \frac{\omega^2}{3\alpha a} \right)$.
 Da immer $\underline{r} \leq \underline{r}$ werden muß,
 wille der negative Zweig, weil
 $\frac{1}{a} - \leq$ jedenfalls in unteren
 zwischen Größenordnungen größer
 waren ist, ist Abschätzung
 $\underline{r} \approx \frac{1}{2a} \left(1 + \frac{\omega^2}{3\alpha a} \right) \approx \frac{\omega^2}{2a^2}$ gültig
 denn es wird immer $\frac{\omega^2}{3\alpha a} \gg 1$ aus-
 fallen, sobald $\frac{3\alpha}{2a^2} \ll \lambda$ bleibt,
 was, wegen $\underline{r} \leq \underline{r}$ zeigt, daß
 der negative Zweig zu einem
 sinnlosen Ergebnis führt. Es
 bleibt weiterhin nur der positive
 Zweig übrig, der wegen $\frac{\omega^2}{3\alpha a} \gg 1$
 zur Abschätzung $\underline{r} \approx \frac{\omega^2}{3\alpha a}$ führt.
 Hier liegt offenbar die Grenze
 eines Gravitationsfeldes, denn
 im Intervall $\lambda \leq \underline{r} < \leq$ liegt
 ein Attraktionsfeld vor, dessen

Feldtoppen für $\underline{r} = \underline{r}$ 186
 verschwinden und welche
 sich für $\underline{r} < \underline{r}$ in eine ab-
 stumpfungsfeld verwandelt. Für
 $\underline{r} > \underline{r}$ sind dagegen die Feld-
 topfen über dem freien ab-
 strahlenden Teilbereich nicht
 mehr definiert. Dieser Sachverhalt
 wird beschrieben durch:

$$\phi \approx \frac{3}{2} c^2 \left(1 - \sqrt{1 - \frac{3}{4} \frac{\alpha}{c^2 \underline{r}} (1 - b \underline{r})^2} \right),$$

$$|\underline{q}| \approx - \frac{\alpha}{\underline{r}^2} \sqrt{1 - \frac{3}{4} \frac{\alpha}{c^2 \underline{r}} (1 - b \underline{r})^2},$$

$$\alpha = \frac{1}{2} m_0 \left(1 - \frac{3}{10} \frac{\alpha}{c^2 \underline{r}} \right) \frac{1}{\underline{r}_0}, \quad \underline{r}_0 \geq \lambda,$$

$$\underline{r} \leq \underline{r}, \quad \lambda \leq \underline{r} \leq \underline{r}, \quad \phi \geq 0,$$

$$|\underline{q}| \leq 0,$$

$$\underline{r} < \underline{r} \leq \underline{r}, \quad \phi > 0, \quad |\underline{q}| > 0,$$

$$\underline{r} \approx \frac{\omega^2}{3\alpha a^2}$$

Gleichung 46a.
 Hierin muß man die Grenze $\underline{r} = \underline{r}$
 abschätzen werden. Aus $\phi = \underline{r}$
 $= \frac{1}{2} \frac{m}{\underline{r}} (1 - b \underline{r})$ und $M = m \cdot c^2$ folgt

147 für die gesamte Feldmasse

μ_g des Gravitationsfeldes, wenn

$$m_0 = m(\lambda) \text{ ist, } \mu_g = \lim_{k \rightarrow k} (M - m_0) =$$

$$= \lim_{k \rightarrow k} \frac{r \phi}{r(1-bk)} - m_0 = \frac{r}{r(1-bk)} \lim_{k \rightarrow k} \phi - m_0 =$$

$$= \frac{r}{r(1-bk)} - m_0. \text{ Aus } 1 - \frac{3}{4} \frac{\alpha}{c^2 k} (1-bk)^2 =$$

$$\frac{1}{2} \text{ folgt dann } (1-bk)^2 =$$

$$= \frac{c^2}{\alpha} k = \frac{2}{3} \frac{\omega^2}{\alpha} k \text{ oder}$$

$$1-bk = -\sqrt{\frac{2}{3} \frac{\omega^2}{\alpha} k}, \text{ weil}$$

$$k > \frac{1}{b} \text{ ist. Einsetzen liefert,}$$

$$\mu_g = -\frac{\omega^2}{r} \sqrt{\frac{2\alpha}{3\omega^2}} \sqrt{k} - m_0 \approx$$

$$\approx -\frac{\omega^2}{r b \sqrt{2}} - m_0 < 0,$$

Umwertung zu Satz IV S. 61.

Und diesem Sachverhalt wird aus

$$\mu_g = -\frac{\omega^2}{r b \sqrt{2}} - m_0 \text{ die Bestätigung}$$

$$b \frac{1}{2} \omega = \frac{\omega^2}{r b \sqrt{2}} + m_0, \text{ also } b = \frac{\omega^2}{r(m_0 \pm$$

$$\omega^2), \text{ wegen } b > 0, \text{ mit der positiven}$$

$$\text{Zuweg } b = \frac{\omega^2}{r(m_0 + \sqrt{m_0^2 + \frac{\omega^2}{r^2}})} \text{ in}$$

$$\text{Betracht kommt, da } \frac{1}{b} = \frac{r}{\omega^2} \text{ ist,}$$

liefert $\leq$ auch für die kleinsten 148

Materiefeldquanten, submikroskopische

Abmessungen $\leq \ll \lambda$, setzt, wenn

$$\text{die Linsenrelation } k \rightarrow k \text{ steht}$$

$$\text{wie wäre, überträgt keine}$$

$$\text{charakteristischen Attraktionsfelder}$$

$$\text{auftreten dürfte, was aber im Widerspruch}$$

$$\text{gibt Erfahrung steht. Hieraus}$$

$$\text{folgt, dass der Bereich } \leq k \leq k$$

$$\text{eine andere kosmologische Bedingung}$$

$$\text{hinein zu kommen, sodass der Grenz}$$

$$\text{prozess nur für } k \rightarrow \infty = \frac{1}{b} \text{ durch}$$

$$\text{geführt werden darf. Für die gravita-}$$

$$\text{täre Feldmasse folgt daher tatsächlich}$$

$$\mu_g = \lim_{k \rightarrow \frac{1}{b}} (M - m_0) \text{ mit } M = \frac{r \phi}{r(1-bk)^2} \approx$$

$$\approx \frac{r}{3} \frac{c^2}{r} k (1-bk)^{-2} (1 - \frac{3}{4} \frac{\alpha}{c^2 k} (1-bk)^2).$$

$$\frac{16.10.59 \text{ der Linsen kann nach}}$$

$$\sqrt{m_0^2 + \frac{\omega^2}{r^2} \frac{1}{k}}, \text{ durchzuführen, eine Reihe}$$

$$\text{aufzuheben, gegeben werden. Man erhält}$$

$$\mu_g = \lim_{k \rightarrow \frac{1}{b}} (M - m_0) = \frac{\alpha}{r} - m_0 + \lim_{k \rightarrow \frac{1}{b}} \frac{\frac{\omega^2}{r^2}}{(1-bk)^{2(2-1)}} =$$

149 $= \frac{\alpha}{\gamma} - m_0$. Nach Gl. 46a ist $\alpha = \frac{1}{2} \gamma m_0^2 \left(1 - \frac{3}{16} \frac{\alpha}{c^2} \gamma \frac{m_0}{\gamma_0} (1 - b \gamma_0)^2 \right)$ und daher ist, da es sich um einen kleinen Katerfeldquadrat m_0 handelt, $\gamma = 1$ und prinzipiell $\gamma_0 = \lambda \frac{m_0}{\gamma_0}$ setzen. Damit wird $\gamma_0 \approx \frac{3}{16} \frac{\alpha}{c^2} \lambda (1 - b \lambda)^2 = -2 \alpha m_0^2 \lambda$, denn $\lambda = \frac{1}{\lambda (1 - b \lambda)^2} \approx \frac{1}{\lambda (1 - 2 b \lambda)}$ gilt auch.

1. Annahme zu Band VII. S. 65

Nach der Darstellung $b \lambda \approx \gamma \frac{m_0^3}{h^2} \lambda = \frac{1}{2c} \frac{m_0^2}{h} \lambda$ und $(1 - b \lambda)^2 \approx 1 - 2 b \lambda \approx 1 - \frac{1}{c} \frac{m_0^2}{h} \lambda$ vereinfacht. Es gilt also $1 - 4 \alpha \frac{m_0}{\lambda} \left(1 - \frac{1}{c} \frac{m_0^2}{h} \lambda \right) = 0$. Es ist also $\lambda^2 = \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{F}$ mit einer Fläche F identisch mit $h > 0$ konstant.

Die Zahl der im $\frac{F}{c^2}$ enthaltenen Ersteren $m_0 = \frac{h c}{c^2} \frac{F}{\lambda}$ ist stets $\lambda^2 = F$ mit einer Fläche F identisch.

~~1. Annahme zu Band VII. S. 65~~
 $\lambda = \frac{h}{2 m_0 c} \gamma_0^2$, also $\lambda = \frac{h}{2 m_0 c} \gamma_0^2$, also $1 - 8 \alpha \frac{c}{h} m_0^2 (1 - \frac{3}{c^2} m_0^2) = 0$. Folgt sich ein Katerfeldquadrat m_0 als ein solches, dann gilt für seinen Querschnitt $\frac{c}{\lambda}$ der Wellenlänge λ $\gamma_0^2 = 1 - 8 \alpha \frac{c}{h} m_0^2$, dann gilt für seinen Querschnitt $F = \frac{h c}{\lambda}$, was auch $F = m_0 c^2$ ergibt, denn $m_0 = \frac{h c}{c \lambda}$ oder $m_0^2 = \frac{h^2 c^2}{c^2 F}$ liefert, denn $\lambda^2 = F$ ist stets mit einer Fläche identisch. Es wird m_0^2 in die Ersterenbeziehung eingesetzt, dann folgt $0 = 1 - 8 \alpha \frac{h^2 c^2}{F} (1 - \frac{3}{c^2} \frac{h^2 c^2}{F}) = 1 - \frac{3}{4} \frac{h^2 c^2}{F} (1 - \frac{3}{c^2} \frac{h^2 c^2}{F})$. Multipliziert man mit $\frac{F}{h^2 c^2}$, so erhält man quadratische Gleichung, nämlich $\frac{3}{4} \lambda^2 - \frac{3}{4} \lambda = -1$, also

1. Annahme zu Band VII. S. 65
 Die Approximation $(1 - b \lambda)^2 \approx 1 - 2 b \lambda$, also $1 - 4 \alpha \frac{m_0}{\lambda} (1 - 2 b \lambda) = 0$ ist gültig.

für die Exponentenwerte $1 - 4\alpha \xi = 0$
 dieselbe obere Grenze ~~ist~~, die
 zu $c' = i\omega$ der Gravitationswellen
 führt, nämlich $p \xi_{\text{max}} = \frac{8}{3} c^2$ oder
 $\frac{m}{k} (1 - \beta k)^2 = \frac{8}{3} \frac{c^2}{\gamma}$, wobei k der
 gut Grenze ξ_{max} gehörende Abstand
 ist. Da $p \xi_{\text{max}} = \frac{8}{3} c^2$ ist muß,
 wegen $p \xi_{\text{max}} = \phi_{\text{max}}$ und ϕ_{max} der
 Wert k aus $1 - \frac{3}{4} \frac{a}{c^2} (1 - \beta k)^2 \frac{1}{k} = 0$
 bestimmen sein, d. h. für k gilt
 die gleiche Abschätzung wie für λ
 und zwar müßten hier beide Verzweige
 der Abschätzung (positiv und negativ)
 gleichberechtigt erscheinen. Im Falle
 der für k führenden positiven Zwei-
 gete $k^{\pm} = k$, würde $(1 - \beta k)^2 \gg 1$
 werden, doch könnte bei der Wahl des
 gleichberechtigten negativen Verzweiges
 wegen $k \ll \lambda \ll \xi$ immer

$(1 - \beta k)^2 \approx 0$ gesetzt werden, ¹⁵²
 was zur Vereinfachung $\frac{m}{k} = \frac{8}{3} \frac{c^2}{\gamma}$
 führt. Hierbei ist selbstverständlich
 $m \neq m_0$, doch müßte stets, wegen
 des Äquivalenz der Quanten, $m = \frac{nh}{c\lambda}$
 durch die Wellenlänge $\lambda \neq \lambda$ der
 Energieäquivalenz $\frac{hc}{\lambda}$ ausdrückbar
 sein, ~~da~~ von denen $n > 0$ der
 mesobarenische Systeme energetisch
 gemäß $E = nh \frac{c}{\lambda}$ aufbauen, was
 wiederum mit $E = mc^2$ gut Fall
 identifizieren $m = \frac{nh}{c\lambda}$ führt. Es ist
 immer $\lambda \cdot k = F$ mit einer Flä-
 che identisch, so daß sich $\frac{n}{F} =$
 $= \frac{8}{3} \frac{c^2}{\gamma h} = \frac{2\omega^2}{\gamma h}$ für diese Fläche ergibt.
 Die Beziehung $F = n\epsilon$ mit $\epsilon = \frac{8}{3} \frac{hc}{\omega}$
 sagt offensichtlich aus, daß isopier
 eine Fläche F nicht mehr als $\frac{2\omega^2}{\gamma h}$
 Quanten aufpassen werden darf,
 d. h. bei $n = 1$ liegt eine untere

153 Teilbarkeitskreuzen π jeder Fläche, sodass die Fläche die Teilbarkeitskreuzen bestimmtes Liniennetz flächen wegen (Vorlesung, Bd. IV S. 67)

Anmerkung zu Band IV S. 52

ist $\pi > \frac{1}{2}$ ist ein Abstand je zwei Seiten $\leq \frac{1}{2}$, denn sonst $M > 0$ bleiben, denn $M \leq 0$ wäre nicht möglich, einmal $\pi > 0$ für $\pi < \infty$ bleibt. Dagegen würde sich wegen $1 - \pi R < 0$ von der Seiten von $\pi > 0$ in $\pi < 0$ umkehren, was beschreibt aber π immer das Quadrat eines Geschw. = Dreieck, die reell bleiben muss, was aber im Widerspruch mit $\pi < 0$ stehen würde, denn für die wahre Feldfunktion muss, aufgrund ihrer Realitätsforderung $\pi \geq 0$ für alle π gelten. Diese Forderung liegt in Anmerkung Bd. IV Seite 20, 21

also eine Korrektur von π zu der 153. Diese Forderung entsprechenden Form $\pi = \frac{8M}{\pi} (1 - \pi R)^2$ nahe,

Anmerkung zu Seite 135

Wird $\pi > \frac{1}{2}$ dann würde $\pi R e^{-\pi} < 0$, was wegen $\pi^{-\pi} \geq 0$ und $\pi > 0$ mit $\pi < 0$, also $\sqrt{1 - \frac{3\pi}{5\pi^2}} > 1$ oder $\pi < 0$ bedeuten könnte, was aber wiederum mit der Realitätsforderung $\pi \geq 0$ und insbesondere auch mit Gl. 45 im Widerspruch steht. $\pi \geq 0$ kann also nur für alle π gewählt bleiben, wenn immer $\pi R e^{-\pi} \geq 0$ bleibt und dies ist wegen $0 < A < \infty$ mit möglich, wenn auch die rechte Seite der Lösung in der Form $A(1 - \pi R)^2$ korrigiert wird.

Folter Vorlesung 10.11.1989

Anmerkungen zu Band VI S. 37. (S. 10.53)

These Analyse ist aber nur möglich wenn $\hat{M}$ aus Gl. 24 b der Zeit das = Stellung im R_4 angepasst ist (nach Gl 28), denn nach 24 b ist $\hat{M}$ teilweise R_{+4} und im R_{-4} definiert, sodass die Operationen R_4 die beiden Koordinaten = zollungen $\hat{M}_{\pm 1}$ ansetzen müssen. Tatsächlich ist aber das Messfeld im R_4 gegeben und definiert den messbaren Korrelationsbereich im Koordinatensystem x_k nach $x_4 = i\hat{t}$, denn somit gilt $\hat{M}_{\pm 1}$, also die Feldensoren $\hat{M}_{(\pm x)}$ angepasst werden müssen. Für $\hat{M}_{(-x)}$ ergibt sich dabei selbst weil im $R_{(-4)}$ stets $q_{-4} = x_4$ besteht, während im R_{+4} aus der Zeitabhängig

$$\gamma_{+4} = \omega \cdot \hat{t} = -i \frac{4}{3} x_4 \text{ wegen } 150$$

$\omega = \frac{4}{3} c$ wird, was eine Ausdrucks

der $\hat{M}_{(+x)}$ gilt Folge haben muss,

weil $\partial/\partial \gamma_{+4}$ $\frac{3}{4} i \frac{\partial}{\partial x_4}$ ist. Demzufolge

$$\hat{M}_{(+1)} = \begin{bmatrix} 0 & R_{+4/3} & -R_{+4/2} & -\frac{3}{4} i g_1 \\ -R_{+4/3} & 0 & R_{+4/1} & -\frac{3}{4} i g_2 \\ R_{+4/2} & -R_{+4/1} & 0 & -\frac{3}{4} i g_3 \\ \frac{3}{4} i g_1 & \frac{3}{4} i g_2 & \frac{3}{4} i g_3 & 0 \end{bmatrix}$$

und

$$\hat{M}_{(+2)} = \begin{bmatrix} 0 & g_3 & -g_2 & -\frac{3}{4} i R_{+4/1} \\ -g_3 & 0 & g_1 & -\frac{3}{4} i R_{+4/2} \\ g_2 & -g_1 & 0 & -\frac{3}{4} i R_{+4/3} \\ \frac{3}{4} i R_{+4/1} & \frac{3}{4} i R_{+4/2} & \frac{3}{4} i R_{+4/3} & 0 \end{bmatrix}$$

was ganz $\hat{M}_{\pm 1}$ zu $\hat{M}_{(\pm x)}$ für andere Herleitungen nicht benötigt ist, aber $\hat{M}_{\pm 1}$ zu $\hat{M}_{(\pm x)}$ und $\hat{M}_{(\pm x)}$ für die Korrelationen von $\hat{M}_{(\pm x)}$ gilt nach wie vor wenn $\hat{M}_{\pm 1} \in K, \hat{M}_{\pm 1} \in 3$ ist und $\hat{M}_{\pm 1} = \hat{M}_{\pm 1}$ aber $\hat{M}_{\pm 1} = \hat{M}_{\pm 1}$

157 operiert mit $2T_{(e)KK} =$
 $= 2 \cdot (D_K^2 + \mathcal{C}_K^2) - (\bar{D} + \bar{\mathcal{C}})^2$
 $2T_{(e)44} = (\bar{D} - \bar{\mathcal{C}})^2, \quad 2T_{(e)KL} =$
 $= 2(D_K D_L + \mathcal{C}_K \mathcal{C}_L), \quad 2T_{(e)KK} =$
 $= -2i(\bar{D} \times \bar{\mathcal{C}})_K, \text{ aber für}$
 $2T_{(g)}$ ergibt sich
 $= \frac{25}{16} p_K^2 - \bar{p}^2,$
 $= \frac{9}{16} \bar{p}^2,$
 $= \frac{25}{16} p_K p_L,$
 $= 2T_{(g)KL} = 0,$

welk $\bar{p} = g \sqrt{\alpha} + \mu \sqrt{\beta}$. Es bleibt
 noch übrig, die Koeffizienten
 von $2T_{(w)}$ in R_4 zu bestimmen.
 So ist $2T_{(w)KK} = \frac{1}{2}(R_+ R_- H_K p_K + R_- H_K g_+ +$
 $+ \gamma(E_K g_K + R_+ E_K p_K) - 4(\bar{E} \bar{g} + R_+ R_- \bar{H} \bar{p}) +$
 $+ R_- H \bar{g} + R_+ \bar{E} \bar{p}) \sqrt{\alpha \bar{\alpha}} = \frac{1}{2}(g_+ p_K +$
 $+ 6 D_K p_K - 4 \bar{g}_+ \bar{p}), \quad 2T_{(w)44} =$
 $= -\frac{3}{2} \bar{g}_- \bar{p}, \quad 2T_{(w)KL} = \frac{1}{4} (6(D_K p_L +$
 $+ (g_+ p_L)_{KL}), \quad 2T_{(w)KL} =$
 $= \frac{1}{4} (-1) \delta^{KL} (6 \bar{g}_- \bar{p} + \bar{g}_+ \times \bar{p})_j,$
 $= \frac{1}{4} (-1) \delta^{KL} (6 \bar{g}_- \bar{p} + \bar{g}_+ \times \bar{p})_j,$
 $= \frac{1}{4} (-1) \delta^{KL} (6 \bar{g}_- \bar{p} + \bar{g}_+ \times \bar{p})_j,$

$j \neq K, j \neq L$
 $2T_{(w)KK} = \frac{1}{4} i[(6 \bar{g}_- \bar{p} + \bar{g}_+ \times \bar{p})_K,$
 $2T_{(w)KL} = \frac{1}{4} i[(6 \bar{D} - \bar{g}_-) \times \bar{p}]_K$

3.11.56 Beginn $2T = 2T_{(e)} + 2T_{(g)} + 2T_{(w)}$ für
 Index für $2T$ in R_4 die Darstellung

$2T_{KK} = 2(D_K^2 + \mathcal{C}_K^2) - (\bar{D} + \bar{\mathcal{C}})^2 +$
 $+ \frac{25}{16} p_K^2 - \bar{p}^2 + \frac{1}{2}(g_+ p_K + 6 D_K p_K -$
 $- 4 \bar{g}_+ \bar{p}) =$
 $= 2(D_K^2 + \mathcal{C}_K^2) + \frac{25}{16} p_K^2 + \frac{1}{2} g_+ p_K + 3 D_K p_K -$
 $- (\bar{g}_+ + \bar{p})^2 =$
 $= 2(D_K^2 + \mathcal{C}_K^2) + (\frac{25}{16} p_K^2 + \frac{1}{2} g_+ p_K + 3 D_K p_K -$
 $- (\bar{g}_+ + \bar{p})^2), \quad 2T_{KL} =$
 $= \frac{1}{4} (2T_{(e)} + \frac{9}{16} \bar{p}^2 - \frac{3}{2} \bar{g}_- \bar{p}) =$
 $= \frac{1}{4} (2T_{(e)} + \mathcal{C}_K \mathcal{C}_L) + \frac{25}{16} p_K p_L + \frac{1}{4} (6 \bar{g}_- \bar{p})_j,$
 $= \frac{1}{4} (-1) \delta^{KL} (6 \bar{g}_- \bar{p} + \bar{g}_+ \times \bar{p})_j,$
 $j \neq K, j \neq L,$
 $= -2i(\bar{D} \times \bar{\mathcal{C}})_K + \frac{1}{4} i[(6 \bar{g}_- \bar{p} + \bar{g}_+ \times \bar{p})_K]$
 $= -i(\bar{g}_+ \times \bar{p})_K + \frac{1}{4} i[(6 \bar{g}_- \bar{p} + \bar{g}_+ \times \bar{p})_K]$

V59

$$2T_{-K4} = \frac{1}{4} i [(\bar{q}_+ \bar{D} - \bar{q}_-) \times \bar{p}]_{K4} \quad \text{oder}$$

$$= -i (\bar{q}_+ - \bar{q}_-)_{K4} + \frac{3}{2} i (\bar{q}_+ \times \bar{p})_{K4}$$

$$= i [\bar{q}_+ \times (\frac{3}{2} \bar{p} - \bar{q}_-)]_{K4}$$

~~aus~~ aus welcher hervorgeht, das bei

der Anpassung von $2T$ an die Gleichung

24 b aus der $\bar{p}_4$ gemäß Gl 38 die

Interpretation von $\{\}$ als Mesofeldform-

tion nicht verloren geht, denn auch

in diesem Tensor erscheinen $\bar{T}$ und $\bar{\mu}$

nur in der vereinfachten Form $\bar{p}$

und mit dieser Fassung kann in $\bar{p}$

der Tensor $\bar{K} (2\bar{T} - \frac{1}{2} 2\bar{g} \bar{T})$ analysiert

werden.

Anmerkungen zu Band VI Seite 35

$$4.11.59 \quad 2T_{K4} = 2(D_K^2 + \bar{g}_K^2) + (\frac{25}{16} p_K + \frac{1}{2} q_{+K} + 3D_K) p_K -$$

$$- (\bar{q}_+ + \bar{p})^2_{K4}$$

$$2T_{44} = (\bar{q}_- - \frac{3}{4} \bar{p})^2_{44}$$

$$2T_{+K4} = 2(D_K D_0 + \bar{g}_K \bar{g}_0) + \frac{25}{16} p_K p_0 +$$

$$+ \frac{1}{4} (6(D, p)_{K4} + (q_+, p)_{K4})$$

$$2T_{-K4} = \frac{1}{4} (-1)^{j+2} (6 \bar{g} \times \bar{p} + \bar{q}_+ \times \bar{p})_{K4}$$

$$j \neq K, j \neq L$$

$$2T_{+K4} = -i (\bar{q}_+ \times \bar{q}_-)_{K4} + \frac{1}{4} i [6 \bar{g} \times \bar{q}_-]_{K4}$$

$$2T_{-K4} = \frac{1}{4} i [6 \bar{D} - \bar{q}_-] \times \bar{p}_{K4}$$

$$1 \leq j, K, L \leq 3$$

$$\bar{D} = \bar{F} \sqrt{\varepsilon_0}, \quad \bar{g} = \bar{H} \sqrt{\mu_0}$$

$$= D_K^2 + \bar{g}_K^2 - \frac{1}{2} \bar{q}_+^2 (1 + g_{KK})$$

$$= \frac{7}{4} D_K p_K - \bar{D} \bar{p} (1 + \frac{3}{4} g_{KK})$$

$$= \frac{1}{4} \bar{g}_K p_K - \bar{p} \bar{g} (1 - \frac{3}{4} g_{KK})$$

$$= \frac{25}{32} p_K^2 - \frac{\bar{p}^2}{2} (1 + \frac{9}{16} g_{KK})$$

$$= \frac{1}{2} (\bar{q}_+^2 - g_{44} \bar{q}_+^2)$$

$$= \frac{3}{4} \bar{D} \bar{p} (1 - g_{44})$$

$$= -\frac{3}{4} \bar{g} \bar{p} (1 - g_{44})$$

$$= \frac{9}{32} \bar{p}^2 (1 - g_{44})$$

$$= D_K D_0 + \bar{g}_K \bar{g}_0 - \frac{1}{2} \bar{q}_+^2 g_{K0}$$

$$= \frac{7}{8} (D, p)_{K0} - \frac{1}{8} (-1)^{j+1} (\bar{D} \times \bar{p})_{K0} - \frac{3}{8} \bar{D} \bar{p} g_{K0}$$

$$= \frac{1}{8} (\bar{g}, p)_{K0} - \frac{1}{8} (-1)^{j+1} (\bar{g} \times \bar{p})_{K0} +$$

$$+ \frac{3}{4} \bar{g} \bar{p} g_{K0}$$

$$= \frac{1}{32} (25 p_K p_0 - g_{44}^2 g_{K0})$$

$$\begin{aligned}
 &= -\frac{1}{2}(\bar{q}_+ \times \bar{q}_-)_K - \frac{1}{2}g_{K4} \bar{q}_+^2, \\
 &= \frac{3}{4}i(\bar{D} \times \bar{p})_K - \frac{3}{4}\bar{D} \bar{p} g_{K4}, \\
 &= \frac{3}{4}i(\bar{q}_+ \times \bar{q}_-)_K + \frac{3}{4}\bar{q}_+ \bar{q}_- g_{K4}, \\
 &= -\frac{9}{32}\bar{p}^2 g_{K4} \bar{q}_+^2 + \frac{3}{4}\bar{q}_+ \bar{q}_- g_{K4} \bar{q}_+^2 + \frac{3}{4}\bar{q}_+ \bar{q}_- g_{K4} \bar{q}_+^2.
 \end{aligned}$$

(A. S. 159 bis 161) Gleichung 39 b

Alle Kontinuitätsbedingungen zu

$$\begin{aligned}
 (1iK) &= D_i D_K + \bar{q}_i \bar{q}_K - \frac{1}{2}\bar{q}_+^2 g_{iK}, \\
 (1K4) &= -\frac{1}{2}(\bar{q}_+ \times \bar{q}_-)_K - \frac{1}{2}g_{K4} \bar{q}_+^2, \\
 (14K) &= -\frac{1}{2}(\bar{q}_+ \times \bar{q}_-)_K - \frac{1}{2}g_{K4} \bar{q}_+^2, \\
 (144) &= \frac{1}{2}(\bar{q}_+^2 - g_{44} \bar{q}_+^2), \\
 (213) &= \frac{7}{8}(D, p)_{13} + \frac{1}{8}(\bar{D} \times \bar{p})_2 - \frac{3}{4}\bar{D} \bar{p} g_{13}, \\
 (231) &= \frac{7}{8}(D, p)_{31} - \frac{1}{8}(\bar{D} \times \bar{p})_2 - \frac{3}{4}\bar{D} \bar{p} g_{31}, \\
 (21i) &= \frac{7}{4}D_i p_i - \bar{D} \bar{p} (1 + \frac{3}{4}g_{ii}), \\
 (2K4) &= \frac{3}{4}i(\bar{D} \times \bar{p})_K - \frac{3}{4}\bar{D} \bar{p} g_{K4}, \\
 (24K) &= -i(\bar{D} \times \bar{p})_K - \frac{3}{4}\bar{D} \bar{p} g_{K4}, \\
 (244) &= \frac{3}{4}\bar{D} \bar{p} (1 - g_{44}), \\
 (312) &= \frac{1}{8}(\bar{q}_+ p)_{12} - \frac{7}{8}(\bar{q}_+ \times \bar{p})_3 + \frac{3}{4}\bar{q}_+ \bar{p} g_{12}, \\
 (321) &= \frac{1}{8}(\bar{q}_+ p)_{21} + \frac{7}{8}(\bar{q}_+ \times \bar{p})_3 + \frac{3}{4}\bar{q}_+ \bar{p} g_{21}.
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 (3ii) &= \frac{1}{4}\bar{q}_i p_i - \bar{p} \bar{q} (1 - \frac{3}{4}g_{ii}), \\
 (3K4) &= \frac{3}{4}i(\bar{q}_+ \times \bar{p})_K + \frac{3}{4}\bar{q}_+ \bar{p} g_{K4}, \\
 (34K) &= i(\bar{q}_+ \times \bar{p})_K + \frac{3}{4}\bar{q}_+ \bar{p} g_{K4}, \\
 (344) &= -\frac{3}{4}\bar{q}_+ \bar{p} (1 - g_{44}), \\
 (4ii) &= \frac{1}{32}(25 p_i p_i - g_{ii}^2 g_{ii}), \\
 (4iK) &= \frac{25}{32}p_i^2 - \frac{1}{2}\bar{p}^2 (1 + \frac{9}{16}g_{ii}), \\
 (4ii) &= \frac{25}{32}p_i^2 - \frac{1}{2}\bar{p}^2 (1 + \frac{9}{16}g_{ii}).
 \end{aligned}$$

Alle Kontinuitätsbedingungen zu

$$\begin{aligned}
 (11K) &= |D_1^2 + \bar{q}_1^2 - \frac{1}{2}\bar{q}_+^2 (1 + g_{11})| = 0, \\
 (11K) &= |D_1 D_K + \bar{q}_1 \bar{q}_K - \frac{1}{2}\bar{q}_+^2 g_{1K}| = 0, \\
 (114) &= |-\frac{1}{2}(\bar{q}_+ \times \bar{q}_-)_1 - \frac{1}{2}g_{14} \bar{q}_+^2| = 0, \\
 (141) &= |-\frac{1}{2}(\bar{q}_+ \times \bar{q}_-)_1 - \frac{1}{2}g_{41} \bar{q}_+^2| = 0, \\
 (221) &= |\frac{7}{8}(D, p)_{21} + \frac{1}{8}(\bar{D} \times \bar{p})_3 - \frac{3}{4}\bar{D} \bar{p} g_{21}| = 0, \\
 (212) &= |\frac{7}{8}(D, p)_{12} - \frac{1}{8}(\bar{D} \times \bar{p})_3 - \frac{3}{4}\bar{D} \bar{p} g_{12}| = 0, \\
 (223) &= |\frac{7}{8}(D, p)_{23} + \frac{1}{8}(\bar{D} \times \bar{p})_1 - \frac{3}{4}\bar{D} \bar{p} g_{23}| = 0, \\
 (232) &= |\frac{7}{8}(D, p)_{32} - \frac{1}{8}(\bar{D} \times \bar{p})_1 - \frac{3}{4}\bar{D} \bar{p} g_{32}| = 0, \\
 (222) &= |\frac{7}{4}D_2^2 - \bar{D} \bar{p} (1 + \frac{3}{4}g_{22})| = 0, \\
 (224) &= |\frac{3}{4}i(\bar{D} \times \bar{p})_2 - \frac{3}{4}\bar{D} \bar{p} g_{24}| = 0, \\
 (242) &= |-i(\bar{D} \times \bar{p})_2 - \frac{3}{4}\bar{D} \bar{p} g_{42}| = 0, \\
 (313) &= |\frac{1}{8}(\bar{q}_+ p)_{13} + \frac{7}{8}(\bar{q}_+ \times \bar{p})_2 + \frac{3}{4}\bar{q}_+ \bar{p} g_{13}| = 0,
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 (331) &= \frac{1}{8}(\bar{v}, p)_{31} - \frac{7}{8}(\bar{v} \times \bar{p})_2 + \frac{3}{4}\bar{v} \cdot \bar{p} g_{31} = 0, \\
 (323) &= \frac{1}{8}(\bar{v}, p)_{23} - \frac{7}{8}(\bar{v} \times \bar{p})_1 + \frac{3}{4}\bar{v} \cdot \bar{p} g_{23} = 0, \\
 (332) &= \frac{1}{8}(\bar{v}, p)_{32} + \frac{7}{8}(\bar{v} \times \bar{p})_1 + \frac{3}{4}\bar{v} \cdot \bar{p} g_{32} = 0, \\
 (333) &= \frac{1}{4}\bar{v}_3 p_3 - \bar{p} \cdot \bar{v} (1 - \frac{3}{4}g_{33}) = 0, \\
 (334) &= \frac{1}{4}i(\bar{v} \times \bar{p})_3 + \frac{3}{4}\bar{v} \cdot \bar{p} g_{34} = 0, \\
 (343) &= \frac{1}{4}i(\bar{v} \times \bar{p})_3 + \frac{3}{4}\bar{v} \cdot \bar{p} g_{43} = 0, \\
 (444) &= 1 - \frac{9}{32}\bar{p}^2 g_{44} = 0, \\
 (44i) &= 1 - \frac{9}{32}\bar{p}^2 g_{4i} = 0, \\
 (444) &= 1 - \frac{9}{32}\bar{p}^2 (1 - g_{44}) = 0,
 \end{aligned}$$

Folgerung, bei Annahme von $g_{44} = 0$

Die geometrische Interpretation dieses Sachverhaltes läuft darauf hinaus, daß im R_4 alle $x \in$ normal zum R_3 verlaufen, wodurch der statische Fall raumzeitlich gekennzeichnet wird. Mit $g_{44} = g_{4i} = 0$ und $g_{44} = 1$ können die Eliminationen aus dem System G_{lm} in Kontrolle weitergegriffen werden, es folgt:

$$\begin{aligned}
 g_{11} &= \frac{2}{\bar{p}^2}(\bar{D}_1^2 + \bar{v}_1^2) - 1, \\
 g_{1i} &= g_{i1} = \frac{2}{\bar{p}^2}(\bar{D}_1 \bar{D}_i + \bar{v}_1 \bar{v}_i), \quad (\bar{D} \times \bar{v})_1 = 0, \\
 g_{12} &= \frac{1}{6\bar{D}\bar{p}}(\bar{v}(\bar{D}, p)_{21} + (\bar{D} \times \bar{p})_3) \\
 g_{13} &= \frac{1}{6\bar{D}\bar{p}}(\bar{v}(\bar{D}, p)_{12} + (\bar{D} \times \bar{p})_3) \\
 g_{14} &= \frac{1}{6\bar{D}\bar{p}}(\bar{v}(\bar{D}, p)_{23} + (\bar{D} \times \bar{p})_1) \\
 g_{22} &= \frac{1}{6\bar{D}\bar{p}}(\bar{v}(\bar{D}, p)_{32} - (\bar{D} \times \bar{p})_1) \\
 g_{23} &= \frac{1}{3}(\bar{v} \frac{\bar{D}_2 \bar{p}_2}{\bar{D}\bar{p}} - 4), \quad (\bar{D} \times \bar{p})_2 = 0, \\
 g_{24} &= \frac{1}{6\bar{D}\bar{p}}(\bar{v}(\bar{D}, p)_{13} + \bar{v}(\bar{v} \times \bar{p})_2), \\
 g_{31} &= \frac{1}{6\bar{D}\bar{p}}(\bar{v}(\bar{D}, p)_{31} - \bar{v}(\bar{v} \times \bar{p})_2), \\
 g_{32} &= \frac{1}{6\bar{D}\bar{p}}(\bar{v}(\bar{D}, p)_{23} - \bar{v}(\bar{v} \times \bar{p})_1), \\
 g_{33} &= \frac{1}{3}(4 - \frac{\bar{p}_3 \bar{v}_3}{\bar{p} \bar{v}}), \quad (\bar{v} \times \bar{p})_3 = 0, \\
 g_{34} &= g_{43} = 0, \quad g_{44} = 1
 \end{aligned}$$

Wenn sich offensichtlich die Diagonalen 5.11.50 und gebildeten $g_{ik} = g_{ki}$ mit $g_{ik} = g_{ki}$ bzw. $g_{4k} = g_{k4}$ mit $1 \leq k \leq 4$, während die postdiagonalen - partiellen Real als $g_{ik} = g_{ki}$ partielle post magnetostatische

165 Konkrete Ausdrücke aufschreiben, wobei mit $1 \leq i \neq k \leq 3$ die $g_{jik} = g_{j(m)ik}$ ersetzt werden kann. man sieht immer $g_{jik} = g_{j(m)ik} + g_{jik}$ als Superposition aufgefassen werden kann. Für diese paarweise-geen Ausdrücke folgt dann auch, dass

$$g_{j(e)1,2} = \frac{2}{q_+^2} (D_1 D_2 + \bar{e}_1 \bar{e}_2) = g_{j(e)2,1},$$

$$g_{j(e)1,3} = \frac{2}{q_+^2} (D_1 D_3 + \bar{e}_1 \bar{e}_3) = g_{j(e)3,1},$$

$$g_{j(e)2,1} = \frac{1}{6 \bar{D} \bar{p}} (7 (D_1 p)_{2,1} + (\bar{D} \times \bar{p})_3)$$

$$g_{j(e)1,2} = \frac{1}{6 \bar{D} \bar{p}} (7 (D_1 p)_{1,2} - (\bar{D} \times \bar{p})_3)$$

$$g_{j(e)2,3} = \frac{1}{6 \bar{D} \bar{p}} (7 (D_1 p)_{2,3} + (\bar{D} \times \bar{p})_1)$$

$$g_{j(e)3,2} = \frac{1}{6 \bar{D} \bar{p}} (7 (D_1 p)_{3,2} - (\bar{D} \times \bar{p})_1)$$

$$g_{j(m)1,3} = -\frac{1}{6 \bar{D} \bar{p}} ((\bar{e}_1 p)_{1,3} + 7 (\bar{e}_1 \times \bar{p})_2)$$

$$g_{j(m)3,1} = -\frac{1}{6 \bar{D} \bar{p}} ((\bar{e}_1 p)_{3,1} - 7 (\bar{e}_1 \times \bar{p})_2)$$

$$g_{j(m)2,3} = -\frac{1}{6 \bar{D} \bar{p}} ((\bar{e}_1 p)_{2,3} - 7 (\bar{e}_1 \times \bar{p})_1)$$

$$g_{j(m)3,2} = -\frac{1}{6 \bar{D} \bar{p}} ((\bar{e}_1 p)_{3,2} + 7 (\bar{e}_1 \times \bar{p})_1)$$

ist als Superposition $g_{+1,2} = \frac{2}{q_+^2} (D_1 D_2 + \bar{e}_1 \bar{e}_2)$ + $\frac{7}{6 \bar{D} \bar{p}}$

$$\begin{aligned} g_{-1,2} &= -\frac{1}{6 \bar{D} \bar{p}} (\bar{D} \times \bar{p})_3 \\ g_{+1,3} &= \frac{2}{q_+^2} (D_1 D_3 + \bar{e}_1 \bar{e}_3) - \frac{1}{6 \bar{D} \bar{p}} (\bar{e}_1 p)_{2,3} \\ g_{-1,3} &= -\frac{1}{6 \bar{D} \bar{p}} (\bar{D} \times \bar{p})_2 \\ g_{+2,3} &= \frac{1}{6 \bar{D} \bar{p}} (7 (\bar{D} p)_{2,3} - (\bar{e}_1 p)_{2,3}) \\ g_{-2,3} &= \frac{1}{6 \bar{D} \bar{p}} (\bar{D} \times \bar{p})_1 + 7 \frac{(\bar{e}_1 p)_{1,3}}{6 \bar{D} \bar{p}} \end{aligned}$$

wobei auf diese Weise die Komponenten von g in R_4 zusammen mit drei zu satzbedingungen aufgeführt der System g_{lm} in $= 0$ gemäß

$$(\bar{D} \times \bar{e})_1 = 0, (\bar{D} \times \bar{p})_2 = 0,$$

$$(\bar{e} \times \bar{p})_3 = 0,$$

$$g_{1,1} = \frac{2}{q_+^2} (D_1^2 + \bar{e}_1^2) - 1,$$

$$g_{2,2} = \frac{1}{3} (7 \frac{D_2 p}{\bar{D} \bar{p}} - 4),$$

$$g_{3,3} = \frac{1}{3} (4 - \frac{p_3 \bar{e}_3}{\bar{D} \bar{p}}),$$

$$g_{4,4} = 1, g_{KK} = g_{KK} = 0, (1 \leq K \leq 3)$$

$$g_{+1,2} = \frac{2}{q_+^2} (D_1 D_2 + \bar{e}_1 \bar{e}_2) + \frac{7}{6 \bar{D} \bar{p}} (\bar{D} p)_{1,2},$$

$$g_{-1,2} = -\frac{1}{6 \bar{D} \bar{p}} (\bar{D} \times \bar{p})_3,$$

$$g_{+1,3} = \frac{2}{q_+^2} (D_1 D_3 + \bar{e}_1 \bar{e}_3) - \frac{1}{6 \bar{D} \bar{p}} (\bar{e}_1 p)_{2,3},$$

$$g_{-1,3} = -\frac{1}{6 \bar{D} \bar{p}} (\bar{D} \times \bar{p})_2,$$

$$g_{+23} = \frac{1}{6} \left(\gamma \frac{(D,p)_{23}}{\bar{D}\bar{p}} - \frac{(e,p)_{23}}{\bar{e}\bar{p}} \right)$$

$$g_{-23} = \frac{1}{6} \left(\frac{(D \times \bar{p})_1}{\bar{D}\bar{p}} + \gamma \frac{(e \times \bar{p})_1}{\bar{e}\bar{p}} \right)$$

Gleichung 879

angegeben sind, p. g. als Funktionen der elektromagnetisch - gradienten Feldkomponenten. Bemerktenswert ist, daß in diesem statischen Fall $\gamma \bar{\gamma} = \bar{\gamma}^0$ bleibt, d. h. $\bar{\gamma}$ ist p. par. von p. e. oder algebraischen Zerlegbarkeit per Definition und nur in dem reellenartigen, pseudodifferentiellen Komponenten ausgedrückt, mit denen in Gl. 879 in Zusammenhang stehenden Größen Raum aber in dem aus 26 Gleichungen bestehenden System $E_{(m)n} \neq 0$ p. b. s. k. i. = 0 ist. $\bar{\gamma} = (m)n$ wird durch die Komponenten von $\bar{\gamma}$ in R_6 , welche vom $\bar{\gamma}$ des R_4 unterschieden werden,

ist immerhin ein Unterraum des R_6 . Läßt man die $(m)n \neq 0$ in ihre Real- und Imaginärteile zerlegen werden, dann ist allegerieren sich $(m)n = Re(m)n + i \cdot Im(m)n$. Für diese Spaltungsprobleme gelten die beiden Systeme:

$$\begin{aligned} \text{I. Kontrollgleichungen} \\ Re(122) &= \bar{p}_2^2 + \bar{e}_2^2 - \frac{1}{2} \bar{\gamma}_+^2 (1 - g_{2,2}), \\ Re(133) &= \bar{p}_3^2 + \bar{e}_3^2 - \frac{1}{2} \bar{\gamma}_+^2 (1 - g_{3,3}), \\ Re(144) &= \bar{p}_4^2 - 2 \bar{D} \bar{e}, \\ Re(123) &= \bar{p}_2 \bar{p}_3 + \bar{e}_2 \bar{e}_3 - \frac{1}{2} \bar{\gamma}_+^2 g_{2,3}, \\ Re(132) &= \bar{p}_3 \bar{p}_2 + \bar{e}_3 \bar{e}_2 - \frac{1}{2} \bar{\gamma}_+^2 g_{3,2}, \\ Re(124) &= 0, \\ Re(142) &= 0, \\ Re(134) &= 0, \\ Re(143) &= 0, \\ Re(213) &= \frac{1}{8} (D,p)_{1,3} + \frac{1}{8} (\bar{D} \times \bar{p})_2 - \frac{3}{4} \bar{D} \bar{p} g_{1,3}, \\ Re(231) &= \frac{1}{8} (D,p)_{3,1} - \frac{1}{8} (\bar{D} \times \bar{p})_2 - \frac{3}{4} \bar{D} \bar{p} g_{3,1}, \\ Re(211) &= \frac{1}{4} \bar{p}_1 \bar{p}_1 - \bar{D} \bar{p} (1 + \frac{3}{4} g_{1,1}) \end{aligned}$$

169

$$\text{Re}(233) = \frac{7}{4} p_3 p_3 - \bar{p} \bar{p} (1 + \frac{3}{4} g_{3,3})$$

$$\text{Re}(244) = 0,$$

$$\text{Re}(214) = 0,$$

$$\text{Re}(241) = 0,$$

$$\text{Re}(234) = 0,$$

$$\text{Re}(243) = 0,$$

$$\text{Re}(312) = \frac{1}{8} (\bar{g}, p)_{1,2} - \frac{7}{8} (\bar{g} \times \bar{p})_3 + \frac{3}{4} \bar{g} \bar{p} g_{1,2},$$

$$\text{Re}(321) = \frac{1}{8} (\bar{g}, p)_{2,1} + \frac{7}{8} (\bar{g} \times \bar{p})_3 + \frac{3}{4} \bar{g} \bar{p} g_{2,1},$$

$$\text{Re}(311) = \frac{1}{4} \bar{g}, p_1 - \bar{p} \bar{g} (1 - \frac{3}{4} g_{1,1}),$$

$$\text{Re}(322) = \frac{1}{4} \bar{g}, p_2 - \bar{p} \bar{g} (1 - \frac{3}{4} g_{2,2}),$$

$$\text{Re}(344) = 0,$$

$$\text{Re}(314) = 0,$$

$$\text{Re}(341) = 0,$$

$$\text{Re}(324) = 0,$$

$$\text{Re}(342) = 0,$$

$$\text{Re}(412) = \frac{1}{32} (25 p_1 p_2 - g \bar{p}^2 g_{1,2}),$$

$$\text{Re}(413) = \frac{1}{32} (25 p_1 p_3 - g \bar{p}^2 g_{1,3}),$$

$$\text{Re}(423) = \frac{1}{32} (25 p_2 p_3 - g \bar{p}^2 g_{2,3}),$$

$$\text{Re}(421) = \frac{1}{32} (25 p_2 p_1 - g \bar{p}^2 g_{2,1}),$$

$$\text{Re}(431) = \frac{1}{32} (25 p_3 p_1 - g \bar{p}^2 g_{3,1}),$$

$$\text{Re}(432) = \frac{1}{32} (25 p_3 p_2 - g \bar{p}^2 g_{3,2}),$$

$$\text{Re}(411) = \frac{25}{32} p_1^2 - \bar{p}^2 (1 + \frac{9}{10} g_{1,1}),$$

$$\text{Re}(422) = \frac{25}{32} p_2^2 - \bar{p}^2 (1 + \frac{9}{10} g_{2,2}),$$

$$\text{Re}(433) = \frac{25}{32} p_3^2 - \bar{p}^2 (1 + \frac{9}{10} g_{3,3}),$$

während von den Kreuzprodukten
nur die vorkommen

II.

$$\text{Im}(1K4) = -(\bar{p} \times \bar{g})_K,$$

$$\text{Im}(14K) = -(\bar{p} \times \bar{g})_K, \quad (K \neq 1, 4),$$

$$\text{Im}(2K4) = \frac{3}{4} (\bar{p} \times \bar{p})_K,$$

$$\text{Im}(24K) = -(\bar{p} \times \bar{p})_K, \quad (K \neq 2, 4),$$

$$\text{Im}(3K4) = \frac{3}{4} (\bar{g} \times \bar{p})_K,$$

$$\text{Im}(34K) = (\bar{g} \times \bar{p})_K, \quad (K \neq 3, 4)$$

von Wert Null versehen sind, die
10.11.50, beiden Anteile können jeweils

$$\text{Re}(min) = \text{Re}(min_{(+)}) + \text{Re}(min_{(-)})$$

$$\text{und } \text{Im}(min) = \text{Im}(min_{(+)}) + \text{Im}(min_{(-)})$$

in jeweils einen symmetrischen und
einen antisymmetrischen Querschnitt
gespalten werden. Für die auf =

171 Spacing der Realanteile folgend:

$$\begin{aligned}
 \text{Re}(122)_{(+)} &= D_2^2 + D_2^2 - \frac{1}{2} \bar{q}_+^2 (1 - g_{+22}), \\
 \text{Re}(133)_{(+)} &= D_3^2 + D_3^2 - \frac{1}{2} \bar{q}_+^2 (1 - g_{+33}), \\
 \text{Re}(144)_{(+)} &= -2 \bar{D} \bar{D}, \\
 \text{Re}(123)_{(+)} &= D_2 D_3 + D_2 D_3 - \frac{1}{2} \bar{q}_+^2 g_{+23}, \\
 \text{Re}(132)_{(+)} &= D_3 D_2 + D_3 D_2 - \frac{1}{2} \bar{q}_+^2 g_{+32}, \\
 \text{Re}(124)_{(+)} &= 0, \\
 \text{Re}(142)_{(+)} &= 0, \\
 \text{Re}(134)_{(+)} &= 0, \\
 \text{Re}(143)_{(+)} &= 0, \\
 \text{Re}(213)_{(+)} &= \frac{7}{8} (D_1 D_3) - \frac{3}{4} \bar{D} \bar{D} g_{+13}, \\
 \text{Re}(231)_{(+)} &= \frac{7}{8} (D_1 D_3) - \frac{3}{4} \bar{D} \bar{D} g_{+31}, \\
 \text{Re}(211)_{(+)} &= \frac{7}{4} D_1 D_1 - \bar{D} \bar{D} (1 + \frac{3}{4} g_{+11}), \\
 \text{Re}(233)_{(+)} &= \frac{7}{4} D_3 D_3 - \bar{D} \bar{D} (1 + \frac{3}{4} g_{+33}), \\
 \text{Re}(244)_{(+)} &= 0, \\
 \text{Re}(214)_{(+)} &= 0, \\
 \text{Re}(241)_{(+)} &= 0, \\
 \text{Re}(243)_{(+)} &= 0, \\
 \text{Re}(242)_{(+)} &= 0,
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \text{Re}(312)_{(+)} &= \frac{1}{8} (D_1 D_2) + \frac{3}{4} \bar{D} \bar{D} g_{+12}, \\
 \text{Re}(321)_{(+)} &= \frac{1}{8} (D_1 D_2) + \frac{3}{4} \bar{D} \bar{D} g_{+21}, \\
 \text{Re}(311)_{(+)} &= \frac{1}{4} D_1 D_1 - \bar{D} \bar{D} (1 - \frac{3}{4} g_{+11}), \\
 \text{Re}(322)_{(+)} &= \frac{1}{4} D_2 D_2 - \bar{D} \bar{D} (1 - \frac{3}{4} g_{+22}), \\
 \text{Re}(344)_{(+)} &= 0, \\
 \text{Re}(314)_{(+)} &= 0, \\
 \text{Re}(341)_{(+)} &= 0, \\
 \text{Re}(324)_{(+)} &= 0, \\
 \text{Re}(342)_{(+)} &= 0, \\
 \text{Re}(412)_{(+)} &= \frac{1}{32} (25 D_1 D_2 - 9 \bar{D}^2 g_{+12}), \\
 \text{Re}(413)_{(+)} &= \frac{1}{32} (25 D_1 D_3 - 9 \bar{D}^2 g_{+13}), \\
 \text{Re}(423)_{(+)} &= \frac{1}{32} (25 D_2 D_3 - 9 \bar{D}^2 g_{+23}), \\
 \text{Re}(421)_{(+)} &= \text{Re}(412)_{(+)}, \\
 \text{Re}(431)_{(+)} &= \text{Re}(413)_{(+)}, \\
 \text{Re}(432)_{(+)} &= \text{Re}(423)_{(+)}, \\
 \text{Re}(411)_{(+)} &= \frac{25}{32} D_1^2 - \bar{D}^2 (1 + \frac{9}{16} g_{+11}), \\
 \text{Re}(422)_{(+)} &= \frac{25}{32} D_2^2 - \bar{D}^2 (1 + \frac{9}{16} g_{+22}), \\
 \text{Re}(433)_{(+)} &= \frac{25}{32} D_3^2 - \bar{D}^2 (1 + \frac{9}{16} g_{+33}).
 \end{aligned}$$

Wahrscheinlich für die reellen Anteile
schon über den antisymmetrischen

Table
IV.

$$\begin{aligned}
 \text{Re}(123)_{(-)} &= -\frac{1}{2} \bar{q}^2_+ g_{-2,3} \\
 \text{Re}(132)_{(-)} &= -\text{Re}(123)_{(-)} \\
 \text{Re}(213)_{(-)} &= \frac{1}{8} (\bar{D} \times \bar{p})_2 - \frac{3}{4} \bar{D} \bar{p} g_{-1,3} \\
 \text{Re}(231)_{(-)} &= -\text{Re}(213)_{(-)} \\
 \text{Re}(312)_{(-)} &= -\frac{1}{8} (\bar{q} \times \bar{p})_3 + \frac{3}{4} \bar{q} \bar{p} g_{-1,2} \\
 \text{Re}(321)_{(-)} &= -\text{Re}(312)_{(-)} \\
 \text{Re}(412)_{(-)} &= -\frac{9}{32} \bar{p}^2 g_{-1,2} \\
 \text{Re}(421)_{(-)} &= -\text{Re}(412)_{(-)} \\
 \text{Re}(413)_{(-)} &= -\frac{9}{32} \bar{p}^2 g_{-1,3} \\
 \text{Re}(431)_{(-)} &= -\text{Re}(413)_{(-)} \\
 \text{Re}(423)_{(-)} &= -\frac{9}{32} \bar{p}^2 g_{-2,3} \\
 \text{Re}(432)_{(-)} &= -\text{Re}(423)_{(-)}
 \end{aligned}$$

Spiegelsymmetrie folgt für die Imaginär-
anteile der Spaltung

$$\begin{aligned}
 \text{Im}(144)_{(+)} &= -(\bar{D} \times \bar{q})_K \\
 \text{Im}(14\bar{4})_{(+)} &= -\text{Im}(144)_{(+)} \\
 K &\neq 1, 4
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \text{Im}(2K4)_{(+)} &= -\frac{1}{8} (\bar{D} \times \bar{p})_K \\
 \text{Im}(2\bar{4}K)_{(+)} &= \text{Im}(2K4)_{(+)} \\
 \text{Im}(3K4)_{(+)} &= \frac{1}{8} (\bar{q} \times \bar{p})_K \\
 \text{Im}(3\bar{4}K)_{(+)} &= \text{Im}(3K4)_{(+)} \\
 K &\neq 2, 4 \\
 K &\neq 3, 4
 \end{aligned}$$

Acouste (11.11.59)

$$\begin{aligned}
 \text{Im}(1K4)_{(-)} &= \text{Im}(14K)_{(-)} \\
 \text{Im}(2K4)_{(-)} &= \frac{1}{8} (\bar{D} \times \bar{p})_K \\
 \text{Im}(2\bar{4}K)_{(-)} &= -\text{Im}(2K4)_{(-)} \\
 \text{Im}(3K4)_{(-)} &= -\frac{1}{8} (\bar{q} \times \bar{p})_K \\
 \text{Im}(3\bar{4}K)_{(-)} &= -\text{Im}(3K4)_{(-)} \\
 K &\neq 1, 4 \\
 K &\neq 2, 4 \\
 K &\neq 3, 4
 \end{aligned}$$

wobei die vollständige Spaltung
vorgesehen worden ist.

Annahme für Tabelle 122

$$\begin{aligned}
 [122] &= \bar{p}^2_2 + \bar{q}^2_2 - \frac{1}{2} \bar{q}^2_+ \\
 [133] &= \bar{p}^2_3 + \bar{q}^2_3 - \frac{1}{2} \bar{q}^2_+ \\
 [144] &= -2\bar{D}\bar{q} \\
 [1\bar{4}\bar{4}] &= -i(\bar{D} \times \bar{q})_K \\
 [14K] &= [1K4] \\
 [1\bar{4}\bar{3}] &= \bar{p}^2_2 + \bar{q}^2_3
 \end{aligned}$$

175

$$[122] = D_3 D_2 + \epsilon_3 \epsilon_2$$

$$[212] = 0$$

$$[312] = 0$$

$$[412] = 0$$

Es ist Kommutativ von 22, dann

$$g' = \lim_{p \rightarrow 0} 22 \text{ ist}$$

$$g'' = \frac{2}{9^2} (D_1^2 + \epsilon_1^2) - 1$$

$$g'_{12} = \frac{1 - \frac{1}{3} (D_1/D_2 + D_2/D_1)}{1 + D_1/D_2 + D_2/D_1}$$

$$g'_{33} = \frac{1 + \frac{1}{3} (\epsilon_1/\epsilon_3 + \epsilon_3/\epsilon_1)}{1 + \epsilon_1/\epsilon_3 + \epsilon_3/\epsilon_1}$$

$$g'_{44} = 1, \quad g'_{14} = g'_{41} = 0, \quad 1 \leq K \leq 3$$

Man erhält
Dunkelung in Seite 122

7.11.59

[min], besser raumzeitlicher
Anteil, so sehen Energiepunkte her-
vor aufbauen muss, das eine
Zweckheit mit dem elektrischen
wissenschaftlichen Energiepunkt
des T_{44} entsteht. Potentialsysteme
kann für ist aber die Lösung der

von 22, doch was nach Gl. 7.11.59
entsteht, das $\lim_{p \rightarrow 0} 22$ nicht existieren
kann, weil in der 22. Term der 22.
 $\frac{A_{12}}{A_{22}}$ mit $\bar{A}_{12} = \frac{A_{12}}{A_{22}}$ ist, $\frac{A_{12}}{A_{22}} \rightarrow 0$ mit
unten. Andererseits ist $\frac{A_{12}}{A_{22}} \rightarrow 0$ mit
dem 22. Term, nämlich
 $(p_1, p_2, p_3) \rightarrow 0$ äquivalent und
der 22. Term von $\frac{A_{12}}{A_{22}}$ hängt von der
Reihenfolge der zugehörigen
relativen $p_1 \rightarrow 0$ ab, voraus-
gesetzt, das $\bar{p}_1 \rightarrow 0$ nicht für alle
 g_{12} durchgeführt werden kann
was physikalisch auf die in-
mittelbare Verknüpfung der 22.
sowie der 22. Term als 22.
mit dem einheitlichen Gravitations-
feld $\bar{p}_1$ in T_{44} zurückgeht.
Andererseits kann es auch sein
22 die metrische Struktur der 22
ab $\bar{p}_1 \rightarrow 0$ wegen $g_{44} = 1$ und
Gl. 38 sein äquivalent in

177

$[g, i, i] \rightarrow -\frac{1}{2}E$, also in
 der pseudorealistischen Approximation
 kodiert $ig \rightarrow -\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix} = \frac{1}{2}ig$.
 Warum also in der (m, n) der
 zu $[m, n]$ führende Limes $\bar{p} \rightarrow 0$
 durchgefallen wird, kann man
 zeigen $ig \rightarrow \frac{1}{2}ig$, durchgefallen
 werden. Das Verschwinden von
 $\bar{p}$ bemerkt man natürlich auch
 das Verschwinden der Folge
 von $\bar{p}$ d. h. in $\mathbb{C} \cdot \{\bar{p}\} = \bar{p} \times \{\bar{p}\}$
 steht $\bar{p} \times \{\bar{p}\} = \frac{1}{2}ig$, während
 nach dem Kartesischen Prinzip
 $\lim_{\bar{p} \rightarrow 0} \mathbb{C} \cdot \{\bar{p}\} = \frac{1}{2}R$ ist, so dass sich
 für $\bar{p} \rightarrow 0$ die metrische Aus-
 sage $\frac{1}{2}R = \frac{1}{2}0$ ergibt, während
 aber stets eine endliche bzw.
 pseudorealistische Metrik $ge =$
 bemerkt ist. Mit $\bar{p} \rightarrow 0$
 und $ig \rightarrow \frac{1}{2}ig$, steht dann aber:

$$[122] = D_2^2 + \mathbb{C}_2^2 - \bar{q}_+^2,$$

$$[133] = D_3^2 + \mathbb{C}_3^2 - \bar{q}_+^2,$$

$$[144] = -2\bar{D} \bar{\mathbb{C}},$$

$$[123] = D_2 D_3 + \mathbb{C}_2 \mathbb{C}_3,$$

$$[132] = D_3 D_2 + \mathbb{C}_3 \mathbb{C}_2,$$

$$[124] = -i(\bar{D} \times \bar{\mathbb{C}})_2,$$

$$[134] = -i(\bar{D} \times \bar{\mathbb{C}})_3,$$

$$[142] = -i(\bar{D} \times \bar{\mathbb{C}})_2,$$

$$[143] = -i(\bar{D} \times \bar{\mathbb{C}})_3,$$

während alle $\bar{p}$ in $[m, n] = 0$
 für $m > 1$ werden. Die in der Form
 $\bar{p} \rightarrow 0$ und $ig \rightarrow \frac{1}{2}ig$ durchge-
 fallene Limesrelation lässt also
 nur g von den insgesamt 30
 Kompositionen von Wert 0 ver-
 schieden, es kann aber eine
 weiteres, eine Aussage in der die
 Länge dieser 9 Kompositionen
 (m, n) in $\frac{1}{2}T$ der R_0 gemacht
 werden, für welche $[m, n] \neq 0$
 bleibt.

178

170, dass 9 Komponenten $[T_{ik}] \neq 0$ müssen dabei $[T_{ik}]^4$ so ausgedrückt werden, dass $\lim_{T \rightarrow 0} [T_{ik}]^4 = 2T$ (elektromagnetischer Energieinhalt) bedeutet, was bereits bereits ist, weil immer $(\vec{D} \times \vec{E}) = 0$ bleibt, während T_{14} gegen T es spürt, werden Rarere, was auch für die ganze erste Zeile und die ganze erste Spalte gilt. Von den 9 Komponenten von $2T$ in R_0 ist also wegen dieser zu $2T$ führenden Lorentzrelation die Lage von 9 Komponenten im raumzeitlichen Anteil des Tensors aufgeführt das Grenzwert $[\text{min}] \neq 0$ bekannt, während der Wert für $\text{Korrelation } T_{kk}^2 = (\text{min})$ der ersten Zeile und ersten Spalte des raumzeitlichen Anteils noch offen ist. Für die raumzeitlichen Anteil

have also $[T_{ik}]_4 =$

geschickten werden, wobei die Antwort =
eine der Komponenten in der Raum-
bedeutung noch offen ist. Auch die
Auswertung der vorherigen
Kontrollierung
Fortsetzung von S. 129.

$$\begin{aligned}
\alpha_{4,2} &= \frac{\sum_{v=1}^6 (A_{(+)Kv} A_{(+)ve} + A_{(-)Kv} A_{(-)ve})}{-B_{(+,+)ve} - B_{(-,+)ve}} \\
\alpha_{2,2} &= D_2^2 + v_2^2 - \frac{7}{6} \overline{q}_+^2 + \frac{7}{6} \overline{q}_+^2 \frac{D_2 v_2}{\overline{q}_+} \\
\alpha_{2,3} &= D_2 D_3 + v_2 v_3 - \frac{7}{12} \overline{q}_+^2 \frac{(D_2 v_2 + \frac{1}{12} \overline{q}_+^2)}{\overline{q}_+} + \frac{1}{12} \overline{q}_+^2 \frac{(v_2 v_3)}{\overline{q}_+} \\
\alpha_{2,4} &= v_2^2 \\
\alpha_{3,2} &= \alpha_{2,3} \\
\alpha_{3,3} &= D_3^2 + v_3^2 + \frac{1}{6} \overline{q}_+^2 - \frac{1}{6} \overline{q}_+^2 \frac{v_3 v_3}{\overline{q}_+} \\
\alpha_{3,4} &= v_2^2 \\
\alpha_{4,2} &= v_2^2 \\
\alpha_{4,3} &= v_2 v_3 \\
\alpha_{4,4} &= v_2^2 + v_3^2
\end{aligned}$$

18.1

$$\begin{aligned}
 \beta_{1,2} &= \sum_{p=1}^6 (A_{(+)\kappa\nu} A_{(-)\nu\ell} + A_{(-)\kappa\nu} A_{(+)\nu\ell} - \\
 &\quad - B_{(+)\kappa\nu} B_{(-)\nu\ell} - B_{(-)\kappa\nu} B_{(+)\nu\ell}) \\
 &= 0, \\
 \beta_{2,2} &= \frac{1}{12} \gamma^2 \left(\frac{(\overline{D} \times \overline{D})_1}{\overline{D} \overline{D}} + \gamma \frac{(\overline{D} \times \overline{D})_1}{\overline{D} \overline{D}} \right), \\
 \beta_{2,3} &= 0, \\
 \beta_{2,4} &= 0, \\
 \beta_{3,2} &= -\beta_{2,3}, \\
 \beta_{3,3} &= 0, \\
 \beta_{3,4} &= 0, \\
 \beta_{4,2} &= 0, \\
 \beta_{4,3} &= 0, \\
 \beta_{4,4} &= 0, \\
 \beta_{\kappa\ell} &= \sum_{p=1}^6 (A_{(+)\kappa\nu} B_{(+)\nu\ell} + B_{(+)\kappa\nu} A_{(+)\nu\ell} + \\
 &\quad + A_{(-)\kappa\nu} B_{(-)\nu\ell} + B_{(-)\kappa\nu} A_{(-)\nu\ell}), \\
 &= 0, \\
 \beta_{2,2} &= 0, \\
 \beta_{2,3} &= 0, \\
 \beta_{2,4} &= -(\overline{D} \times \overline{D})_2,
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \beta_{3,2} &= 0, \\
 \beta_{3,3} &= 0, \\
 \beta_{3,4} &= -(\overline{D} \times \overline{D})_3, \\
 \beta_{4,2} &= \beta_{2,4}, \\
 \beta_{4,3} &= \beta_{3,4}, \\
 \beta_{4,4} &= 0, \\
 \epsilon_{\kappa\ell} &= \sum_{p=1}^6 (A_{(+)\kappa\nu} B_{(-)\nu\ell} + B_{(-)\kappa\nu} A_{(+)\nu\ell} + \\
 &\quad + A_{(-)\kappa\nu} B_{(+)\nu\ell} + B_{(+)\kappa\nu} A_{(-)\nu\ell})
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \epsilon_{2,2} &= 0, \\
 \epsilon_{2,3} &= 0, \\
 \epsilon_{2,4} &= 0, \\
 \epsilon_{3,2} &= 0, \\
 \epsilon_{3,3} &= 0, \\
 \epsilon_{3,4} &= 0, \\
 \epsilon_{4,2} &= 0, \\
 \epsilon_{4,3} &= 0, \\
 \epsilon_{4,4} &= 0
 \end{aligned}$$

Die Eliminationsmatrix ist am 17. 8. 21
 am 17. 8. 21
 wurde die Quotierung der Indizes 27 korrigiert
 welches in IT erfüllt plus gegeben

183 Kurzschlußung bedingt daß der ist. Antwort ist aber $M_{-KE} = 184$

außererwiesene, konjugierte Anseil
von ΣM aus den Feldensoren der elek =

fronmaguetisches und spawstatives
Felder (nach § 38 & auf den $\mathbb{R}_4$

bezogen) zusammengefasst seine
umß, weil sich sonst aus $\frac{1}{2} \Sigma M =$

= $\mathbb{F}$ minimal das elektromagnetische
Feldgesetz und Gl 8 d als

approximiertes Feldgesetz erge =
ben kann, was aber geformt werden

muß, weil diese Gesetze in der
natürlichen Wirklichkeit realisiert

sind. Es ist also $[M_{-KE}]_4 = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{1}{2} (\frac{1}{2} M_{(-1)} +$

$+ \frac{1}{2} M_{(-2)}) + \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} (\frac{1}{2} M_{(+1)} + \frac{1}{2} M_{(+2)}) =$

$$= \begin{bmatrix} 0 & \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} & i\phi_1 \\ -\frac{1}{2} & 0 & \frac{1}{2} & i\phi_2 \\ \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} & 0 & i\phi_3 \\ -i\phi_1 & -i\phi_2 & -i\phi_3 & 0 \end{bmatrix} + i[B_{(HKE)}]_4$$

also $\overline{\mathbb{F}} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\overline{\mathbb{F}}_+ + \overline{\mathbb{F}}_-)$ und $\overline{\mathbb{F}} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\overline{\mathbb{F}} - \frac{3}{4} \overline{\mathbb{F}})$

= $A_{(-)KE} + i B_{(+)(KE)}$ mit des lapp be =
reits $A_{(-)1,2} = \mathbb{F}_3$, $A_{(-)1,3} = -\mathbb{F}_2$,

$A_{(-)2,3} = \mathbb{F}_1$, $A_{(-)1,4} = 0$, $A_{(-)2,4} = 0$

$A_{(-)3,4} = 0$ und $B_{(+)(1,1)} \neq 0$, $B_{(+)(2,2)} \neq 0$

$B_{(+)(3,3)} \neq 0$, $B_{(+)(4,4)} \neq 0$, $B_{(+)(1,2)} = 0$,

$B_{(+)(1,3)} = 0$, $B_{(+)(2,3)} = 0$, $B_{(+)(1,4)} = \phi_1$,

$B_{(+)(2,4)} = \phi_2$, $B_{(+)(3,4)} = \phi_3$ fest. Wkt.

mit $\mathbb{F}_{KE}(\mathbb{X})$ der Primidealkteil der je =
weiligen Größe $\mathbb{X}_{KE} = (\alpha, \beta, \gamma, \epsilon)_{KE}$

für $v = 5$ und $v = 6$ bezeichnet
(denn über diese Größen gibt es noch

opt keine Aussagen) denn selbst =
 $\alpha_{2,2} = \sum_{v=1}^4 (\alpha) + \sum_{v=1}^4 (A_{(+)(2,2)}^2 + B_{(-)(2,2)}^2) -$

$-\mathbb{F}_3^2 - \mathbb{F}_1^2 - \mathbb{F}_2^2 - B_{(+)(2,2)}^2 - B_{(-)(2,2)}^2 -$

$\alpha_{3,3} = \sum_{v=1}^4 (\alpha) + \sum_{v=1}^4 (A_{(+)(3,3)}^2 + B_{(-)(3,3)}^2) -$

$-\mathbb{F}_2^2 - \mathbb{F}_1^2 - \mathbb{F}_3^2 - B_{(+)(3,3)}^2 - B_{(-)(3,3)}^2 -$

$\alpha_{4,4} = \sum_{v=1}^4 (\alpha) + \sum_{v=1}^4 (A_{(+)(4,4)}^2 + B_{(-)(4,4)}^2) -$

$-\mathbb{F}_1^2 - \mathbb{F}_2^2 - \mathbb{F}_3^2 - B_{(+)(4,4)}^2 - B_{(-)(4,4)}^2 -$

$\alpha_{1,3} = \sum_{v=1}^4 (\alpha) + \sum_{v=1}^4 (A_{(+)(1,3)}^2 + A_{(-)(1,3)}^2 -$

$B_{(-)(2,2)} B_{(-)(2,3)}) + \mathbb{F}_2 \mathbb{F}_3 - \mathbb{F}_2 \mathbb{F}_3$

Wiederholung

$$\begin{aligned}
 \alpha_{2,4} &= \sum_{2,4} (\alpha) + \sum_{2,4}^3 (A)_{2,4}^{2,4} A_{2,4}^{2,4} - \\
 &\quad - B_{(-)2,4}^{2,4} B_{(-)2,4}^{2,4} - \phi_2 (B_{(+),2,4}^{2,4} + B_{(+),4,4}^{2,4}), \\
 \alpha_{3,4} &= \sum_{3,4} (\alpha) + \sum_{3,4}^4 (A)_{3,4}^{3,4} A_{3,4}^{3,4} - \\
 &\quad - B_{(-)3,4}^{3,4} B_{(-)3,4}^{3,4} - \phi_3 (A_{(+),3,4}^{3,4} + B_{(+),4,4}^{3,4}), \\
 \pi_{2,2} &= \sum_{2,2} (\pi) + 2 A_{(+),2,2}^{2,2} \cdot \phi_2 - \\
 &\quad - 2 B_{(-),1,2}^{2,2} \phi_3 - 2 B_{(-),2,3}^{2,2} \phi_1 + 2 A_{(+),2,2}^{2,2} B_{(+),2,2}^{2,2}, \\
 \pi_{3,3} &= \sum_{3,3} (\pi) + 2 A_{(+),3,3}^{3,3} \phi_3 - \\
 &\quad - 2 B_{(-),1,3}^{3,3} \phi_2 - 2 B_{(-),2,3}^{3,3} \phi_1 + 2 A_{(+),3,3}^{3,3} B_{(+),3,3}^{3,3}, \\
 \pi_{4,4} &= \sum_{4,4} (\pi) + 2 \sum_{4,4}^3 A_{(+),4,4}^{4,4} \phi_4 + 2 A_{(+),4,4}^{4,4} B_{(+),4,4}^{4,4} - \\
 &\quad - \sum_{2,3} (\pi) + A_{(+),2,3}^{2,3} \phi_3 + A_{(+),3,4}^{2,3} \phi_2 - \\
 &\quad - B_{(-),1,3}^{2,3} \phi_1 - B_{(-),2,1}^{2,3} \phi_2 + A_{(+),2,3}^{2,3} (B_{(+),2,2}^{2,2} + B_{(+),3,3}^{2,2}), \\
 \pi_{2,4} &= \sum_{2,4} (\pi) + \sum_{2,4}^3 A_{(+),2,4}^{2,4} \phi_4 + A_{(+),4,4}^{2,4} \phi_3 - \\
 &\quad - B_{(-),1,4}^{2,4} \phi_1 + B_{(-),3,4}^{2,4} \phi_2 + A_{(+),2,4}^{2,4} B_{(+),2,2}^{2,2} + \\
 &\quad + B_{(-),1,4}^{2,4} \phi_3 + \sum_{2,4}^4 A_{(+),2,4}^{2,4} \phi_4 + A_{(+),4,4}^{2,4} \phi_3 + \\
 &\quad + B_{(-),1,4}^{2,4} \phi_2 - B_{(-),2,4}^{2,4} \phi_1 + A_{(+),3,4}^{2,4} B_{(+),3,3}^{2,2}, \\
 \pi_{2,3} &= \sum_{2,3} (\pi) + \phi_1 (A_{(+),2,2}^{2,2} - A_{(+),1,3}^{2,2}) - \\
 &\quad - \phi_2 A_{(+),1,2}^{2,2} - \phi_3 A_{(+),1,3}^{2,2} - B_{(+),2,2}^{2,2} B_{(+),2,3}^{2,2} - \\
 &\quad - \phi_2 B_{(-),1,3}^{2,2} - B_{(-),2,3}^{2,2} B_{(+),2,2}^{2,2} - B_{(+),2,3}^{2,2} \phi_3,
 \end{aligned}$$

18.11.59

$$\begin{aligned}
 A_{2,4} &= \sum_{2,4}^3 (A)_{2,4}^{2,4} + \sum_{2,4}^4 (A)_{2,4}^{2,4} A_{2,4}^{2,4} - B_{(-)2,4}^{2,4} \phi_2 \\
 &\quad - \phi_2 (B_{(+),2,2}^{2,2} + B_{(+),4,4}^{2,2}) - \sum_{k=1}^3 B_{(+),2,k}^{2,2} \phi_k, \\
 B_{3,4} &= \sum_{3,4} (\beta) + \phi_2 A_{(+),1,4}^{3,4} - \phi_1 A_{(+),2,4}^{3,4} - \\
 &\quad - B_{(-)3,4}^{3,4} (B_{(+),3,3}^{3,3} + B_{(+),4,4}^{3,3}) - \sum_{k=1}^3 B_{(+),3,k}^{3,3} \phi_k, \\
 E_{2,3} &= \sum_{2,3} (\varepsilon) + \sum_{2,3}^4 (A)_{2,3}^{2,3} B_{(+),2,3}^{2,3} + B_{(+),2,3}^{2,3} A_{(+),2,3}^{2,3} \\
 &\quad + \phi_1 (B_{(+),2,2}^{2,2} + B_{(+),3,3}^{2,2}), \\
 E_{2,4} &= \sum_{2,4}^4 (\varepsilon) + \sum_{2,4}^4 (A)_{2,4}^{2,4} B_{(+),2,4}^{2,4} + B_{(+),2,4}^{2,4} A_{(+),2,4}^{2,4} \\
 &\quad + \phi_1 \phi_2 + \phi_3 \phi_1, \\
 E_{3,4} &= \sum_{3,4} (\varepsilon) + \sum_{3,4}^4 (A)_{3,4}^{3,4} B_{(+),3,4}^{3,4} + B_{(+),3,4}^{3,4} A_{(+),3,4}^{3,4} \\
 &\quad + \phi_1 \phi_2 + \phi_2 \phi_1 - \phi_1 \phi_2,
 \end{aligned}$$

24.11.59

In allen Spaltenvertischen

Dieser Art stehen die Linienanteile $\sum_{k,2}^3$ auf, welche die Komponenten der 5. und 6. Dimension des π_6 enthalten, ist also welche nur soviel bekannt ist, dass sie die $\pi_{k,2}$ erzeugen, bevor, dass auf diese Weise die Komponenten von $[\pi_{k,2}]_4$ aus g_6 erhalten werden bedeutet aber, dass π_6 so beschaffen sein muss, dass für den

187 Anteil im R_4 die Proportionalität
 $[T_{k\ell}]_4 = \text{sp} [M_{k\ell}]_4 \times [M_{k\ell}]_4$ gilt.
 An äußere das elektromagnetische
 die Induktivgesetz mit ϵ und
 im Falle des Ladungs- und magnetischen
 freien R_3 auf die $[M_{k\ell}]_4 = 0$
 als Approximation herangezogen
 muß, während die Dispersionsgleichungen
 Annahmen für $[A_{(-)k\ell}]_4$ und
 $[B_{(+k\ell)}]_4$ gemacht. Man setzt
 sich aber, daß nach Gl. 39 b, wenn
 jetzt $1 \leq k, \ell \leq 3$ läuft, alle
 $\text{Re } T_{k\ell} = 0$ sowie $\text{Im } T_{44} = 0$ aber
 $\text{Re } T_{44} = 0$ sind; dies wird durch
 tatsächlich ist dann möglich, wenn
 die imaginäre Diagonale $B_{(+k\ell)} = 0$,
 $B_{(-)44} = 0$ ist, denn die $B_{(-)k\ell}$
 haben Werte von Null verschiedene
 Diagonale. Weiter sind für $\text{Re} =$
 Stimmungen von $[M_{k\ell}]_4$ bereits
 die Formeln

188

$$[A_{(-)k\ell}]_4 = \begin{pmatrix} 0 & \beta_1 & -\beta_2 & 0 \\ -\beta_3 & 0 & \beta_1 & 0 \\ \beta_2 & -\beta_1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \text{und}$$

$$[B_{(+k\ell)}]_4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & \beta_1 \\ 0 & 0 & 0 & \beta_2 \\ 0 & 0 & 0 & \beta_3 \\ \beta_1 & \beta_2 & \beta_3 & 0 \end{pmatrix} \quad \text{bekannt.}$$

Die Bestimmung der beiden anderen
 beiden Tensoren wird $\text{Re } T_{(\pm)m,n} =$
 $= (\alpha, \beta)_{m,n}$ und $\text{Im } T_{(\pm)m,n} =$
 $= (\beta, \epsilon)_{m,n}$ gesetzt und diese
 Größen $x_{m,n} \equiv (\alpha, \beta, \beta, \epsilon)_{m,n}$
 sind wieder als Funktionen der
 Spaltenvektoren von $M_{m,n} = A_{(+)m,n} +$
 $A_{(-)m,n} + i(B_{(+m,n)} + B_{(-m,n)})$ nach
 $\text{sp} [M_{m,n}]_4 \times [M_{m,n}]_4$ dargestellt
 nach Gl. 39 b. Für diese immer
 $\alpha'_{k\ell} \neq 0, \alpha'_{44} \neq 0, \alpha'_{k4} = 0$
 $\beta'_{k\ell} \neq 0, \beta'_{44} = 0, \beta'_{k\ell} = 0, \beta'_{44} = 0$

$\beta'_{K,4} \neq 0$, $\epsilon'_{K,4} = 0$, $\epsilon'_{K,4} \neq 0$

seine. Das $\beta'_{K,4} = 0$ folgt zweifelsfrei,

wenn $1 \leq j \leq 3$ ist, $x_i = \frac{1}{\varphi} \sum_{k=1}^3 \varphi_k^m y_k$

wenn $x_1 = B_{(-)1,2}$, $x_2 = B_{(-)1,3}$,

$x_3 = B_{(-)2,3}$ und $\varphi = \frac{(p_2 - p_1) p_3 p_3}{p_2 (p_3 - p_1) - p_2^2} /$
und $\frac{-p_1}{-p_1 - \varphi (p_1 - p_2)}$

$y_1 = -T_3 A_{(+)1,4} + T_3 A_{(+)2,4} + (T_1 - T_2) A_{(+)3,4}$

$y_2 = T_2 A_{(+)1,4} + (T_3 - T_1) A_{(+)2,4} - T_2 A_{(+)3,4}$

$y_3 = (T_2 - T_3) A_{(+)1,4} - T_1 A_{(+)2,4} + T_1 A_{(+)3,4}$

d.h. die $B_{(-)K,e}$ sind linear kombinierbar für $A_{(+)K,4}$. Hiermit kann

in den $y'_{K,e} = 0$ mit $K \neq 2$ $\beta = 0$

substituiert werden, was zu drei

weiteren Linearbedingungen $\sum_{k=1}^3 a_{i,k} (T_i - T_k)$

führt. Da die Funktionen $(A_{(+)K,4})^0$

$a_{i,k} \neq 0$ bleiben und die $A_{(+)K,4}$ Teil-

komponenten sind, können die

drei Linearbedingungen mit

der $A_{(+)K,4} = 0$ erfüllt werden,

was in die Linearaggregate für

$B_{(-)K,e}$ eintrifft $B_{(-)K,e} = 0$ ergibt. 190

Mit $A_{(+)K,4} = 0$ und $B_{(-)K,e} = 0$ werden

aber die Bedingungen $x'_{K,4} = 0$, $y'_{K,4} = 0$

$y'_{K,4} = 0$ und $\epsilon'_{K,e} = 0$ identisch

erfüllt. Es kommt also darauf an,

aus den $\beta'_{K,e} \neq 0$ die $B_{(-)K,4}$ zu

eliminieren.

9.5.60 Nach diesen Voraussetzungen

verfähren wurde also geprüft

$\sum T = [T_{i,K}]_6$, $\sum M = [M_{i,K}]_6$

gleichung 68

der algebraische Energie-Tensor ΣT

im R_6 aufgezählt und wie an

gewissen vorteilhaften

Formen ΣT aus $\sum T = M \times M$

abgeleitet. Da ΣT ein

offensichtlich Tensorfeld $\Sigma T =$

scheitert und ΣT keine

quadratischen Typ 6 ist, muß

191 eine R_6 existiert, d. h.
 neben den $1 \equiv 4$ Koordinaten x_1 des R_4 muß es noch die Koordinaten x_5 und x_6 geben, daß in diesem Bild der korrelativen Korrelationsbe-
 reich R_4 ebenso wie die $R_{\pm 4}$ als Hyperflächen eines R_5 er-
 scheinen, der seinerseits selbst eine eine Hyperfläche des R_6 ist.
 Nach genau der Dimensionszahl 6 ~~muß~~ ^{in Einheitskoordinaten} ~~unterworfen~~ ^{bestimmen} nach welchem die Dimensionszahl irgend eines Tensors stets endlich sein muß. Ist schließlich noch von 2M nur für antisymmetrische Teil 2M berücksichtigt, dann ist es
 genau so für 2M insgesamt
 $\binom{6}{2} = 15$ Komponenten.

Der graduelle ~~Grad~~ ^{Grad} der ~~elektro~~ ^{elektro} = 192
 magnetische Feldtensor in den $R_{\pm 4}$ hat je zwei jeweils $\binom{4}{2} = 6$ Kom-
 ponenten, so daß eine einheitseliche
 Feldtensor mindestens $6 + 6 = 12$
 Komponenten aufweisen muß.
 Im R_n gilt aber stets für die
 Komponentenanzahl eines anti-
 symmetrischen Tensors 2. Grades
 $\binom{n}{2}$, woraus folgt, daß ~~mindestens~~
 $n = 6$ sein muß, wenn
 12 Komponenten im Feldtensor
 unterzubringen sind. @ Wenn aber
 die Koordinaten x_1 mit $1 \equiv 4$
 $\equiv 6$ einen R_6 aufspannen in
 welchem das Tensorfeld ~~ist~~
Gleichung ~~ist~~ definiert ~~ist~~, daß
 dann ~~muß~~ es auch möglich sein,
 die Nullwertteilung dieses Fel-
 des festzustellen, weil der Begriff

193 der Verkettung unter von
der Dimensionszahl noch von der
Eigenschaft des Kart'ischen
abhang. für die approximative
Darstellung in R_4 folgt gemacht
 $\frac{\partial T}{\partial T} = [T_{i,4}]_4, \frac{\partial T}{\partial M} = [M'_{i,4}]_4$

Gleichung 80a

Aus bereits ergibt sich unmittelbar
 $\frac{\partial T}{\partial T} = \sum_{i=1}^4 \frac{\partial T}{\partial T_i}$ als Maß-
fichte logarithmische
 $\frac{\partial T}{\partial M} = \sum_{i=1}^4 \frac{\partial T}{\partial M_i}$ als Ham-
mable, setzt in symmetrischer
beziehung ein, so ist die
Beziehungen des Parameter
in der Form

$$\frac{\partial T}{\partial T} = \sum, \quad \frac{\partial T}{\partial M} = \overline{P}$$

als Folgegleichung dargestellt
werden können. nach 80a haben
Gleichung 81

alle Komponenten der beiden $T_{i,4} = 197$
sowie die gleichen Dimensionszahlen,
auf welchem Grund
sowie auch die Ableitungen nach
 x_5 und x_6 nach 80a erhalten
die gleiche Dimensionszahl, haben
wie $\frac{\partial T}{\partial T}$, bzw. $\frac{\partial T}{\partial M}$,
dies bedeutet aber, daß die Root
Maße x_5 und x_6 nicht genau
realisiert sein können, sondern
in Erweiterung des R_4 als
Laugen Dimensionalität sind.
nach der Feststellung, daß die
Dimensionseigenschaften
besteht die Möglichkeit, x_5 und
 x_6 zu interpretieren. nach 80a
werden die Operatoren $\frac{\partial}{\partial x_5}$ und
 $\frac{\partial}{\partial x_6}$ nur auf die Komponenten
der Form $T_{i,5}, M_{i,5}$ bezogen.
 $T_{i,6}, M_{i,6}$ mit $i \leq 6$.
nach 80a erhalten aber 81

195 $T_{L,5}$ Die gravitations-
 sehen mit die $T_{L,6}$ die gravitations-
 magnetischen Korrelationen
 multiplikativ. Nach dem elektrischen
 magnetischen Feldtheoremsatz
 besteht aber eine Relation zwischen
 dem elektrischen und magnetischen
 Feld darin, daß ein magnetischer
 Feldvektor nicht als
 Folge einer relativen Geraden-
 schen Ortsänderung (T_3) eines
 elektrischen Vektors erscheinen
 kann und im Falle einer Relativ-
 schwindigkeit Relativbewegung
 $\vec{v} = \vec{0}$ selbst verschwindet,
 während der elektrische Feld-
 vektor auch für $\vec{v} = \vec{0}$ vom
 Nullvektor verschieden bleibt.
 Die proportional multiplikative
 Korrelation zwischen $\vec{p}$ und $\vec{D}$

in den $T_{L,5}$ Raum voraus 196
 überträgt nicht verschwinden,
 was für $\vec{p}$ und $\vec{E}$ bei $T_{L,6}$ für
 den statischen Fall zwischen den
 statischen Raum. Für die Energie-
 Dichte folgt $\eta = D^2 + E^2$, was
 zu $\eta = D^2$ werden kann, da $\vec{E} = \vec{0}$
 möglich ist. Andererseits
 gilt in $T_{L,4}$ immer $\eta = a \cdot c^2$
 wenn a die Dichte einer $T_{L,4}$ -
 messung ist, soaps in $T_{L,4}$
 immer a ist. D^2 ausdrück-
 bar ist. Dies bedeutet aber daß
 die multiplikative Korrelation
 zwischen $\vec{p}$ und $\vec{D}$ auch in die-
 se geraden $\vec{p}$ und $\vec{D}$ Hagen
 für die $T_{L,4}$ $\vec{p}$ und $\vec{D}$ Hagen
 dass vorstellt. Diese Korre-
 lation kennzeichnet aber das
 proportionalisierbare eines Hagen
 proportionalitäts mit $\vec{p}$ und $\vec{D}$

197 Organisationsgrad eines Systems von Charakteristika, die in einer wechselseitigen Korrespondenz stehen, denn diese Korrespondenz kann nach den höheren angegebenen Austauschregeln, nur über $\bar{p}$ gehen. Die Organisation ist also ein System beschreibender Glieder und also in dem $T_{k,5}$ bzw. $T_{5,k}$ von $\overline{\partial T}$ enthalten und in $\overline{\partial T} = \overline{\partial H}$ der $Ql.$ ~~60~~ ^{80} steht der Operator $\frac{\partial}{\partial x_5}$ und auf diese Komponenten ein, so daß sich der Organisationsgrad mit x_5 vermindert. Jeder Organisationsgrad eines Systems hat aber in Richtung x_5 eine Qualitative Bewertung, weil jedes System im T_3 gleich weit einer

1) Diskase in Korrespondenz TKK , 198,
wobei die gültige Finalbestimmung
eines Organisationsstatus gegeben ist
die Organisationsstatus mit $g_{\text{el}} =$
licher Finalbestimmung, wenn
aber als Euteleale definiert werden
sollaus folgt, dass sich die eute-
leischen Bewertungen eines
Systems in Funktion x_5 bewert-
fasse, was wiederum die Fater-
pretation der Koordination x_5
als euteleische Dimensionen
unabhängig. Offensichtlich kann jedoch
und TK als einheitlicher Fall
beurteilt die euteleische Fater-
heit des Systems ist der dem vor-
relativationsbereich TK_4 , sodass
neuer in TK werden die ~~neuer~~
~~phänomenologischen~~
~~aktuelle~~ ~~TK~~ ~~Phänomen~~ der $\text{TK}_{\pm 4}$, die
nicht den TK_4 in Korrelationen

201 bezogen auf die drei Raumdi-
mensionen der Objektsdimension,
die Zeit, die physikalische
und ätherische Dimensionen
werde als ätherische Welt, oder
Raum als Welt, bezeichnet, nach
dieser Interpretation ist es nun=
nicht möglich, dass ätherische
Welt zu konstruieren die aus=
gleichzeitigen im Sinne einer
Äthertheorie in dieser Welt
zu beschreiben und eine metro-
metrische Analyse ang-
enommen, aus welcher sich
eine richtige Auffassung der
Quantenstufen und ihrer Theorie
des zeitlichen Lebensablaufes
des Universums (τ_0) ergeben
muss, weil dieses Universum
eine Hyperfläche (Minkowski)

des Universums (τ_4) und diese 202
eine Hyperfläche der ätherischen
Welt (τ_0) ist.