Libovický

Technické

[illegible]

Band X

116/72K

Kap. VII	Metrische Dynamik & dynamisches Hinkleinkonzept = Solitonen. (Fortsetzung von VI)	S. 1
	1.) Spinorientierte Hypothese des metrischen Wechselwirkungs (Forts) S. 1	
	3) Der Fundamentalkonstanten und Konvergenzfeldsektoren S. 29	
	zu Bd VIII Kap V 7) Transzendente metrische Funktionen und Feldstrategieänderung	S. 97
	zu Kap VII Fortsetzung 2.) Zustandsselektoren im metrischen Fraktionen Raum S. 123	
	~~4) Die Raumdynamik und seine metrischen kinematischen dynamischen Gesetze~~ der Raumdynamik und ihre Wirkgleichung S. 140,	

Kapitel VII

Metrodynamik äonischer Strukturen = Kondensationen (Forts. v. Bd. IX) S. 192

1.) Spinoriantiertes Hyperstrukturs des metrischen Weltkontinuums (Fortsetzg. v. Bd. IX) S. 192

Zerlegen $\hat{\{\}}^{*}_{(\mu\nu)} \neq \hat{\{\}}_{(\mu\nu)} = \{\}_{(\mu\nu)} + \hat{\{\}}_{(\mu\nu)} -$, wobei der Zusammenhang $\hat{\{\}} = \sum_{\mu,\nu=1}^{3} \hat{\{\}}_{(\mu\nu)} +$ und $\sum_{\mu,\nu=1}^{3} \hat{\{\}}_{(\mu,\nu)} - = 0$ besteht. Mit einem geeigneten Parameter σ für die Gleichungen der geodätischen Linien in kontravarianten kartesischen Koordinaten

$$\ddot{x}^{i} + \{{}^{i}_{k\,l\}}\, \dot{x}^{k} \dot{x}^{l} = 0$$

bezw.

$$\ddot{x}^{i} + \{{}^{i}_{k,l\}_{(\mu\nu)}}\, \dot{x}^{k} \dot{x}^{l} = 0$$

im Bivektorfeld, sodaß die sechsfach unendliche Schar geodätischer Linien festliegt, wenn die äonischen Feldfunktionen $\hat{\{\}}$ bezw. $\hat{\{\}}_{(\mu,\nu)}$ vorgegeben sind. Zugleich ist mit dieser Schar geodätischer Linien nicht nur ein geodätisches Koordi-

nach 95
30.7.60

2 Metriksystem ξ^i gegeben sind auch dasjenige Gitterwerke geodätischer Linien vor dem die metrische Hyperstruktur aufgespannt wird. Da immer im Bezug auf das geodätische Koordinatensystem, $\hat{\xi}^i = 0$ wird, muß in diesem Fall $\hat{\{\}} = \hat{0}$, aber auch $\hat{\{\}}_{(\mu\nu)} = \hat{0}$ für alle Binärfeldelemente mit Feldkern gelten, was aber sowohl $\overline{zg} = \text{const.}$ als auch $\overline{zg}_{(\nu)} = \text{const}$ zur Folge hat. Die Werte für diese Konstanten Tensorkomponenten folgen wiederum unmittelbar aus $\hat{\{\}}$ bezw $\hat{\{\}}_{(\mu\nu)}$, sodaß auch die Konstanten Fundamentalkennzahlen von diesen äquivalenten Funktionen des metrischen Feldes bestimmt werden. Aus dieser Konstanz

wiederum folgt unmittelbar die 3 Konstanten der entsprechenden metrischen ~~Koor~~ Determinanten g und $g_{(\nu)}$. Führt man, wenn die $\underline{\nu}^{KK}$ = ~~$x^{k} \cdot x^{k}$ nach 4'A VIII 5~~ metrische Richtungsgroßen sind, als weitere Konstante $\alpha = \cancel{|g|}$ $= \left(|g| \prod_{K=1}^{6} \underline{\nu}^{KK}\right)^{1/2}$ und $\alpha_{(\nu)} = \left(|g_{(\nu)}| \prod_{K=1}^{6} \underline{\nu}^{KK}_{(\nu)}\right)^{1/2}$ ein, dann folgt unmittelbar für die metrische Elementarzelle $\Delta\Omega = \alpha\,\tau^3$ im Kompositionsfeld, oder $\Delta\Omega_{(\nu)} = \alpha_{(\nu)}\,\tau^3$, weil im R_6 stets $q = 3$ zu setzen ist. Die metrischen Grundeigenschaften des R_6 werden demnach zusammengefaßt in

$q = 3, \quad L = 15, \quad \Delta\Omega = \alpha\,\tau^3$

$\Delta\Omega_{(\nu)} = \alpha_{(\nu)}\,\tau^3,$

$\alpha = \left(|g| \prod_{K=1}^{6} \underline{\nu}^{KK}\right)^{1/2}, \quad \alpha_{(\nu)} = \left(|g_{(\nu)}| \prod_{K=1}^{6} \underline{\nu}^{KK}_{(\nu)}\right)^{1/2},$

$g = \text{const}, \quad g_{(\nu)} = \text{const}$

Gleichung 188

4 Die metrischen Eigenschaften des Gitters der metronischen Hyperstruktur sind demnach in infinitesimaler Form bezogen auf die x^{κ}, durch $\hat{\{\}}$ bezw. $\hat{\{\}}_{(\mu\nu)}$ vorgegeben, sodaß die Rekonstruierung des R_6 durchführbar ist, wenn es gelingt, die Feinstrukturen der $L = 15$ einfachen metronischen Tensoren in Form von Feinstrukturelektronen zu ermitteln. Da jede nichtenpleidische Krümmung $\overline{{}^{2}g} \neq \overline{{}^{2}E}$ des R_6 eine Weltlinienkrümmung bedeutet, erscheint es angebracht alle diese Strukturen auf eine völlig leere Welt zu beziehen, weil sind $\hat{\{\}}_{(\mu\nu)} = 0$ d. h. in den ~~atomischen Feldgleichungen 92~~

$$\cancel{\mathfrak{C}; \hat{\{\}} = \overline{\lambda} \times \hat{\{\}} \quad \text{bezw.} \quad 98}$$

$$\cancel{\Lambda(\mu,\nu); \hat{\{\}}_{(\mu\nu)} = \overline{\lambda}_{(\mu\nu)} \times \hat{\{\}}_{(\mu\nu)}}$$

müssen, wenn die Welt leer sein soll, alle Eigenwertspektren leer sein. Wenn diese Bedingung der leeren Welt $\overline{\lambda} = \overline{\lambda}_{(\mu\nu)} = \overline{0}$ in die Feldgleichungen eingesetzt wird, dann folgt $\mathfrak{C}; \hat{\{\}} = \overline{{}^{4}0}$ und $\Lambda(\mu\nu); \hat{\{\}}_{(\mu\nu)} = \overline{{}^{4}0}$ oder, wenn die operatorische Darstellung metrischer Größen berücksichtigt wird, $\overline{{}^{4}R} = \overline{{}^{4}0}$ und $\overline{{}^{4}R}_{(\mu\nu)} + \overline{{}^{4}\mathfrak{C}}_{(\mu\nu)} = \overline{{}^{4}0}$, was nur für $\overline{{}^{4}R}_{(\mu\nu)} = \overline{{}^{4}0}$ und $\overline{{}^{4}\mathfrak{C}}_{(\mu\nu)} = \overline{{}^{4}0}$ möglich wird, denn wegen $\overline{{}^{4}R} = \sum_{\mu\nu=1}^{3} \left(\overline{{}^{4}R}_{(\mu\nu)} + \overline{{}^{4}\mathfrak{C}}_{(\mu\nu)} \right)$ ergibt sich daraus $\overline{{}^{4}R} = \overline{{}^{4}0}$ von selbst und umgekehrt. Mit $\overline{{}^{4}R}_{(\mu\nu)} = -\overline{{}^{4}\mathfrak{C}}_{(\mu\nu)}$ ist diese Bedingung nicht zu erfüllen, weil der Operator $\mathfrak{C}(\mu\nu)$ ein Differential — aber $D(\mu\nu)$ ein Multiplikationsoperator ist. $\overline{{}^{4}R} = \overline{{}^{4}0}$ kennzeichnet die leere

Welt als euklidisch $\overline{{}^2g} = \overline{{}^2E}$ in der sich geradlinige Weltlinien von selbst verstehen während für die äußeren Feldfunktionen wegen der Leere der Welt ~~und~~ als Folge von $\overline{{}^2g} = \overline{{}^2E}$ stets $\hat{\{\}} = \hat{\{\}}_{(\mu\nu)} = \hat{0}$ in Koordinatenvariablen kartesischen Koordinaten (positiv orientiertes Orthogonalsystem) gilt, daß die geodätischen Weltlinien in der leeren Welt geradlinig sind, was deren auch für die geodätischen Koordinaten gelten muß. Da außerdem in einer leeren Welt nichts geschehen kann und weder eine Rotationsbewegung noch eine zeitliche Veränderung des R_3 möglich ist, muß auch für die

Transformationsmatrix im Falle geradliniger Weltlinien $\hat{\mathfrak{E}} = \hat{\mathfrak{E}} = \hat{E}$ gelten, d. h. für die Richtungskosinus einer solchen Weltlinie mit den Koordinatenachsen folgt $\cos\alpha_K = 0$ für $K \neq 4$ aber $\cos\alpha_4 = 1$, woraus hervorgeht, daß die sechsparametrige unendliche Schar geradliniger geodätischer Weltlinien ein Orthogonalsystem bildet woraus die Orthogonalität der geradlinigen geodätischen Koordinaten hervorgeht während die positive Orientierung willkürlich festgesetzt werden kann. In dieser leeren Welt gilt demnach wegen $\overline{{}^2g} = \overline{{}^2E}$ und $\overline{{}^2g}_{(\nu)} = \overline{{}^2E}$ stets $g = g_{(\nu)} = 1$ und $\prod_{K=1}^{6} \underline{\nu}^{KK} = \prod_{K=1}^{6} \underline{\nu}^{KK}_{(\nu)} = 1$,

8 also $\alpha = \alpha_{(\nu)} = 1$ und $\Delta\Omega = \Delta\Omega_{(\nu)} = \tau^3$ für die metrische Elementarzelle, also

$$\overline{\lambda} = \overline{\lambda}(\mu\nu) = \overline{0}, \quad \hat{\{\}} = \hat{\{\}}_{(\mu\nu)} = \hat{0},$$
$$\overline{{}^2g} = \overline{{}^2g}_{(\nu)} = \overline{{}^2E}, \quad \hat{\mathfrak{C}} = \hat{\mathfrak{C}} = \hat{E},$$
$$\Delta\Omega = \Delta\Omega_{(\nu)} = \tau^3 = \Delta$$

Gedankung 85a

da diese Welt raumzeitlich orthogonal leer sein soll und alle Koordinaten $x^{\underline{k}} = \xi^{\underline{k}}$ gleich geodätisch sind, und alle Projektionen irgendwelcher endlicher Definitionsbereiche rechteckig begrenzt sind die gesamte leere Welt erscheint in den Intervallen $-\infty < x^{\underline{k}} < +\infty$. Auch die Subraster aller Feldstrukturen der einfachen metrischen Bereiche sind demnach eben und in diesen ebenen Subrastern dürfen die $L = 15$ Feldstrukturselektoren, die aber nicht bestimmt zu werden brauchen, weil $x^{\underline{k}} = \xi^{\underline{k}}$ gilt und keine Distribution mante eines Definitionsbereiches definiert ist. Alle Subraster der Feldstrukturen einfacher metrischer Bereiche sind eben und die geodätisch begrenzten Netzen müssen rechteckig erscheinen. Da aber keine Koordinatendehnungen existieren können, weil ${}^2g = {}^2E$ ist müssen die Rechteckskanten gleich sein, sodaß für die Netzen eines jeden der 15 Subraster $\Delta^2 = \tau$ oder für die Kantenlänge $\Delta s = \sqrt{\tau}$ gilt. damit ist aber simultanbar das metrische Gitter gegeben, denn für die geodätischen Koordinaten gilt stets $\xi^{\underline{k}} = n^{\underline{k}} \cdot \sqrt{\tau}$ mit den Netzzahlen $n^{\underline{k}} = Z^{(\underline{k})} \cdot n$ mit den kontravarianten Koordi=

10 matrosselektor $Z^{(k)}()^{k}$ Auf diese Weise ist aber auch der kontravariante Gitterselektor $\mathcal{C}^{k} = \sqrt[\alpha]{E}\, Z^{(k)}$ gegeben, derart, daß sich für das metronische Gitter $\underline{\xi}^{k} = \mathcal{C}^{k} ; n$ oder mit dem normierten Orthogonalsystem $(\bar{e}^{i}\, \bar{e}^{k})_6 = \hat{E}$ der Einheitsvektoren orientiert $\bar{\xi}_k = \bar{\mathcal{C}}_k ; n$ mit dem orientierten Gitterselektor $\bar{\mathcal{C}}_k = \bar{e}_k \sqrt[\alpha]{E}\,()_k$, weil wegen $\overline{{}^2g} = {}^2\bar{E}$ keine Unterscheidung zwischen Ko- und Kontravariant notwendig ist. Mit diesem Gitterselektor ist aber zugleich der orientierte Hyperselektor gegeben, denn, wegen der Gestalt $\xi_k = x_k$ und $\bar{x}_k = \bar{X}_k ; n$ folgt für den orientierten Hyperselektor $\bar{X}_k = \bar{\mathcal{C}}_k$. Für den Fundamentalselektor $\overline{{}^2g} ; n = \overline{{}^2g}$ gilt die metronometrische Fundamentalbeziehung $\gamma^{ik}\, \gamma_{ik} = E$ oder $\nu^{ik}\, \gamma_{ik} ; n = 1$. Wegen $\overline{{}^2g} = {}^2\bar{E}$, also $\overline{{}^2g} ; n = {}^2\bar{E}$ wird $\gamma_{ik} ; n = \delta_{ik}$, was eingesetzt $1 = \nu^{ik}\, \gamma_{ik} = \nu^{ik}\, \delta_{ik} = \sum_{k=1}^{6} \nu^{kk} = \sum_{k=1}^{6} \nu_{kk}$ liefert. Auf diese Weise liegen aber alle Bestimmungsstücke der metronischen Hyperstruktur für einen leeren Welt R_6 fest. Diese Hyperstruktur wird demnach beschrieben durch $\bar{x}_k = \bar{X}_k ; n$, $\bar{X}_k = \bar{e}_k \sqrt[\alpha]{E}\,()_k$, $(\bar{e}_i\, \bar{e}_k)_6 = \hat{E}$, $\sum_{k=1}^{6} \nu_{kk} = 1$

$k \leq 3$ $\bar{X}_k = i\, \bar{e}_k \sqrt[\alpha]{E}\,()_k$, Gleichung 108 b ~~85 b~~,
$k > 3$
weil für $k > 3$ die Dimensionen imaginär sind.

1.8.60 Da jedem Lektor, nach den Ergebnissen der Lektonenstatik, neben dem Konstantbetrag τ noch

ein invarianter Spinselektor $\overline{{}^2P} = \frac{1}{\tau} ROT_6 \overline{\Phi}$ mit dem Spinfeldselektor $\overline{\Phi}$ zukommt, ist jeder metronischen Hyperstruktur für eine Spinstruktur überlagert. Für ein Einzelmetron kann immer die Metronenziffer $n = 1$ angenommen werden, das für den Metronentensor ${}^2\overline{\tau} = (ROT_6 \overline{\Phi}) : 1$ liefert. Allgemein gilt $\tau\, {}^2\overline{P} \cdot n = \tau\, {}^2\overline{p}$ für beliebige n. Hierin ist ${}^2\overline{p} = -{}^2\overline{p}^{\times}$ mit ${}^2\overline{p} = [(1-\delta_{ik})\, n_{ik}]_6$. Die Metronenziffer n_{ik} ist in diesem Tensor antihermitesch, denn für den leeren, also euklidischen, R_6 sind in den $n_{ik} = -n_{ki}$ die Richtungsgrößen ± 1 oder $\pm i$ enthalten, derart, daß die n_{ik} die Metronenziffern der feinstrukturierten Subraster aller

$L = 15$ einfachen Tensoren angibt. Auf jeden Fall sind die Koordinaten x_k des R_6 für $k < 4$ reell, aber für $k \geq 4$ imaginär und dies bedeutet, für $n_{ik} = 0$, $\mathrm{Re}\, n_{ik} > 0$ für $i, k < 4$, aber für $n_{ik} > 0$, $\mathrm{Re}\, n_{ik} = 0$ für $i < 4$ und $k \geq 4$ und für $n_{ik} = 0$, $\mathrm{Re}\, n_{ik} < 0$ für $i, k \geq 4$ mit $i < k$. Da weiter grundsätzlich wegen der euklidischen Eigenschaften $|n_{ik}| = 1$ ist, folgt für den Metronentensor der leeren Welt

$$\overline{{}^2\tau} = \tau \begin{bmatrix} 0 & +1 & +1 & +i & +i & +i \\ -1 & 0 & +1 & +i & +i & +i \\ -1 & -1 & 0 & +i & +i & +i \\ -i & -i & -i & 0 & -1 & -1 \\ -i & -i & -i & +1 & 0 & -1 \\ -i & -i & -i & +1 & +1 & 0 \end{bmatrix},$$

was die komplexe Spaltung

$$\overline{{}^2\tau} = \tau \begin{bmatrix} 0 & +1 & +1 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & +1 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & +1 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & +1 & +1 & 0 \end{bmatrix} + i\tau \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & +1 & +1 & +1 \\ 0 & 0 & 0 & +1 & +1 & +1 \\ 0 & 0 & 0 & +1 & +1 & +1 \\ -1 & -1 & -1 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & -1 & -1 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & -1 & -1 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

ermöglicht.

2.5.60. Die Hermitesche liefert

$$\frac{1}{\tau^2}\, Sp\, \overline{{}^2\tau} \times \overline{{}^2\tau} = \begin{bmatrix} 1 & 2 & 4 & 4i & 2i & 0 \\ 2 & 1 & 2 & 2i & 0 & -2i \\ 4 & 2 & 1 & 0 & -2i & -4i \\ 4i & 2i & 0 & 1 & 2 & 4 \\ 2i & 0 & -2i & 2 & 1 & 2 \\ 0 & -2i & -4i & 4 & 2 & 1 \end{bmatrix} =$$

14

$$= \begin{bmatrix} 1 & 2 & 4 & 0 & 0 & 0 \\ 2 & 1 & 2 & 0 & 0 & 0 \\ 4 & 2 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 2 & 4 \\ 0 & 0 & 0 & 2 & 1 & 2 \\ 0 & 0 & 0 & 4 & 2 & 1 \end{bmatrix} + i \cdot \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 4 & 2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2 & 0 & -2 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -2 & -4 \\ 4 & 2 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 2 & 0 & -2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -2 & -4 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix},$$

weitere Iteration $sp\,{}^2\overline{\tau} \times sp\,{}^2\overline{\tau} \times {}^2\overline{\tau}$ $\sim \tau^3 = \Delta\Omega$ oder ~~$sp\,{}^2\overline{\tau} \times {}^2\overline{\tau}$~~

$sp\,(sp\,{}^2\overline{\tau} \times {}^2\overline{\tau}) \times {}^2\overline{\tau} \sim \tau^3$

liefern weitere komplexe Tensoren, welche dem Volumen der metrischen Elementarzelle proportional sind. Es ist

$$\frac{1}{\tau^3}\, sp\,({}^2\overline{\tau} \times sp\,{}^2\overline{\tau} \times {}^2\overline{\tau}) = \begin{bmatrix} 0 & 3 & 9 & 9i & 3i & i \\ -3 & 0 & 3 & 3i & i & 3i \\ -9 & -3 & 0 & i & 3i & 9i \\ -9i & -3i & -i & 0 & -3 & -9 \\ -3i & -i & -3i & 3 & 0 & -3 \\ -i & -3i & -9i & 9 & 3 & 0 \end{bmatrix} =$$

$$= \begin{bmatrix} 0 & 3 & 9 & 0 & 0 & 0 \\ -3 & 0 & 3 & 0 & 0 & 0 \\ -9 & -3 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -3 & -9 \\ 0 & 0 & 0 & 3 & 0 & -3 \\ 0 & 0 & 0 & 9 & 3 & 0 \end{bmatrix} + i \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 9 & 3 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 3 & 1 & 3 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 3 & 9 \\ -9 & -3 & -1 & 0 & 0 & 0 \\ -3 & -1 & -3 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & -3 & -9 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

3.8.60 Hat das Matrizenspektrum von $(sp\,{}^2\overline{\tau} \times {}^2\overline{\tau}) \times {}^2\overline{\tau}$ gebildet, dann geht sich, $sp\,({}^2\overline{\tau} \times sp\,{}^2\overline{\tau} \times {}^2\overline{\tau}) - sp\,(sp\,{}^2\overline{\tau} \times {}^2\overline{\tau}) \times {}^2\overline{\tau} = {}^2\overline{0}$ und 15

diese Kommutativität ist der Nachweis dafür daß $sp\,{}^2\overline{\tau} \times (sp\,{}^2\overline{\tau} \times {}^2\overline{\tau}) \sim \tau^3$ eindeutig ist.

4.8.60 Es kann noch die Determinante des Metrumtensors gebildet werden. Bei der Entwicklung dieser Determinante geht sich $\frac{1}{\tau^6}\,|{}^2\overline{\tau}|_6 = 1$, also $|{}^2\overline{\tau}|_6 = \tau^6 = \Delta^2$. Die Eigenschaften des Metrumtensors und der Spinorientierung werden demnach zusammengefaßt in

${}^2\overline{\tau} = (ROT_6\,\overline{\Phi})$; 1, $\tau^2 P = ROT_6\,\overline{\Phi}$,

$$\overline{{}^2\tau} = \tau \cdot \begin{bmatrix} 0 & 1 & 1 & i & i & i \\ -1 & 0 & 1 & i & i & i \\ -1 & -1 & 0 & i & i & i \\ -i & -i & -i & 0 & -1 & -1 \\ -i & -i & -i & 1 & 0 & -1 \\ -i & -i & -i & 1 & 1 & 0 \end{bmatrix},$$

$$sp\,\overline{\tau} \times (sp\,{}^2\overline{\tau} \times {}^2\overline{\tau}) = \Delta \cdot \begin{bmatrix} 0 & 3 & 9 & 9i & 3i & i \\ -3 & 0 & 3 & 3i & i & 3i \\ -9 & -3 & 0 & i & 3i & 9i \\ -9i & -3i & -i & 0 & -3 & -9 \\ -3i & -i & -3i & 3 & 0 & -3 \\ -i & -3i & -9i & 9 & 3 & 0 \end{bmatrix},$$

$|{}^2\overline{\tau}|_6 = \Delta^2$.

Gleichung 108 ~~$\overline{\tau}$~~

Damit sind die Eigenschaften einer metronischen Elementarzelle umschrieben, derart, daß auch eine Aussage über die möglichen Spinorientierungen der $2L = 30$ begrenzenden Metronen einer solchen Zelle gemacht werden können.

22.8.60 Da, wegen $\overline{ROT_6\,\Phi} = -(ROT_6\,\Phi)^x$, stets auch $\overline{2P} = -{}^2\overline{P}^x$ und damit auch aus der Metronentensor antihermitesch ist, aber die $2L = 30$ von Null verschiedenen Komponenten die Spinorientierungen derjenigen Metronen beschreiben, welche die metronische Elementarzelle Δ des R_6 begrenzen, müssen sich grundsätzlich alle metronischen Spine innerhalb einer solchen als geschlossenes System paarweise kompensieren. Hierfür gibt es naturgemäß sehr viele Möglichkeiten, doch muß wegen der vorausgesetzten Leere der äußeren Welt das Fehlen metrischer Strukturen gefordert werden und dies wieder um bedingt eine völlige Isotropie sowohl der Hyperstruktur, als auch der überlagerten Spinorientierung des metronischen Weltraums. Neben dieser Isotropieforderung muß aber, auch in der leeren Welt, eine Strukturpotenz angenommen werden, denn tatsächlich ist die Welt nicht leer und die vorhandenen Strukturen müssen, aufgrund einer vorhandenen Strukturpotenz aus einer leeren Welt hervorgegangen sein. Die Isotropieforderung der Hyperstruktur wird bereits durch die euklidische Infinitesimal-

mehrfach im Falle der Wirksamkeit erfüllt. Für die isotropiegerechte Spinorientierung gibt es grundsätzlich nur drei Möglichkeiten, welche der Isotropieforderung und $\overline{{}^{20}\sigma} = -\overline{{}^{2}\tau}^{x}$ erfüllen.

a) Alle 30 Grenzmatrizen von Δ sind hinsichtlich des Spins so orientiert, daß alle Spinvektoren nach außen weisen. Auf diese Weise erhält Δ einen Exodynspin und wird mit Δ_+ bezeichnet.

b) Alle Spinvektoren weisen in das Innere von Δ, was zu einem Endodynspin und Δ_- führt.

Die aus $\Delta_\pm$ konstruierbaren Welten $R_{6(\pm)}$, nämlich die Exodynwelt und die Endodynwelt sind zwar völlig isotrop, doch weisen sie keine Wirksamkeit auf.

Dann wenn eine Wirksamkeit vorhanden ist, dann müßte bereits der Austausch von zwei metronischen Elementarzellen eine Spanstruktur zur Folge haben. Daraus folgt, daß die Fälle a und b zwar metronische Möglichkeiten darstellen die aber in der aondischen Welt nicht realisiert sind.

c) Es besteht die Möglichkeit die beiden spinorientierten Welten $R_{6(\pm)}$ unter Wahrung der Isotropieforderung zu kombinieren, derart, daß es zu einer metronischen Spinkombination kommt. Eine Zelle $\Delta_\pm$ wird von $2L = 30$ Zellen $\Delta_\mp$ umgeben und jede dieser 30 Zellen kann von $30 - 1 = 29$ Zellen $\Delta_\pm$, also insgesamt $30 \cdot 29$ Zellen $\Delta_\pm$

Minuspolen werden u. s. w. Auf diese Weise entsteht eine spin-Kombinatorische Welt $R_{6(0)}$, in welcher jede Zelle Δ_+ von 30 Zellen Δ_- und jede Zelle Δ_- wiederum von 30 Zellen Δ_+ begrenzt wird.
Dieser letzte Fall erfüllt die Isotropieforderung, doch liegt zugleich eine Strukturpotenz vor. Denn werden zwei benachbarte Elementarzellen vertauscht dann ist bereits eine Spinstruktur entstanden.
Zusammenfassend kann hinsichtlich des leeren metronischen Weltensortiums festgestellt werden, daß die Hyperstruktur äußerlich und das Feinstrukturraster gradlinig äquidistant ist. Neben dieser metrischen Isotropie

gibt es noch eine spinisotropie hinsichtlich der überlagerten Spinorientierung, derart daß sich eine Gegen- und eine Entgegenwelt $R_{6(\pm)}$ zur realen strukturpotenten Welt $R_{6(0)}$ kombinieren. Auf diese Weise wird also die spinorientierte Hyperstruktur des realen metronischen Weltensortiums durch die Spinkombination der metronischen Elementarzellen

$$\Delta_\pm \equiv \pm \overline{\tau}, \quad \Delta_\pm \equiv R_{6(\pm)},$$

$$R_{6(+)} + R_{6(-)} \equiv R_{6(0)}$$

Gleichung ~~85d~~ 108d

beschrieben.

Anmerkung zu Bd VII S. 144

Auch für diese Teilchen können metronentheoretische Sätze ent-

dokelt werden, der jeder dieser Selektoren ein metronentheoretisches Äquivalent zu einem infinitesimalen Operator darstellt. So folgt z. B. immer, wenn Zu $ROT_L = 2\mathfrak{T}$ ist, $sp\, ROT_L = 0$, weil $ROT_L = -(ROT_L)^*$ gilt.

27.8.60

Weiter folgt in Komponentendarstellung $(\overline{DJV_L\, ROT_L})_{ik} = \mathfrak{J}_i(\mathfrak{J}_k()_l - \mathfrak{J}_l()_k) \neq 0$ und

$$(sp\, \overline{DJV_L\, ROT_L})_l = (\overline{DJV_L\, ROT_L})_l = \sum_{i=1}^{L} \mathfrak{J}_i(\mathfrak{J}_i()_l - \mathfrak{J}_l()_i) = \sum_{i=1}^{L} \mathfrak{J}_i^2()_l - \sum_{i=1}^{L} \mathfrak{J}_l \mathfrak{J}_i()_i .$$

Weiter ist $DJV_L\, GRAD_L = \sum_{i=1}^{L} \mathfrak{J}_i^2$, also $(\overline{DJV_L\, ROT_L})_l = DJV_L\, GRAD_L()_l - \mathfrak{J}_l \sum_{i=1}^{L} \mathfrak{J}_i()_i = DJV_L\, GRAD_L - (GRAD_L)_l\, DJV_L()$,

weil $\sum_{i=1}^{L} \mathfrak{J}_i()_i = DJV_L()$ ist. Mit hier gilt also das Theorem $\overline{DJV_L\, ROT_L} = DJV_L\, GRAD_L() - GRAD_L\, DJV_L()$, wenn der Selektor auf ein metronisches Vektorfeld wirkt. Abermalige Divergenzbildung liefert

$$DJV_L\, \overline{DJV_L\, ROT_L} = sp\, \mathfrak{J};\ sp\, \mathfrak{J}(\mathfrak{J} - (\mathfrak{J})^*) = \sum_{i,l=1}^{L} \mathfrak{J}_l \mathfrak{J}_i(\mathfrak{J}_i()_l - \mathfrak{J}_l()_i) = \sum_{i,l=1}^{L} \mathfrak{J}_i^2 \mathfrak{J}_l()_l - \sum_{i,l=1}^{L} \mathfrak{J}_l^2 \mathfrak{J}_i()_i = 0.$$

Schließlich kann noch ein weiteres Theorem des metronischen Rotors abgeleitet werden. Der kombinierte Selektor $ROT_L\, GRAD_L$ kann offenbar als Tensorselektor vom 2. Grad nur auf metronische Skalarfelder wirken, doch gilt für seine Komponentendarstellung $(ROT_L\, GRAD_L)_{ik} = \mathfrak{J}_i \mathfrak{J}_k - \mathfrak{J}_k \mathfrak{J}_i = (\mathfrak{J}_i \times \mathfrak{J}_k)_-$, doch

würde bei der Definition des partiellen Metronendifferentials das Theorem $(\mathfrak{J}_i \times \mathfrak{J}_k)_- = 0$ abgeleitet, sodaß $ROT_L\, GRAD_L = \overline{0}$ gilt. Für die speziellen Faktoren der Gl. 29 b gelten demnach die Theoreme

$$\text{im}\, ROT_L = \overline{0}, \quad \text{sp}\, ROT_L = 0,$$

$$\overline{DIV_L}\, ROT_L = DIV_L\, GRAD_L - GRAD_L\, \overline{DIV_L},$$

$$DIV_L\, \overline{DIV_L}\, ROT_L = 0, \quad ROT_L\, GRAD_L = \overline{0}$$

Gleichung 29 c

Ganz entsprechend können auch einfache metronische Integraltheoreme entwickelt werden. Mit

$$\overline{n} = \sum_{i=1}^{L} \overline{e}_i\, n_i = \left(\sum_{i=1}^{L} \overline{Z}(i)\right); n$$

und $\overline{n} = \overline{N} \cdot n$, also

$$\overline{N} = \sum_{i=1}^{L} \overline{Z}(i) \text{ wird } \mathfrak{J}\overline{N} = \sum_{i=1}^{L} \mathfrak{J}\overline{Z}(i) = \sum_{i=1}^{L} \mathfrak{J}_i \overline{Z}(i) =$$

$$= \sum_{i=1}^{L} \overline{e}_i$$

wenn ein mot = 25 mittes Orthogonalsystem $(\overline{e}_i \cdot \overline{e}_k)_L = \hat{E}$ vorausgesetzt wird und Φ der skalare Feldselektor der metronischen Funktion $\varphi = \Phi; n$ ist, $GRAD_L \Phi \mathfrak{J}_i (N) = \sum_{i=1}^{L} \mathfrak{J}_i \Phi = \mathfrak{J}\Phi$, sodaß die Bildung des Metronenintegrals möglich wird. Da die Grenzen des metronischen Integrationsvorganges als Konstanten festliegen, wird $\int \mathfrak{J}\Phi; n = \text{const.}$ und dies bedeutet $\int (GRAD_L\, \Phi\, \mathfrak{J}\overline{N}); n = \text{const.}$ für alle n. Ein anderes Theorem ergibt sich, wenn $\mathfrak{J}\Omega(L) = \prod_{k=1}^{L} \mathfrak{J}_k n_k = \left(\prod_{k=1}^{L} \mathfrak{J}_k Z(k)\right); n$ und $\mathfrak{J}\Omega(L) = \mathfrak{J}V; n$ gesetzt wird und $\overline{\Phi}$ ein vektorieller Feldselektor ist. In diesem Fall

Kann $DF\mathcal{V}_L \bar{\Phi} \delta \mathcal{V} = \sum_{j=1}^{L} \delta_j \Phi_j \delta_j Z(j) \prod_{k=1}^{j-1} \delta_k Z(k) \prod_{j+1}^{L} \delta_k Z(k) =$

$= \sum_{j=1}^{L} \bar{e}_j \delta_j \Phi_j \delta_j Z(j) \sum_{k=1}^{L} \bar{e}_k \delta \mathcal{V}_k$ mit

$\delta \mathcal{V}_k = \prod_{l=1}^{k-1} \delta_l Z(l) \prod_{k+1}^{L} \delta_l Z(l)$

gebildet werden. Kennzeichnet $\Omega(L-1)$ die $L-1$ dimensionale Hyperfläche des R_L, dann kann das L-fache Metrononintegral über $(DF\mathcal{V}_L \bar{\Phi} \delta \mathcal{V})$; n erstreckt werden. Mit der Kürzung

$\int_{\Omega(L)} = \int_{n_1} \cdots \int_{n_L}$ wird dann

$\int_{\Omega(L)} (DF\mathcal{V}_L \bar{\Phi} \delta \mathcal{V})$; n =

$= \int_{\Omega(L-1)} \left(\delta \bar{\mathcal{V}} \cdot \int \sum_{i=1}^{L} \delta_i \sum_{k=1}^{L} \bar{e}_k \Phi_k\right)$; n =

$= \int_{\Omega(L-1)} \left(\delta \bar{\mathcal{V}} \cdot \int \sum_{i=1}^{L} \delta_i \bar{\Phi}\right)$; n =

$= \int_{\Omega(L-1)} (\bar{\Phi} \delta \bar{\mathcal{V}})$; n wenn $\delta \bar{\mathcal{V}} = \sum_{k=1}^{L} \bar{e}_k \delta \mathcal{V}_k$ verwendet wird.

Es folgt demnach das Selektortheorem $\int_{\Omega(L)} DF\mathcal{V}_L \bar{\Phi} \delta \mathcal{V} = \int_{\Omega(L-1)} \bar{\Phi} \delta \bar{\mathcal{V}}$.

Es kann noch formal ein Weiterestheorem ~~abgeleitet werden~~ hinsichtlich des metronischen Rotors abgeleitet werden. Mit $\delta \Phi_j = \delta_i n_i \delta_k n_k$ mit $i \neq k \neq j$, also $\delta \overset{2}{F}; n = \delta \overset{2}{f}$ mit $\binom{L}{2}$ Komponenten folgt, da ROT_L; $\bar{\Phi}$ die gleiche Komponentenzahl hat, bei skalarer Multiplikation die Skalargröße

$(ROT_L \bar{\Phi} \delta \overset{2}{F})$; $n = \sum_{i,k=1}^{L} (\delta_i \Phi_k - \delta_k \Phi_i)$; n

$(\delta_i n_i \delta_k n_k =$

$= \sum_{k=1}^{L} \delta_k \sum_{l=1}^{L} \bar{e}_l \Phi_l$; $n \sum_{i=1}^{L} \bar{e}_i \delta_i n_i$ und

Dieser Ausdruck kann zweifach metronisch integriert werden. Es folgt $\int (ROT_L \bar{\Phi} \delta \overset{2}{F})$; n =

$= \int \delta \bar{n} \int \sum_{i=1}^{L} \delta_i \bar{\Phi}$; n =

$$= \int (\int \delta \bar{\Phi}; n)\, \delta \bar{n} =$$

$$= \int \bar{\Phi}; n\, \delta \bar{n} = \int (\bar{\Phi}\, \delta \bar{N}); n$$

also der metronomintegrale Selektorzusammenhang

$$\int ROT_L\, \bar{\Phi}\, \delta\, {}^2\bar{F} = \int \bar{\Phi}\, \delta\, \bar{N}.$$

Die metronischen Fakegralsätze können in dem System

$$\int (GRAD_L\, \Phi\, \delta\, \bar{N}); n = const.,$$

$$\int_{\Omega(L)} DIV_L\, \bar{\Phi}\, \delta\, \bar{v} = \int_{\Omega(L-1)} \bar{\Phi}\, \delta\, \bar{v},$$

$$\int ROT_L\, \bar{\Phi}\, \delta\, {}^2\bar{F} = \int \bar{\Phi}\, \delta\, \bar{N},$$

$$\delta \bar{N} = \sum_{i=1}^{L} \delta_i\, \bar{Z}(i), \quad \delta \bar{v} = \prod_{k=1}^{L} \delta_k\, Z(k),$$

$$\delta \bar{v} = \sum_{j=1}^{L} \bar{e}_j\, \delta\, v_j, \quad \delta v_j = \prod_{k=1}^{j-1} \delta_k\, Z(k) \prod_{j+1}^{L} \delta_k\, Z(k),$$

$$(\bar{e}_i\, \bar{e}_k)_L = E, \quad \delta\, {}^2\bar{F} = [\delta_i\, Z(i)\, \delta_k\, Z(k)]$$

Gleichung ~~79 d~~ 80

zusammengefaßt werden.

Alle diese Theoreme, die differentiell in ~~79 c~~ 79 c und integral in ~~79 d~~ 80 enthalten sind, bilden die metro-

mischen Analogien zu den entsprechenden differentiellen und integralen, tensoranalytischen Sätzen der infinitesimalen Analysis.

3) Metronisierung der äonischen Welt.

~~a) Der Fundamentalkontensor und Kontinuumfeldselektoren~~

27.8.60 Wenn die Welt leer, also $\bar{\lambda} = \bar{0}$ ist, dann wird der Gitterselektor $\psi^{\underline{k}} \neq \bar{0}$ aus $\psi^{\underline{k}} = \psi^{\underline{k}}{}_{;n}$ der Hyperstruktur genau $\psi^{\underline{k}} = \mathcal{C}\chi^{\underline{k}} = \psi^{\underline{k}}$ mit dem Kovariantenselektor identisch. Für diesen Selektor gilt aber $\mathcal{C}\chi_k = \alpha_k \sqrt{\tau}\,()_k$ ~~für $k \leq 3$ und $\chi_k = i\sqrt{\tau}\,()_k$ für $k > 3$~~ oder kontravariant $\mathcal{C}\chi^{\underline{k}} = \alpha^k \sqrt{\tau}\,()^{\underline{k}}$ ~~bzw. $\chi^{\underline{k}} = i\sqrt{\tau}\,()^{\underline{k}}$~~.

Ist dagegen die Welt nicht mehr leer, d.h. existieren Struktureigenwerte $\bar{\lambda} \neq \bar{0}$, dann decken

30 sich Gitter- und Hyperselektor nicht mehr und auch zwischen Ko- und Kontravarianten Selektoren ist zu unterscheiden.

30.8.60 Im folgenden soll ~~das~~ die metrische Hyperstruktur der leeren Welt $\bar{\lambda} = \bar{0}$ als Bezugssystem verwendet werden, worauf die Strukturen $\bar{\lambda} \neq \bar{0}$ der realen Welt bezogen werden sollen. Die geodätische Gitterstruktur wird durch die ~~Gitter~~ Hyperselektoren $\xi_m = \psi_{m;n}$ beschrieben, die ihrerseits auf die Hyperstruktur der leeren Welt $x^{\underline{i}} = \xi^{\underline{k}}{}_{;n}$ mit $\xi^{\underline{k}} = \sqrt{\tau}\,(\,)^{\underline{k}}$ ~~für $k \leq 3$~~, ~~aber $x^{\underline{k}} = i\sqrt{\tau}\,(\,)^{\underline{k}}$ für $k > 3$~~ bezogen wird. Mit $\alpha_k = \sqrt{\tau}$ bezw. $\alpha_k = i\sqrt{\tau}$ wird $dx^{\underline{i}}\,dx^{\underline{k}} \to \delta x^{\underline{i}}\,\delta x^{\underline{k}} = \alpha_i\,\alpha_k \sum_{lm=1}^{6} \delta_l n^{\underline{i}}\,\delta_m n^{\underline{k}} = \alpha_i\,\alpha_k$,

weil $\delta_l n_k = \delta_{lk}$ und daher auch $\delta_l n^{\underline{k}} = \delta_{lk}$ ist. Da außerdem immer $x^{\underline{i}} \sim n^{\underline{i}}$ ist gilt auch $\partial x^{\underline{i}} = dx^{\underline{i}}$ und damit kann die Metrik des R_6 unter der Voraussetzung $\overline{{}^2g} \neq \overline{{}^2E}$ metrisiert und auf die leere Welt $x^{\underline{i}}$ bezogen werden. Unter der Voraussetzung $\tau > 0$ folgt jedenfalls auf $R_{6(0)}$ für $\bar{\lambda} \neq \bar{0}$ stets

$$ds = \sum_{k=1}^{6} d\,\xi_k = \sum_{km=1}^{6} \bar{e}_m \frac{\partial \xi_n}{\partial x^{\underline{k}}}\,dx^{\underline{k}} \to \delta s \text{ mit } (\bar{e}_l\,\bar{e}_k)_6 \neq \bar{E}.$$

Für das metrische Feld gilt aber ${}^2\overline{g} = {}^2\overline{g}^{\times}$, sodaß $ds^2 = \sum_{ik=1}^{6} g_{ik}\,dx^{\underline{i}}\,dx^{\underline{k}}$ mit $g_{ik} = \sum_{lm=1}^{6} \bar{e}_l\,\bar{e}_m \frac{\partial \xi_l}{\partial x^{\underline{i}}} \frac{\partial \xi_m}{\partial x^{\underline{k}}}$ gesetzt werden kann. Nun gilt $ds^2 \to \delta s^2 = \tau$ und $g_{ik}\,dx^{\underline{i}}\,dx^{\underline{k}} \to$

$$\to \gamma_{ik;n} \cdot \delta x^{\underline{i}}\,\delta x^{\underline{k}} = \alpha_i\,\alpha_k\,\gamma_{ik;n}.$$

Außerdem gilt $g_{ik} = \sum_{lm=1}^{6} \bar{e}_l\,\bar{e}_m \frac{\partial \xi_l}{\partial x^{\underline{i}}} \frac{\partial \xi_m}{\partial x^{\underline{k}}}$

$$\to \sum_{lm=1}^{6} \bar{e}_l\,\bar{e}_m\,\delta_{x^{\underline{i}}}\xi_l \cdot \delta_{x^{\underline{k}}}\xi_m =$$

$$\sum_{l,m=1}^{6} \frac{\bar{e}_l \bar{e}_m}{\alpha_i \alpha_k} \mathfrak{f}_i \Sigma_l \mathfrak{f}_k \Sigma_m =$$

$$= \left(\frac{\mathfrak{f}_i \bar{\psi}\ \mathfrak{f}_k \bar{\psi}}{\alpha_i \alpha_k} \right); n, \text{ weil}$$

$$\sum_{l=1}^{6} \bar{e}_l \Sigma_l = \bar{\psi}; n \text{ und}$$

$\Sigma \mathfrak{f} = \mathfrak{f} \Sigma$ ist. Andrerseits gilt $g_{ik} = \gamma_{ik}; n$, sodaß sich im Vergleich für die Komponenten des Fundamentalselektors $\alpha_i \cdot \alpha_k \cdot \gamma_{ik} = \mathfrak{f}_i \bar{\psi}\ \mathfrak{f}_k \bar{\psi}$ ergibt. Wegen $\bar{g} = \bar{g}^x$ und der Darstellbarkeit $\gamma_{ik} = \bar{\gamma}_i; \bar{\gamma}_k$ folgt $(\bar{\gamma}_i \times \gamma_k) = 0$ und $\bar{\gamma}_k = \frac{\mathfrak{f}_k \bar{\psi}}{\alpha_k}$, d.h. die Hyperselektoren des Kompositionsfeldes müssen grundsätzlich so beschaffen sein, daß dieser vektorielle Selektor des Kompositions- des Fundamentalselektors immer mit andersindizierten Komponenten kommutiert. Damit ergibt sich

für die Metrik die metronische Darstellung $\mathfrak{f} s^2 = \tau$, also $\tau = \sum_{ik=1}^{6} \gamma_{ik}; n$ $= \sum_{ik=1}^{6} \alpha_i \alpha_k \gamma_{ik}; n$. ($\mathfrak{f} x^i = \mathfrak{f} x^k$ ~~Darstellungsgesetz~~ Der Fundamentalselektor ~~wird dem~~ einer Struktur wird demnach, wenn er auf die leere Welt bezogen wird, durch die Beziehungen

$$\bar{\Sigma} = \bar{\psi}; n, \quad \bar{\psi} = \sum_{k=1}^{6} \bar{e}_k \psi_k,$$

$$(\bar{e}_i \bar{e}_k)_6 = \hat{A}(n^c)_1^6 \neq \hat{E}, \quad {}^2\bar{g} = {}^2\bar{\gamma}; n,$$

$${}^2\bar{\gamma} = {}^2\bar{\gamma}^x, \quad \gamma_{ik} = \bar{\gamma}_i; \bar{\gamma}_k, \quad \bar{\gamma}_k = \frac{\mathfrak{f}_k \bar{\psi}}{\alpha_k},$$

$$(\bar{\gamma}_i \times \bar{\gamma}_k) = 0, \quad \cancel{\alpha_k = \sqrt{\tau}, k \leq 3,}$$

$$\cancel{\alpha_k = i\sqrt{\tau}, \quad k > 3,}$$

~~110~~

Gleichung 8 6.

~~beschrieben~~ Fortsetzung zu A VIII 7 Band VIII S.7

4.9.60 Aus dem Theorem $\mathfrak{f} \bar{\psi} = \alpha_k \bar{\gamma}_k$ kann der ~~Hyperselektor~~ Hyperselektor $\bar{\psi}$ durch eine metronische Faktorisation gewonnen werden. Zunächst muß dabei in Betracht

gezogen werden, daß, wenn $\mathfrak{f}_i n_k = \delta_{ik}$ ist, auch $\mathfrak{f}_i n^k = \delta_{ik}$ sein muß, was zu $\mathfrak{f}_\mu n^k = \sum_{l=1}^{N} \mathfrak{f}_l n^k = \mathfrak{f} n^k$ führt. Da $\mathfrak{f}_k n^k = 1$ ist, muß also auch $\mathfrak{f} n^k = 1$ sein, d.h. $\alpha_k \bar{\mathfrak{f}}_k = \alpha_k \bar{\mathfrak{f}}_k ; () \mathfrak{f} n^k$. Wegen $x^k = \alpha_k n^k$ des neuen Bezugsraumes und $\alpha_k \mathfrak{f} n^k = \mathfrak{f} x^k$ kann also das Theorem immer in der Form $\mathfrak{f}_k \bar{\Psi} = \bar{\mathfrak{f}}_k ; () \mathfrak{f} x^k$ geschrieben werden. Summation liefert $\sum_{k=1}^{N} \mathfrak{f}_k \bar{\Psi} = \mathfrak{f} \bar{\Psi}$, also $\mathfrak{f} \bar{\Psi} = \sum_{k=1}^{N} \bar{\mathfrak{f}}_k ; () \mathfrak{f} x^k$. Hierin können die vektoriellen Selektoren $\bar{\mathfrak{f}}_k$ immer als Zeilen- oder Spaltenvektoren eines Matrisselektors $\hat{\mathfrak{x}}$ aufgefaßt werden, so daß die Summation in der Form $\sum_{k=1}^{N} \bar{\mathfrak{f}}_k ; () \mathfrak{f} x^k = \hat{\mathfrak{x}} ; () \mathfrak{f} \bar{x}$ durchgeführt werden kann. $\hat{\mathfrak{x}}$ ist

dabei von quadratischem Typ und gegen alle zugelassenen eineindeutigen regulären Transformationen invariant, d.h. $\hat{\mathfrak{x}} = \bar{\mathfrak{x}}$ ist ein tensorieller Selektor. Für den ~~Gitter~~ Hyperselektor ergibt demnach die Metrodifferentialgleichung $\mathfrak{f} \bar{\Psi} = \bar{\mathfrak{x}} ; () \mathfrak{f} \bar{x}$, die wegen $\bar{\Psi} = \int \mathfrak{f} \bar{\Psi}$ auch als Metrodifferentialintegral $\bar{\Psi} = \int \bar{\mathfrak{x}} ; () \mathfrak{f} \bar{x}$ geschrieben werden kann. Der ~~Gitter~~ Hyperselektor der metronischen Hyperstruktur des Kompositionsfeldes ~~im Fall $\bar{\lambda} \neq \bar{\theta}$~~ erweist sich demnach als metronischer Integralselektor mit dem Kern $\bar{\mathfrak{x}}$, der wegen dieser Eigenschaft als Gitterkern bezeichnet werden soll. Da dieser Gitterkern ein tensorieller Selektor ist, dessen

Zeilen = oder Spaltenvektoren die Vektorselektoren $\overline{y}$ von $\overline{{}^2y}$ sind, muß die Iteration des Gleichkerkerns im 2. Grad mit dem Fundamentalselektor identisch sein d.h. es gilt $\overline{{}^2y} = sp\,\overline{{}^2x} \times \overline{{}^2x}$. Im speziellen vorliegenden Fall ist das Komposition sfeld des R_{6N} gemäß $\overline{{}^2g} = \overline{{}^2g}^{\times}$ hermitesch was wegen der Metronisierung $\overline{{}^2g} = \overline{{}^2y}$; n auch $\overline{{}^2y} = \overline{{}^2y}^{\times}$ zur Folge hat. Nimmt man $\overline{{}^2x} = \overline{{}^2x_+} + \overline{{}^2x_-} \neq \overline{{}^2x}^{\times}$ an und wird neben dieser Spaltung, $\overline{{}^2y} = sp\,\overline{{}^2x} \times \overline{{}^2x}$ berücksichtigt, dann folgt ~~0~~ $y_{ik} = y_{ik} = y_{ki} = 2\sum_{k=1}^{6N} (x_{+ip} \cdot x_{-pk} + x_{-ip}\, x_{+pk})$ d.h. es ist entweder $\overline{{}^2x} = \overline{{}^20}$ oder $\overline{{}^2x_-} = \overline{{}^20}$, wenn $\overline{{}^2y} = \overline{{}^2y}^{\times}$ ist, die Summen $\overline{{}^2x} \neq \overline{{}^20}$ bleiben muß.

Eig. 60 der Spaltenselektor kennzeichnet den metrischen Zustand des ~~mit $\lambda \neq 0$~~ metrischen Strukturtensors R_{6N} in bezug auf den leeren $R_{6N(0)}$ ~~mit $\lambda = 0$~~. "Dies bedeutet aber, daß $\overline{\psi}$ ein Zustandsselektor in einem metronischen Funktionenraum sein muß, dessen Eigenwertspektrum aus diesem Grunde ein Diskretspektrum ist wofür die Hermitezität gefordert wird." Mit der Darstellung des metronischen Gitters $\overline{\psi}; n = \overline{\xi}$ auf den $R_{6N(0)}$ bezogen, dann könnte die Folge n als Zustandsfunktion aufgefaßt werden und deren muß $\overline{\psi}; n$, da $\overline{\psi}$ ein metrischer Zustandsselektor ist, auch in der Fassung $\overline{\psi}; n = \overline{a}\, n$ gelten d.h. $\overline{\psi}; n$ muß die Hermitezitätsbedingung eines Zustandsselektors erfüllen. Da $n = n^{\times}$ die

Polyeder der natürlichen reellen Zahlen ist, wird diese Hermitezitätsbedingung zu $\overline{0} = \int \ldots \int \sqrt{|g|} \cdot (n^{\times}\,\overline{\psi};\, n - n\,(\overline{\psi};\, n)^{\times}) \prod_{k=1}^{6} \delta\, n^{k} = \int \ldots \int \sqrt{|g|}\; n\,(\overline{\psi} - \overline{\psi}^{\times});\, n \prod_{k=1}^{6} \delta\, n^{k}$, was nur durch $\overline{\psi} - \overline{\psi}^{\times} = \overline{0}$ erfüllbar ist. Im Limes zur leeren Welt geht immer der Gitterselektor in den Hyperselektor über also $\lim_{\lambda \to \overline{0}} \overline{\psi} = \overline{\mathfrak{C}}$ und aus dieser Gründe muß auch $\overline{\mathfrak{C}} - \overline{\mathfrak{C}}^{\times} = \overline{0}$ und somit $\overline{x} = \overline{x}^{\times}$ sein. Wird in $\overline{\psi} - \overline{\psi}^{\times} = \overline{0}$ die Darstellung durch den Gitterkern eingesetzt und $\overline{x} = \overline{x}^{\times}$ berücksichtigt, dann folgt $\overline{0} = \overline{\psi} - \overline{\psi}^{\times} = \int ({}^{2}\overline{\mathfrak{K}};()\, \delta\, \overline{x} - {}^{2}\overline{\mathfrak{K}}^{\times};()\, \delta\, \overline{x}) = \int ({}^{2}\overline{\mathfrak{K}} - {}^{2}\overline{\mathfrak{K}}^{\times});()\, \delta\, \overline{x}$, was nur durch ${}^{2}\overline{\mathfrak{K}} - {}^{2}\overline{\mathfrak{K}}^{\times} = {}^{2}\overline{0}$ erfüllbar ist. Dies bedeutet aber die Entscheidung ${}^{2}\overline{\mathfrak{K}}_{-} = {}^{2}\overline{0}$ und ${}^{2}\overline{\mathfrak{K}}_{+} = {}^{2}\overline{\mathfrak{K}} \neq {}^{2}\overline{0}$. Weil also der ~~Gitter~~ Hyperselektor als matrischer Zustandsselektor stets

hermitesch ist, muß auch seine Gitterkerne hermitesch sein. Die aus dem Limes $\lim_{\lambda \to \overline{0}} \overline{\psi} = \overline{\mathfrak{C}}$ folgende Hermizitätsbedingung von $\overline{\mathfrak{C}};\, n - \overline{\mathfrak{X}}$ hat noch eine andere Aussage zur Folge. $\overline{x} - \overline{x}^{\times} = \overline{0}$ ist identisch mit $\overline{e}_{k}\, x_{k} - \overline{e}^{\times}_{k}\, x^{\times}_{k} = \overline{0}$ oder $x_{k} = \overline{e}_{k}\, \overline{e}^{\times}_{k}\, x^{\times}_{k}$. Da die Koordinaten $k > 3$ imaginär sind folgt immer selbst $\overline{e}_{k}\, \overline{e}^{\times}_{k} = +1$ für $k \leq 3$ aber $\overline{e}_{k}\, \overline{e}^{\times}_{k} = -1$ für $k > 3$. Zusammengefaßt folgt also für den ~~Gitter~~ Hyperselektor und den Gitterkern sowie für den Fundamentalselektor

$$\overline{\psi} = \int {}^{2}\overline{\mathfrak{K}};()\, \delta\, \overline{x}, \quad {}^{2}\overline{\mathfrak{K}} = {}^{2}\overline{\mathfrak{K}}^{\times}, \quad {}^{2}\overline{g} = sp\, {}^{2}\overline{\mathfrak{K}} \times {}^{2}\overline{\mathfrak{K}},$$

$$\overline{\psi} = \overline{\psi}^{\times}, \quad \lim_{\lambda \to \overline{0}} \overline{\psi} = \overline{\mathfrak{C}} = \sum_{k=1}^{6} \alpha_{k}\, \overline{e}_{k}\, Z(k),$$

$$\overline{e}_{k} \cdot \overline{e}^{\times}_{k} = +1, \quad k \leq 3, \quad \overline{e}_{k}\, \overline{e}^{\times}_{k} = -1 \quad k > 3$$

Gleichung ~~8ka~~ 118a.

Fortr. S. 49

9.4.60 Ganz entsprechende metronische Überschneidungen müssen noch mit den $1 \leq \nu \leq 3$ Partialstrukturen ${}^2\overline{g}_{(\nu)} \neq {}^2\overline{g}^{\times}_{(\nu)}$ angestellt werden, welche das bereits metronisierte, hermitesche Kompositionsfeld ${}^2\overline{g}\,({}^2\overline{g}_{(\nu)})^3_1 = {}^2\overline{g}^{\times}$ aufbauen. Zunächst ist so viel evident, daß bei doppelter Einwirkung des Liboperators nur eine Partialstruktur $S(i)$; $S(k)$; ${}^2\overline{g}\,({}^2\overline{g}_{(\nu)})^3_1 = {}^2\overline{g}\,({}^2\overline{g}_{(\nu)})$ übrig bleibt. Da ${}^2\overline{g}$ nur die Koppelung der Partialstrukturen angibt aber in diesem Fall keine koppelnde Struktur mehr vorhanden ist, muß weiter ${}^2\overline{g}\,({}^2\overline{g}_{(\nu)}) = {}^2\overline{g}_{(\nu)}$ sein, hierin muß aber ${}^2\overline{g}_{(\nu)} = {}^2\overline{0}$, wegen ${}^2\overline{g} = {}^2\overline{g}^{\times}$ sein, also ${}^2\overline{g}\,({}^2\overline{g}_{(\nu)}) = {}^2\overline{g}_{(\nu)}$. Diese Aussage liefert aber eine Interpretation der kreuzweisen Anteile, denn eine Partialstruktur allein kann niemals im Sinne $\overline{\lambda} \neq \overline{0}$ im R_4 so existieren daß im R_4 bezw. R_3 energetische Quantensteifen erscheinen. Dieser Sachverhalt ergibt sich aus der Tatsache daß im Falle nur einer Partialstruktur auch eine metronische Hyperstruktur mit dem ~~Gitter~~ Hyperselektor $\overline{\psi}_{(\nu)} = S\,{}^2\overline{\varkappa}_{(\nu)}(\,)\,\overline{\mathfrak{f}}\,\overline{x}$ existieren muß. Eine Darstellung des Fundamentalselektors durch den Gitterkern allgemein gültig ist und wegen ${}^2\overline{g}_{(\nu)} = {}^2\overline{\gamma}_{(\nu)}$; wenn $\overline{g}_{(\nu)} \neq \overline{g}^{\times}_{(\nu)}$ auch ${}^2\overline{\gamma}_{(\nu)} = \mathrm{sp}\,{}^2\overline{\varkappa}_{(\nu)} \times {}^2\overline{\varkappa}_{(\nu)} \neq {}^2\overline{\gamma}^{\times}_{(\nu)}$ sein muß, ist auch ${}^2\overline{\varkappa}_{(\nu)} \neq {}^2\overline{\varkappa}^{\times}_{(\nu)}$, während $\overline{x} = \overline{x}^{\times}$ bleibt, was $\overline{\psi}_{(\nu)} - \overline{\psi}^{\times}_{(\nu)} \neq \overline{0}$ zur Folge hat, d. h. die $\overline{\psi}_{(\nu)}$ ~~stat~~ der Partialstrukturen

sind keine metrischen Zustandsselektoren des metrischen Struktkontinuums. Diese Aussage hat wiederum die andere Aussage zur Folge, daß es für eine einzige Partialstruktur kein diskretes Punktspektrum von Eigenwerten $\bar{\lambda} \neq \bar{0}$ im R_6 geben kann. Andererseits gilt nach doppelter Einwirkung des Liboperators

$\overline{{}^{2}g}\,(\overline{{}^{2}g}_{(\nu)}) = \overline{{}^{2}g}_{(\nu)+}$ d.h. der hermitesche Anteil von $\overline{{}^{2}g}_{(\nu)}$ muß als eine fundamentalste Struktur interpretiert werden, die ~~als~~ der antihermitesche Anteil $\overline{{}^{2}g}_{(\nu)-}$ zu einer Korrelation ~~als~~ aktiviert ~~wird~~ werden kann. Erst dann wenn mindestens zwei ~~aktiven~~ aktivierte Spektralstrukturen zur Korrelation kommen, kann es

zur Ausbildung eines hermitescheen Konzeptionsfeldes mit ~~mathematischen~~ diskreten Eigenwerten (Quantensprüngen) ~~Eigenwerten~~ (Kommen.

Aus der Zusammenfassung des Sachverhaltes in

$$S(i);\ S(k);\ \overline{{}^{2}g}\,(\overline{{}^{2}g}_{(\nu)})^{3}_{1} = \overline{{}^{2}g}\,(\overline{{}^{2}g}_{(\nu)}) = \overline{{}^{2}g}_{(\nu)+},\quad \overline{{}^{2}g}_{(\nu)} \neq \overline{{}^{2}g}^{\,\times}_{(\nu)},$$

$$\overline{{}^{2}g}_{(\nu)} \neq \overline{{}^{2}g}^{\,\times}_{(\nu)},\quad \overline{\Psi}_{(\nu)} - \overline{\Psi}^{\,\times}_{(\nu)} \neq \overline{0}.$$

Gedenkung 87

wird unmittelbar evident, daß eine Partialstruktur für sich allein nur im Feld eines hermiteschen Protofeldes $\overline{{}^{2}g}_{(\nu)+}$ ohne metrische Quantensprünge erscheinen kann. Erst durch den antihermiteschen Feldaktivator $\overline{{}^{2}g}_{(\nu)-}$ wird dieses Protofeld zu einer Korrelation aktiviert, doch erscheint $\overline{{}^{2}g}_{(\nu)} = \overline{{}^{2}g}_{(\nu)+} + \overline{{}^{2}g}_{(\nu)-}$,

wegen $\overline{\psi}_{(\nu)} - \overline{\psi}^{*}_{(\nu)} \neq \overline{0}$ immer noch ohne matrische Quantenstufen. Erst mit mindestens einer matrisch anderswertigen, aktivierten Protostruktur kommt es dann zu einer Korrelation und zur Ausbildung der diskreten Konstanten der matrischen Quantenstufen eines hermiteschen Konzeptionsfeldes, die in den R_3 projiziert als kontinuierliche Feldobjekten erscheinen. Wegen $\overline{{}^{2}\mathfrak{g}}\,({}^{2}\overline{\mathfrak{g}}_{(\nu)})^{3}_{1}$ muß dieses Konzeptionsgesetz auch für den Fundamentalselektor $\overline{{}^{2}\mathfrak{g}}\,({}^{2}\overline{\mathfrak{g}}_{(\nu)})^{3}_{1}$, sowie für den Gitterkern $\overline{{}^{2}\mathfrak{K}}\,({}^{2}\overline{\mathfrak{K}}_{(\nu)})^{3}_{1}$ und den hermiteschen ~~Gitter~~ Hyperselektor $\overline{\Psi}\,(\overline{\Psi}_{(\nu)})^{3}_{1}$ gelten. Alle auf die Partialstrukturen bezogenen metronischen Feldgrößen in diesen Ausdrücken, sind dabei nach

Gl 87 nicht hermitesch. Für diese nicht hermiteschen Selektoren der Partialstrukturen gilt demnach

$$\overline{{}^{2}\mathfrak{g}}\,({}^{2}\overline{\mathfrak{g}}_{(\nu)})^{3}_{1}, \quad \overline{{}^{2}\mathfrak{g}}_{(\nu)} = \mathrm{sp}\,\overline{{}^{2}\mathfrak{K}}_{(\nu)} \times \overline{{}^{2}\mathfrak{K}}_{(\nu)} = \overline{{}^{2}\mathfrak{g}}_{(\nu)+} + \overline{{}^{2}\mathfrak{g}}_{(\nu)-}, \quad \overline{{}^{2}\mathfrak{K}}\,(\overline{{}^{2}\mathfrak{K}}_{(\nu)})^{3}_{1},$$

$$\overline{{}^{2}\mathfrak{K}}_{(\nu)} \neq \overline{{}^{2}\mathfrak{K}}^{*}_{(\nu)}, \quad \overline{\Psi}\,(\overline{\Psi}_{(\nu)})^{3}_{1}, \quad \overline{\Psi}_{(\nu)} \neq \overline{\Psi}^{*}_{(\nu)}$$

Gleichung 87a.

Den Begriffen Protofeld und Feldaktivator entsprechend sollen die Anteile des partiellen Fundamentalselektors $\overline{{}^{2}\mathfrak{g}}_{(\nu)+}$ und $\overline{{}^{2}\mathfrak{g}}_{(\nu)-}$, sowie des zugehörigen partiellen Gitterkerns $\overline{{}^{2}\mathfrak{K}}_{(\nu)+}$ und $\overline{{}^{2}\mathfrak{K}}_{(\nu)-}$ als Protoselektor und Aktivator, bezw. als Protokern und Aktivatorkern bezeichnet werden. Die Bildung von $\overline{{}^{2}\mathfrak{g}}_{(\nu)} = \mathrm{sp}\,\overline{{}^{2}\mathfrak{K}}_{(\nu)} \times \overline{{}^{2}\mathfrak{K}}_{(\nu)}$ ~~$\overline{{}^{2}\mathfrak{g}}_{(\mu\nu)}$~~ aufgefaßt

der Hermitisierung ermöglicht eine Verdeutlichung des Begriffes vom Fundamentalselektor der Partialstruktur, denn es ist grundsätzlich die Bildung $sp\ {}^2\overline{x}_{(\mu)} \times {}^2\overline{x}_{(\nu)}$ mit $\mu \neq \nu$ möglich, was zu den Selektoren ${}^2\overline{y}_{(\mu\nu)} = sp\ {}^2\overline{x}_{(\mu)} \times {}^2\overline{x}_{(\nu)}$ führt. Die Möglichkeit dieser Selektoren ergibt sich unmittelbar aus der metrischen Erweiterung der infinitesimalen Theorie. Wegen der nicht hermiteschen Eigenschaften der Gitterkerne aller Partialstrukturen wird ${}^2\overline{y}_{(\mu\nu)} \neq {}^2\overline{y}^{*}_{(\mu\nu)}$, aber auch ${}^2\overline{y}_{(\nu\nu)} = {}^2\overline{y}_{(\nu)}$ zur ursprünglichen Partialstruktur. Offensichtlich umfaßt die ~~Harfenmatrix~~ Matrix $\hat{y} = ({}^2\overline{y}_{(\mu\nu)})$ alle Fundamentalselektoren, die aus den Gitterkernen der ~~drei~~ Partialstrukturen gebildet werden können.

Im allgemeinen wird $\hat{y} \neq \hat{y}^{*}$ und bleiben, weil $sp\ ({}^2\overline{x}_{(\mu)} \times {}^2\overline{x}_{(\nu)}) \neq 0$ nicht notwendig zu Kommutatoren führt, die Diagonalelemente von $\hat{y}$ enthalten dabei alle durch die Aktivatoren zur Korrelation aktivierten Pseudoselektoren, während die exstradiagonalen Elemente fundamentale Gitterkerkorrelationen (Korrelationsgemischter) darstellen, von denen jede einzelne Korrelation als Fundamentalselektor in einen hermiteschen und einen antihermiteschen Anteil zerfällt. Wenn auf $\hat{y}$ der Liboperator einwirkt, dann muß $S(\nu);\ sp\ {}^2\overline{x}_{(\nu)} \times {}^2\overline{x}_{(\nu)} = S(\nu);\ {}^2\overline{y}_{(\nu\nu)} = {}^2\overline{E}$, also $S(\nu);\ {}^2\overline{x}_{(\nu)} = {}^2\overline{E}$ berücksichtigt werden. Es gilt auch immer $sp\ {}^2\overline{x}_{(\nu)} \times {}^2\overline{E} = {}^2\overline{x}_{(\nu)}$, sodaß sich für den Einfluß des Liboperators auf $\hat{y}$ die Form

Fortsetzung Bd XII S. 139

$$S(1);\ \hat{\mathfrak{y}} = \begin{pmatrix} \overline{{}^2E} & \overline{{}^2\mathfrak{X}_{(2)}} & \overline{{}^2\mathfrak{X}_{(3)}} \\ \overline{{}^2\mathfrak{X}_{(2)}} & \overline{{}^2\mathfrak{y}_{(22)}} & \overline{{}^2\mathfrak{y}_{(23)}} \\ \overline{{}^2\mathfrak{X}_{(3)}} & \overline{{}^2\mathfrak{y}_{(32)}} & \overline{{}^2\mathfrak{y}_{(33)}} \end{pmatrix}$$ und

$$S(2);\ S(1);\ \hat{\mathfrak{y}} = \begin{pmatrix} \overline{{}^2E} & \overline{{}^2E} & \overline{{}^2\mathfrak{X}_{(3)}} \\ \overline{{}^2E} & \overline{{}^2E} & \overline{{}^2\mathfrak{X}_{(3)}} \\ \overline{{}^2\mathfrak{X}_{(3)}} & \overline{{}^2\mathfrak{X}_{(3)}} & \overline{{}^2\mathfrak{y}_{(33)}} \end{pmatrix}$$

ergibt. Wenn also der Komposition, wie es nach diesen metronischen Untersuchungen zu erwarten ist, nicht nur von den Diagonalelementen sondern auch von den Nichtdiagonalen von $\hat{\mathfrak{y}}$ abhängt, dann gilt für den Fundamentalselektor der Komposition auf jeden Fall $\overline{{}^2\mathfrak{y}} = \overline{{}^2\mathfrak{y}}\left(\overline{{}^2\mathfrak{y}_{(\mu\nu)}}\right)_1^3$ und $S(i);\ S(\kappa);\ \overline{{}^2\mathfrak{y}} = \overline{{}^2\mathfrak{y}}\left(\overline{{}^2\mathfrak{y}_{(\mu\nu)}}, \overline{{}^2\mathfrak{X}_{(\pi)}}\right)$, d.h. hier liegt nicht mehr eine einfache Struktur mit dem Fundamentalselektor der übrig gebliebenen Partialstruktur vor, weil ~~auf~~ noch eine Abhängigkeit von jeweiligen Gitterkern besteht. Gl. 87 hat demnach nur dann Gültigkeit, wenn keine metronischen Gitterkernkorrelationen $\overline{{}^2\mathfrak{X}} = \mathfrak{X}_0$ stören, also wenn $\hat{\mathfrak{y}}$ ein Diagonalschema wird. Trotzdem sollen die Begriffe Protoselektor und Aktivator beibehalten werden. Die metronische Erweiterung für Gitterkernkorrelation wird demnach dargestellt durch

$$\overline{{}^2\mathfrak{y}_{(\mu\nu)}} = sp\ \overline{{}^2\mathfrak{X}_{(\mu)}} \times \overline{{}^2\mathfrak{X}_{(\nu)}} \neq \overline{{}^2\mathfrak{y}^{\times}_{(\mu\nu)}},$$

$$\hat{\mathfrak{y}} = \left(\overline{{}^2\mathfrak{y}_{(\mu\nu)}}\right)_3,\quad \hat{\mathfrak{y}} \neq \hat{\mathfrak{y}}^{\times}$$

Gleichung 88,

wobei allerdings die Aussage über die nicht hermiteschen Gitterselektoren der Partialstrukturen aus Gl. 87a erhalten bleiben. (siehe S. 40)

$\mathfrak{Y}_{\kappa};\ n = \sum_{\kappa}$ kennzeichnet eine Gitterlinie der metronischen Hyperstruktur des R_N für $\mathfrak{X} \neq \mathfrak{O}$, aber $\mathfrak{X}_{\mu};\ n = x_{\kappa}$ die entsprechende für $\mathfrak{X} = \mathfrak{O}$ den leeren ~~Bereich~~ $B_{N(\mathfrak{O})}$. Für $\overline{\mathfrak{Y}} = \mathfrak{X}$ wird auch der $R_{\alpha N}$ leer und

50 die Σ_k geradlinig aequidistant metrisiert. Ist für ${}^2\mathfrak{F} \neq {}^2\mathfrak{E}$ stets $\overline{\Psi} \neq \overline{\mathfrak{X}}$ und $\overline{\Psi}; n$ bezogen auf $\overline{\mathfrak{X}}$ das leere Nicht gekrümmt.
Da grundsätzlich jede gekrümmte Linie länger ist als die Gerade, auf welche sie projiziert wird, muß im Fall ~~für die~~ Projektion für die Kettenzöpfen folgendes Sachverhalt gelten: Sind in einem Intervall $a_k \leq x_k \leq b_k$ insgesamt $n_k = \frac{1}{\alpha_k}(b_k - a_k)$ Kettenmaschen enthalten, aber längs der über diesem Intervall definierten Kurve Σ_k, sagen N_k Kettenmaschen, dann muß, weil die gekrümmte ~~Kurve~~ Linie Σ_k mindestens die gleiche Länge wie die Gerade x_k hat, $N_k \geq n_k$ sein.
Da außerdem, bezogen auf die Gitterlinien $x_k \neq \sim n_k$ stets $N_k(n_l)_1^N$ ist, folgt $\mathfrak{f}_l N_k \geq \mathfrak{f}_l n_k = \delta_{l,k}$ x;
~~oder da dies ein Maß für die Häufung der Kettenzöpfen ist~~
Offenbar kommt es bei der Projektion für Häufungsstellen der projizierten Kettenzöpfen und diese metrischen Kondensationen müssen wiederum ein Maß für die metrische Abweichung sein, welche zwischen Σ_k und x_k besteht.
Diese Abweichung ist aber nichts anderes, als der Unterschied zwischen der metrischen Hyperoberfläche eines ~~Tensoriums mit metrischen Quantenzöpfen gekrümmten Tensoriums~~ Tensoriums und einem leeren ~~Welt~~ Tensorium $\mathfrak{W} \parallel \mathfrak{T}$. Dieser Unterschied wächst mit dem Grad der metrischen Kondensation sodaß die Möglichkeit besteht,

Die metrische Hyperstruktur $\overline{\pi}_N$ ~~mit $\overline{\lambda} + \overline{\Delta}$~~ dient eine metrische Theorie von Kondensationen zu beschreiben, wenn es gelingt ein Maß des Kondensationsgrades aufzufinden. Weil in $\mathfrak{f}_l N_k = \delta_{lk}$ der Faktor $K_k \geq 1$ eingeführt, sodaß $\mathfrak{f}_l N_k = K_k \delta_{kl}$ wird, kann K_l als ein solches Maß des Kondensationsgrades betrachtet werden, denn $K_k = 1$ bedeutet das Fehlen und $K_k > 1$ das Vorhandensein einer Kondensation längs x_k. Es ist $K_k = \sum_{l=1}^{N} \mathfrak{f}_l N_k = \mathfrak{f} N_k$ und wegen $\sum_{l=1}^{N} \mathfrak{f}_l n_k = \mathfrak{f} n_k = 1$ ist, wenn $\sum_{k=1}^{N} \mathfrak{f} N_k = \mathfrak{f} \sum_{k=1}^{N} N_k = \mathfrak{f} \underline{N}$ gesetzt wird $\mathfrak{f} \underline{N} = \sum_{k=1}^{N} K_k \mathfrak{f} n_k = \overline{K} \mathfrak{f} \overline{n}$ oder $\underline{N} = \overline{K} \mathfrak{f} \overline{n}$.

Diese Beziehung beschreibt vollständig die metrische Hyperstruktur desselben und zwar ist ~~[illegible]~~ in $\underline{N} = \overline{K} \mathfrak{f} \overline{n}$, $\overline{n} = \sum_{k=1}^{N} \overline{e}_k Z(k)$; n gleichlang ~~[illegible]~~ 91 immer $\underline{N}$ die integrale Kondensation und $\overline{K}$ der Kondensationsgrad, also die metrische Struktur der integralen Kondensation.

10.9.60 Aus der Darstellung $\mathfrak{f}_l N_k = K_k \delta_{kl}$ folgt direkt ein Zusammenhang zwischen $\overline{K}$ und dem Gitterkern. Es ist nämlich stets, wenn das metrische Gitter für ${}^2\overline{\mathfrak{X}} \neq {}^2\overline{\mathfrak{E}}$ auf Dasjenige von ${}^2\overline{\mathfrak{X}} = {}^2\overline{\mathfrak{E}}$ bezogen wird, $\mathfrak{f}_l N_k = \mathfrak{f}_{x_l} \Xi_k (x_m)_1^N = \frac{1}{\alpha_l} \mathfrak{f}_l \Xi_k$, was mit $\mathfrak{f}_l N_k = K_k \delta_{kl}$ verglichen $\mathfrak{f}_l \Xi_k = \alpha_l K_k \delta_{kl} = \alpha_l K_k \mathfrak{f}_l n_k$ oder nach Summation $\mathfrak{f} \Xi_k = K_k \sum_{l=1}^{N} \alpha_l \mathfrak{f}_l n_k = K_k \mathfrak{f} X_k$ liefert.

Multiplikation mit $\overline{e}_\kappa$ und abermalige Summation liefert dann $\delta \overline{\xi} = \sum_{\kappa=1}^{N} \overline{K}_\kappa \, \delta x_\kappa = {}^2\overline{K} \, \delta \overline{x}$, weil die $\overline{e}_\kappa$ zum System $\overline{\xi}_\kappa$ gehören und das quadratische Schema invariant bleibt. Bildung des Metrikteqtals und Substitution mit dem Hyperselektor $\overline{\xi} = \overline{\psi}; n$ liefert dann $\overline{\psi}; n = \int {}^2\overline{K} \, \delta \overline{x}$, verglichen mit $\overline{\psi}; n = \int {}^2\overline{K}; n \cdot \delta \overline{x}$ folgt demnach ${}^2\overline{K} = \overline{{}^2K}; n$, d. h. die Vektoren $\overline{K}_\kappa$, die nach Gl. 91 den metronischen Kondensationsgrad $\overline{K} = \sum_{\kappa=1}^{N} \overline{K}_\kappa$ aufbauen, erweisen sich als Zeilen- oder Spaltenvektoren des Gitterkerntensors ${}^2\overline{K}; n$, sodaß gemäß der ~~Tatsächlichkeit~~ Tatsächlichkeit

$\overline{{}^2K} = {}^2\overline{x}; n$

Gleichung 91a

der Gitterkerne ${}^2\overline{x}$ unmittelbar als ein Maß des metronischen Kondensationsgrades einer Hyperstruktur angesehen werden kann, wodurch dieser Selektor eine anschauliche Interpretation erfährt.

11.9.60 Wird der R_N vorübergehend nicht metronisch, sondern infinitesimal aufgefaßt, und wird in ihm ein kontravariantes Vektorfeld parallel verschoben, dann erfahren seine Komponenten, wenn $\{{}^i_\kappa e\} \neq 0$ begegnen auf dem $R_{N(0)}$ ist, eine infinitesimale Änderung

$$A^{\underline{i}} + dA^{\underline{i}} = A^{\underline{i}} - \{{}^i_\kappa e\} A^{\underline{\kappa}} dx^{\underline{l}}$$

oder $dA^{\underline{i}} = - \{{}^i_\kappa e\} A^{\underline{\kappa}} dx^{\underline{l}}$, wobei

die ~~in~~ III ~~[illegible]~~ übliche Summenkonvention = gemischtvarianter Tadiges Andeutung finden sollen. Es ist $dA^{\underline{i}} \neq 0$ für $\{{}^{i}_{k\ell}\} \neq 0$, aber $dA^{\underline{i}} = 0$ für $\{{}^{i}_{k\ell}\} = 0$ also in dem $R_{N(0)}$ r. wenn also ${}^2\overline{g} = {}^2\overline{E}$ ist, dann wird ein Vektorfeld durch Translationen nicht geändert wohl aber im Fall ${}^2\overline{g} \neq {}^2\overline{E}$. Der gleiche Sachverhalt muß auch gelten, wenn der R_N mit ${}^2\overline{g} \neq {}^2\overline{E}$ eine auf dem leeren ~~Welt~~ $R_{N(0)}$ begründete metrische Hyperstruktur ist. $\overline{A}(x^{\underline{\ell}})_N$ wird dann zur metrischen Vektorfunktion von $\overline{A}(n^{\underline{\ell}})_N$ und die Differentiale werden zu Metrodifferentialen, während $\{{}^{i}_{k\ell}\}_\tau$ andeuten soll daß die Strukturfunktion $\{{}^{i}_{k\ell}\}$ bezogen auf die $x^{\underline{\ell}} = \alpha_\ell\, n^{\underline{\ell}}$ gegemäß $\tau > 0$ metronisiert worden ist (für die α_ℓ gelte im Folgenden die Summationskonvention). Wegen $\delta x^{\underline{\ell}} = \alpha_\ell$ gilt demnach für die Metronisierung der Infinitesimaltranslation $\delta A^{\underline{i}} = -\{{}^{i}_{k\ell}\}_\tau \cdot A^{\underline{k}}\, \alpha^{\underline{\ell}}$, wobei $\alpha^{\underline{\ell}} = \alpha_\ell$ lediglich angibt, daß hier dem Gesetz gemischtvarianter Tadiges zufolge summiert wurde. Die metronische Änderung des Vektorfeldes als Folge der Translation muß in der Projektion in dem ~~Welt~~ dichten $R_{N(0)}$, wiederum als eine Änderung der $\overline{A}$ bestimmenden Metronenziffern erscheinen und zwar unabhängig davon, ob $\{{}^{i}_{k\ell}\}$ die metrischen Eigenschaften eines Kompositionsfeldes oder eines ~~Trans-~~

~~Partialvektor = Rotor = bezw. Zirkulator = Rotor geometrisch~~ analog. Denn aber $\{\overset{\tau}{\kappa}\, e\}_{\tau}$ als metrische Funktion die Änderung des metrischen Kondensationsgrades eines Vektorfeldes bei einer Ortsänderung im R_N beschreibt, denn muß der diese Funktion bestimmende Funktionalselektor in fundamentaler Weise die Ortsänderung eines jeden metrischen Kondensationsgrades kennzeichnen, derart, daß dieser Kondensor, oder besser Fundamentalkondensor den metrischen Kondensationszustand der Hyperstruktur des R_N insbesondere auf $R_{N(0)}$ in universellster Form beschreibt. Dieser, durch den Fundamentalkondensor beschriebene

Kondensationszustand des R_N wiederum hat im infinitesimalen Bild die metrischen Quantenstufen $\overset{\times}{\lambda} \neq \bar{0}$ zur Folge, sodaß eine metrische Analyse dieses Fundamentalkondensors zu einer metrischen Deutung der äußeren Feldgleichungen führen muß. Zunächst muß die kovariante Form $\{i\kappa e\}_{\tau}$ beschrieben werden, wobei, im allgemeinsten Fall, $\overset{2}{g}_{(ab)} \neq \overset{2}{g}^{\times}_{(ab)}$ sein soll und der zu $\overset{2}{g}_{(ab)}$ gehörige Fundamentalselektor soll ein Schrägdiagonalelement von $\hat{\gamma}$ mit den Gitterkernen $\overset{2}{a}$ und $\overset{2}{b}$ (beide nicht hermitesch) sein. Unter diesen ~~möglichen~~ universellen Voraussetzungen

$\overline{{}^2g}_{(ab)} = \overline{{}^2\gamma}_{(ab)}{}_{;n}$ und
$\overline{{}^2\gamma}_{(ab)} = sp\ \overline{{}^2a} \times \overline{{}^2b} + \overline{{}^2\gamma}^{\times}_{(ab)}$,
wird die kovariante Herleitung möglich. Es gilt offensichtlich $2\{ike\}_{(ab)\tau} = \mathfrak{f}_{x^k}\, g_{(ab)ie} + \mathfrak{f}_{x^e}\, g_{(ab)ki} - \mathfrak{f}_{x^i}\, g_{(ab)ke} = (\frac{1}{\alpha_k}\mathfrak{f}_k\, \gamma_{(ab)ie} + \frac{1}{\alpha_e}\mathfrak{f}_e\, \gamma_{(ab)ki} - \frac{1}{\alpha_i}\mathfrak{f}_i\, \gamma_{(ab)ke})_{;n} = 2[ike]_{(ab)\,;n}$, wenn $[ike]_{(ab)}$ den zugehörigen Fundamentalkondensor kennzeichnet. Mit $\overline{{}^2\gamma}_{(ab)} = sp\ \overline{{}^2a} \times \overline{{}^2b}$ besteht die Möglichkeit, unter Anwendung metrischer Differentiationsregeln, diesen Fundamentalkondensor durch die beiden tensoriellen Selektoren der Gitterkerne auszudrücken. Mit den Symbolen

Forts. von S. 45

$(R_{\times}\, O_{\times}\, T_{(x)})_{ki} = \frac{1}{\alpha_k}\mathfrak{f}_{k;i}\,()_i - \frac{1}{\alpha_k}\mathfrak{f}_{i;}\,()_k$ und $(\widehat{DFV}_{(x)})_{ke} = \frac{1}{\alpha_k}\mathfrak{f}_{k;}\,()_e$ ergibt sich durch die Darstellung $2[ike]_{(ab)} = (sp\ \overline{{}^2a} \times ROT_{(x)}\ \overline{{}^2b})_{kei} + (sp(ROT_{(x)}\ \overline{{}^2a}) \times \overline{{}^2b})_{ki} + (sp\ \overline{{}^2a} \times \widehat{DFV}_{(x)}\ \overline{{}^2b})_{ike} + (sp(\widehat{DFV}_{(x)}\ \overline{{}^2a}) \times \overline{{}^2b})_{ik}$

13.9.60 Die Fundamentalen sind aus solchen tensoriellen Selektoren fünften Grades, deren Faktoren von 1 bis 5 gezählt werden, sodaß die Indizierung am Symbol der Spurbildung anzeigt, welche Faktoren von ihr betroffen werden.

Forts. B. XIV S. 49

Alle kovarianten Fundamentalkondensoren können matrizenhaft in einem Pseudotensor des R_4 gemäß [13] $[[ik\,l]_{(ab)}]_N = [ab]$ zusammengefaßt werden, wobei dieses Symbol alle Komponenten des kovarianten Fundamentalkon-

62 Tensors die Struktur $\overset{2}{J}_{(ab)} = sp\ \overset{2}{a} \times \overset{2}{b}$ enthält. Zusammengefaßt wird die Kovariante Form dargestellt durch

$$\overset{2}{J}_{(ab)} = sp\ \overset{2}{a} \times \overset{2}{b},$$

$$2\,[p\,k\,l]_{(ab)} = \left(sp_{24}\ \overset{2}{a} \times ROT_{(x)}\ \overset{2}{b}\right)_{kpl} + \left(sp_{24}\left(ROT_{(x)}\ \overset{2}{a}\right) \times \overset{2}{b}\right)_{kpl} + \left(sp_{24}\ \overset{2}{a} \times \widehat{DIV}_{(x)}\ \overset{2}{b}\right)_{pkl} + \left(sp_{34}\left(\widehat{DIV}_{(x)}\ \overset{2}{a}\right) \times \overset{2}{b}\right)_{lkp},$$

$$\left(\widehat{DIV}_{(x)}\right)_m = \frac{1}{\sqrt{g_{mm}}}\ \partial_m,$$

$$[3]\ \left[[p\,k\,l]_{(ab)}\right]_N = [ab]$$

Gleichung 92.

Bei der Metronisierung ~~von Struktur~~ Feldgleichungen erscheinen die metrischen Feldfunktionen nicht in Ko- sondern in gemischtvari-

63 anter Form, sodaß der gemischtvariante Fundamentalkondensor aufzufinden ist. Ist im allgemeinsten Fall $\overset{2}{g}_{(cd)} = sp\ \overset{2}{c} \times \overset{2}{d}$ irgendein anderes Element von $\overset{2}{g}$ und stehen die zugehörigen Struktureinsten in Korrelationen zueinander, dann besteht nach der Theorie der Kompositionsfelder und der Partialstrukturen die Möglichkeit, $[p\,k\,l]_{(ab)}$ mit der kontravarianten Form $\overset{2}{g}^{-1}_{(ca)}$ als Binärfeld in die gemischtvariante Form zu heben ~~gehoben werden~~. Dieser Prozeß ist aber nicht eindeutig, weil die entsprechenden Fundamentalsektoren von $\overset{2}{g}$ sich jeweils aus zwei verschiedenen Gitter-

Kontraktionen). Bei dem Übertragungsvorgang in die gemischte Variante bedeutet $\overset{i\,p}{\mathfrak{J}}_{(c\,d)}[p\,k\,l]_{(a\,b)} = [k\,l]^{(c\,d)}_{(a\,b)}$, daß dieses Binärfeld irgendwie entstanden ist, daß in Kontravariante Form vom Gitterraum $\overset{c}{c}$ geliefert wurde während der Faktor des Gitterraums $\overset{d}{d}$ die Transformation ausübt, denn es gilt stets $\overset{i\,p}{\mathfrak{J}}_{(c\,d)} = \sum_{\nu=1}^{N} \overset{i}{c}_{\nu}\, \overset{i}{d}_{\nu}$. Ähnlich folgt Invariantbeat, daß im allgemeinen $[k\,l]^{(c\,d)}_{(a\,b)} + [k\,l]^{(c\,d)}_{(a\,b)}$ usw. Auch diese gemischtvarianten Formen können zu dem allgemeinen Schema des gemischtvarianten binären Fundamentalkonden-

sators $\overset{\text{ist}}{\mathfrak{J}}\left[\left[\overset{i}{k}\,\overset{i}{l}\right]^{(c\,d)}_{(a\,b)}\right]_N = \left[\overset{c\,d}{a\,b}\right]$ zusammengefaßt werden. Ganz analog kann noch ein kovarianter und ein quartärer, also völlig kontravariante Fundamentalkondensator gebildet werden. Doch brauchen wir diese Reihe zusätzlicher Kriterien zu entwickeln, weil diese Tensor- und Quartärformen in den infinitesimalen Strukturgleichungen nicht auftreten. Für den binären Fundamentalkondensator gilt also

$$\overset{i\,p}{\mathfrak{J}}_{(c\,d)} = \mathrm{sp}\ \overset{c}{c} \times \overset{d}{d}\ ,\quad \overset{i\,p}{\mathfrak{J}}_{(c\,d)}[p\,k\,l]_{(a\,b)} = [k\,l]^{(c\,d)}_{(a\,b)}\ ,\quad \overset{\text{ist}}{\mathfrak{J}}\left[\left[\overset{i}{k}\,\overset{i}{l}\right]^{(c\,d)}_{(a\,b)}\right]_N = \left[\overset{c\,d}{a\,b}\right]$$

Gleichung 99a

auf mit diesem Selektor wird es wiederum möglich, die Γ-Operatoren in eine metrische Selektorfassung zu bringen. Da diese Operatoren schließlich die metrischen Quantenstufen λ beschreiben, weil aus ihnen ein Fluktuationsoperator aufgebaut werden kann der ein kanonisches Eigenwertproblem definiert, können die den Γ-Operatoren äquivalenten metronischen Selektoren als Kondensselektoren bezeichnet werden. Diese Bezeichnung wird gerechtfertigt durch die Tatsache, daß nach den vorangegangenen Untersuchungen die metrischen Quantenstufen des R_6 als metronische Fluktuationskondensationen aufgefaßt werden müssen und daß der metronische Kondensationsgrad wiederum als metronische Ortsfunktion durch die Gitterdichte ausgedrückt wird. Diese Ortsfunktion ordnet jedem Metron der leeren Bezugswelt $R_{6(0)}$ der metronischen Welt einen Zustandsgröße zu und diese Zustandsgröße ist mit dem jeweiligen Kondensationsgrad im R_6 (bezogen auf den $R_{6(0)}$) identisch. Aufgrund dieser Tatsache beschreibt die metronische Ortsfunktion also ein Kondensationsfeld, dessen Kondensationsstufen die metrischen Quantenstufen $\overline{\lambda} \neq \overline{0}$ im

R_6 stat. Andererseits sind diese metrischen Qualitäten stützen aber die Eigenwerte eines hermiteschen Operators der auf Γ-Operatoren aufgebaut ist und in jedem Selektorfassung die Kondensationsstufen beschreiben müß. Aus diesem Grunde erscheint die metronische Fassung der Γ-Operatoren als die Zusammenfassung der Selektoren des metronischen Kondensfeldes. Es kommt nunmehr darauf an, mit den Gleichungen 90 und 90a diese Kondensfeldselektoren durch eine Metronisierung der infinitesimalen Γ-Operatoren explizit darzustellen.

Werden die das metronische Geschehen bildenden geodätischen Linien als Parameterfunktionen auf das geodätische System x^i aus $R_{N(0)}$ bezogen, dann genügen diese Geodätischen dem Gleichungssystem $\ddot{x}^i + \{{}^i_{k\,l}\}\,\dot{x}^k \dot{x}^l = 0$. Ist p der Parameter, dann gilt auch für die Metronengitterpunkte $n^i(p)$ in $R_{N(0)}$, wobei aber auch p metronisiert erscheinen muß. Demnach gilt $\ddot{x}^i = \alpha_p \delta^2_p n^i$ und $\dot{x}^i = \alpha_i \delta_p n^i$, während aus der Translationsfeldkomponente eine Kondensationsfeldkurve $\{{}^i_{k\,l}\} \to [{}^i_{k\,l}]^{(c}_{(a\,b)}{}^{\alpha)}_{+}$; n wird. Dies bedeutet aber, daß für das metronische Gitter die Gleichung $\delta^2_p n^i + \frac{\alpha_k \alpha_l}{\alpha_i} \delta_p n^k \delta_p n^l [{}^i_{k\,l}]^{(c}_{(a\,b)}{}^{\alpha)}_{+} = 0$ gilt und zwar in bezug auf (n-) die hyperoskulierten G_0 des $R_{N(0)}$.

so kann man auf die Hyperstruktur $\mathfrak{C}_\xi$ des R_N bezogen dann gilt infinitesimal $\ddot{\xi}^i = 0$ mit $\{{}^i_{ke}\} = 0$ was in $\{{}^i_{ke}\} \to [{}^i_{ke}]$ übergesetzt $[{}^i_{ke}]^{(c\,d)}_{(a\,b)}; n = 0$ oder $[{}^i_{ke}]^{(c\,d)}_{(a\,b)} = 0$ mit dem Nullsektor identisch wird. Bezogen auf $\mathfrak{C}_\xi$ gilt demnach $[{}^{i\,n}_{a\,b}]_{(\xi)} = \hat{0}$, während diese Konclusion bezogen auf $\mathfrak{C}_0$ die irgendein anderes System von der Nullmatrix verschieden bleibt. Dieser Sachverhalt wird zusammengefaßt in

$$\delta^k_p n^i + \lambda^{k} \frac{\partial x_k \partial x_l}{\partial x_i} \delta_p n^k \delta_p n^l [{}^i_{kl}]^{(c\,d)}_{(a\,b)}; n = 0,$$

$$n^i = n^i(p), \qquad \delta^k_p \xi^i = 0,$$

$$[{}^{c\,d}_{a\,b}]_{(\xi)} = \hat{0}, \qquad [{}^{i\,d}_{a\,b}] \neq \hat{0},$$

Gleichung 93

wobei die Hyperstruktur $\mathfrak{C}_\xi$ des R_N auf $\mathfrak{C}_0$ des $R_N(0)$ bezogen wird, da $\ddot{x}^i + \{{}^i_{ke}\} \dot{x}^k \dot{x}^l = 0$ gegen alle

regulären eindeutigen Transformationen invariant ist, auf die metrische Fassung

$$\boxed{[{}^{c\,d}_{a\,b}]; n}$$

auch dann gelten wenn die Hyperstruktur $\mathfrak{C}_\xi$ auf irgendeine andere Struktur $\mathfrak{C}' \neq \mathfrak{C}_0$ im R_N abgebildet wird. Dann darum bezieht sich die Kondensation nur auf ein anderes von $x^i \sim n^i$ abweichendes Gitter x'^i das aber auch auf $\mathfrak{C}_0$ bezogen werden kann. Wegen der Invarianz und der Möglichkeit im gleichen Parameter zu wählen gilt dann für die metrische Kondensation bezogen auf dieses neue Gitter die Metrondifferentialgleichung

$$\delta^2_p x'^i + [{}^i_{kl}]^{(c\,d)}_{(a\,b)}; n\, \delta_p x'^k \delta_p x'^l = 0$$

Gleichung 94

~~wobei die Hyperstrikt. $\mathfrak{C}_\varepsilon$ auf die andere Hyperstrikt. $\mathfrak{C}'$ regulär abgebildet worden ist~~

$$\delta_p^2 x'^{\underline{i}} + \delta_p x'^{\underline{k}}\, \delta_p x'^{\underline{l}} \left[{}^{i}_{kl}\right]^{(c\,d)}_{(a\,b)(\mathfrak{C}')} ; \quad n = 0$$

Gleichung 93a

wobei das Element $\mathfrak{C}_\varepsilon$ der Hyperstrikt. auf ein anderes Koordinatensystem $\mathfrak{C}'$ regulär abgebildet worden ist, welches wiederum als Gitter einer Hyperstrikt. $\left[{}^{c'}_{a'}\,{}^{d'}_{b'}\right] = \hat{0}$ aufgefaßt werden kann, denn das Verschwinden des Fundamentalkovarianzsymbols kennzeichnet gleichzeitig ein Koordinatensystem als Adskriptivgitter einer entsprechenden Hyperstrikt. Ist noch ein weiteres Koordinatensystem "$\mathfrak{C}$" gegeben, welches wiederum als Gitter einer weiteren Hyperstrikt. $\left[{}^{c''}_{a''}\,{}^{d''}_{b''}\right] = \hat{0}$ aufgefaßt werden kann, dann besteht die Möglichkeit nicht nur $\left[{}^{c}_{a}\,{}^{d}_{b}\right]_{(\mathfrak{C})} = \hat{0}$ gemäß $\left[{}^{c}_{a}\,{}^{d}_{b}\right] \neq \hat{0}$ auf $\mathfrak{C}_0$ des $R_{n(0)}$, oder $\left[{}^{c}_{a}\,{}^{d}_{b}\right]_{(\mathfrak{C}')} \neq 0$ auf $\mathfrak{C}'$ regulär abzubilden, sondern auch $\left[{}^{c}_{a}\,{}^{d}_{b}\right]_{(\mathfrak{C}'')} \neq \hat{0}$ regulär auf $\mathfrak{C}''$ abzubilden. Dies bedeutet aber, wegen der Invarianz der Gl. 93 im Rahmen einer Retransformation der Gl. 30 einen ~~Zusammenhang zwischen~~ transformativen Gesetz des Fundamentalkovarianzsymbols von $\mathfrak{C}''$ nach $\mathfrak{C}'$ hinzuführen, wenn das natürliche Transformationsgesetz $x''^{\underline{i}} (x'^{\underline{l}})^{\underline{k}}$, also die Funktionaldeterminante bekannt ist.

Weil immer in der metrischen Ableitung $\frac{\partial x''^{i}}{\partial x'^{k}} \to \delta_{x'^{k}} x''^{i}$ ist, wenn die metrische Transformation $x''^{i}(x'^{k})^{N}$ gilt, kann das Transformationsgesetz der [illegible] 3 [illegible] wieder in eine metrische Fassung gebracht werden. Es folgt

$$\delta^{2}_{x'^{m} x'^{\mu}} x''^{k} + [{}^{i}_{k}{}^{l}]^{(c\,a)}_{(a\,b)(b'')}; n\, \delta_{x'^{m}} x''^{k} = [{}^{p}_{m}{}^{\mu}]^{(c\,d)}_{(a\,b)(b')}; n\, \delta_{x'^{p}} x''^{i}$$

Gleichung 93 b.

nichtmetrische Form zur Ableitung

Auch die Gl. 3a kann in eine metrische Wirkung übergeführt werden wenn auf $\mathfrak{C}_0$ bezogen wird, wenn ${}^{2}\gamma_{(a\,b)} = {}^{2}g^{x}_{(a\,b)}$ und der binäre Feldkern des Fundamentalkondensors zur Anwendung kommt. Auch müssen die beiden Gitterkerne ${}^{2}a = {}^{2}b = {}^{2}x$ mitkommutieren, damit die Korrektion

vorhandene Wirkungsmitzählung im Kondensorsymbol überflüssig wird. Mit ${}^{2}g = {}^{2}\gamma; n$, sowie ${}^{2}\gamma = sp\, {}^{2}x \times {}^{2}x = {}^{2}\gamma^{x}$ und $\gamma; n = |\gamma_{ik}|^{\frac{1}{2}}; n = e^{2\varphi}; n$ wird dann

$$\boxed{\delta_{x'^{\mu}} x''^{l}} \quad \frac{\partial}{\partial x^{l}} \ln \sqrt{|g|} \to \frac{1}{x} \delta_{l} \varphi; n \text{ und}$$

$$\{{}^{k}_{k}{}^{l}\} \to [{}^{k}_{k}{}^{l}]^{(\varkappa)}_{(\varkappa)}; n,$$

was zu den Selektortheorien

$$\boxed{{}^{k}_{k}{}^{l}}\, \delta_{l} T^{\varkappa} = x_{i} [{}^{k}_{k}{}^{l}]^{(\varkappa)}_{(\varkappa)},$$

$\ln \sqrt{|g|} = \varphi; n$, ${}^{2}g = {}^{2}\gamma; n$, ${}^{2}g\, {}^{2}\gamma = sp\, {}^{2}x \times {}^{2}x = {}^{2}\gamma^{x}$

Gleichung 91 c

führt. Hierin erscheint φ als ein Funktionalselektor der durch den Binärfeldkern eines hermiteschen Fundamentalkondensors bestimmt wird, dessen Fundamentalselektor

ein Diagonalelement aus $\mathfrak{J}$ ist.

15.9.60 Ganz analog, wie im infinitesimalen R_n, können auch metronische Vektorfelder in einem metronischen Tensorium Translationen erfahren, doch sind diese Translationen nicht mehr infinitesimaler Natur, weil jede Struktur metronisch ist und die Substrate einer metronischen Feinstruktur existieren. Es ist also deshalb möglich, den ganzen analytischen Weg, der zur Definition der Operationen führt, in metronischer Fassung zu wiederholen. Hierbei gesetzt sich zunächst $\left[\begin{smallmatrix} c & d \\ a & b \end{smallmatrix}\right] \neq \left[\begin{smallmatrix} c & d \\ a & b \end{smallmatrix}\right]^{\times}$, wenn $\overline{{}^{1}c} \neq \overline{{}^{1}d}$ gilt. Allgemein kann in einem solchen Fundamentalselektor a b als Basissignatur, c d als Kontrasignatur zur Basis und die Angaben $\pm$ bezw $\mp$ als Wirkungssignatur zwischen Kontrasignatur und Basis bezeichnet werden. Es ergibt sich außerdem aufgrund der metronischen Parallelt ransla tionen $\left[\begin{smallmatrix} c & d \\ a & b \end{smallmatrix}\right] \neq \left[\begin{smallmatrix} c & d \\ a & b \end{smallmatrix}\right]^{\times}$, wenn $\overline{{}^{2}\mathfrak{J}}_{(a\,b)} \neq \overline{{}^{2}\mathfrak{J}}^{\times}_{(a\,b)}$, also mindestens einer der beiden Gitterkerne aus der Basissignatur nicht hermitesch ist. Wenn aber ein solcher Fundamentalkondensor nicht hermitesch ist, muß er wegen seines Charakters eines tensoriellen ~~Tensor dr~~ Selektors dritten Grades zu sein, hinsichtlich der beiden nicht hermiteschen, kovarianten Indizes,

in einen hermiteschen (+) und einen antihermiteschen (−) Anteil spaltbar sein. Die allgemeinen Eigenschaften des Fundamentalkondensors werden demnach ergänzt durch

$$\left[\begin{smallmatrix} c & d \\ a & b \end{smallmatrix}\right] \neq \left[\begin{smallmatrix} c & d \\ a & b \end{smallmatrix}\right] \qquad {}^{2}\overline{x} \neq {}^{2}\overline{d},$$

$$\left[\begin{smallmatrix} c & d \\ a & b \end{smallmatrix}\right] \neq \left[\begin{smallmatrix} c & d \\ a & b \end{smallmatrix}\right]^{\times}, \qquad {}^{2}\overline{\gamma}_{(ab)} \neq {}^{2}\overline{\gamma}^{\times}_{(ab)},$$

$$\left[\begin{smallmatrix} c & d \\ a & b \end{smallmatrix}\right] = \left[\begin{smallmatrix} c & d \\ a & b \end{smallmatrix}\right]_{+} + \left[\begin{smallmatrix} c & d \\ a & b \end{smallmatrix}\right]_{-},$$

$$\left[\begin{smallmatrix} c & d \\ a & b \end{smallmatrix}\right]_{\pm} = \pm \left[\begin{smallmatrix} c & d \\ a & b \end{smallmatrix}\right]^{\times}_{\pm}$$

Gleichung 94.

Wenn der universelle Γ = Operator ~~der Gl. 31~~ als Kondenzfeldselektor in eine metronische Fassung gebracht werden soll, dann bleibt auf jeden Fall wegen Gl 94, das Gesetz der Typensignatur, sowie die Kontra- bezw. Kovariante Signaturkoordination erhalten, aber die Variationsmöglichkeit der Kondenzfeldselektoren wesentlich größer als diejenige der Γ = Operatoren, denn im Gegensatz zu der einen Klasse metrischer Komponenten $\{\kappa^{i} e\}$ oder $\{\kappa^{i} e\}_{(\mu\nu)}$, gibt es im metronischen Bereich nicht nur $\omega = \frac{N}{2}$ Partialstrukturen in der Diagonale von $\hat{\gamma}$, sondern noch $\omega^2 - \omega$ extradiagonale Fundamentalselektoren, was zu ω^2 Selektoren dieser Art, und daher zu $2\cdot\binom{\omega^2}{2} + \omega_2 = \omega^4$ Fundamentalkondensoren führen muß, da alle Partialstrukturen ${}^{2}\overline{\gamma}_{(\nu\nu)}$ aus $\hat{\gamma}$ zu ${}^{2}\overline{\gamma}$ komponierten und diese Komposition wegen

des metronischen Charakters über die $\omega(\omega-1)$ esstradiagonalen $\overset{2}{\gamma}_{(\mu\nu)}$ mit $\mu \neq \nu$ (metronische Glieder der Kettelaufsverwirklichung) läuft kommen in einem metronisierten Γ-Operator, also einem Kondensfeldselektor, in den additiven Kondensorgliedern mehrere Kondensorsignaturen (Basis- Kontra- und Mischungssignatur) zur Geltung, da außerdem $\frac{\partial}{\partial x^{\underline{\kappa}}} \to \delta_{x^{\underline{\kappa}}} = \frac{1}{a_\kappa}\delta_\kappa$ ist, folgt für den allgemeinen Kondensfeldselektor, mit einem beliebigen gemischtvarianten Multiplett als Typensignatur, aber aus nur einem Kondensortyp

$$\Gamma^{(s_1)(s_2)}_{(\pm)}\begin{pmatrix} c & \alpha \\ \bar{a} & \overset{+}{b}\end{pmatrix}_\kappa = \frac{1}{\alpha_\kappa}\,\delta_\kappa + \sum_{\lambda=\mu+1}^{m} (\ )^{a}_{\bar{a}}\left[{}^{i_\lambda}_{a\kappa}\right]^{(c\,\alpha)}_{(a\,b)(\varepsilon_\lambda(s_\lambda))}\,;\ n -$$

$$- \sum_{\lambda=1}^{k} (\ )_a \left[{}^{a}_{i_\lambda\,\kappa}\right]^{(c\,\alpha)}_{(a\,b)(\varepsilon_\lambda(s_\lambda))}\,;\ n =$$

$$= \begin{pmatrix} c & \alpha \\ \bar{a} & \overset{+}{b}\end{pmatrix}^{(s_1)(s_2)}_{(\pm)\kappa}$$

, wenn dieser so übertragene Kondensfeldselektor auf ein metronisches Tensorfeld vom Grade m einwirkt, wobei m höchstens die um p verminderte Dimensionszahl des Tensorraums erreichen darf. Im allgemeinsten Falle wird dieser Selektor aber von verschiedenen Kondensoren aufgebaut, die sich in ihrer Kondensorsignatur von einander unterscheiden. Kennzeichnet $\alpha(\lambda)$ die Basis und $\beta(\lambda)$ die Kontrasignatur mit der jeweiligen Wirkungsindizierung, dann kann in der Form

$$\begin{pmatrix} \beta & \pm \\ & \alpha \end{pmatrix}^{(s_1)(s_2)}_{(\pm)\kappa} = \frac{1}{\alpha_\kappa}\,\delta_\kappa + \sum_{\lambda=\mu+1}^{m} (\ )^{a}_{\bar{a}}\left[{}^{i_\lambda}_{a\kappa}\right]^{(c\,\alpha)}_{(a\,b)(\varepsilon_\lambda(s_\lambda))}\,;\ n -$$

$$= \frac{1}{\alpha_K}\delta_K + \sum_{\lambda=\mu+1}^{m} (\,)^{a} \begin{bmatrix} i_\lambda \\ a\,K \end{bmatrix}^{(\beta(\lambda))(\pm)}_{(\alpha(\lambda))(\varepsilon_\lambda(s_1))}; \; n,$$

$$- \sum_{\lambda=1}^{\mu} (\,)_{a} \begin{bmatrix} a \\ i_\lambda K \end{bmatrix}^{(\beta(\lambda))(\pm)}_{(\alpha(\lambda))(\varepsilon_\lambda(s_2))}; \; n,$$

wenn wieder, wie bei den Γ-Operatoren, die Signaturmatrizen durch $[\,] = [\,]_{(1)}$, $[\,]^{\times} = [\,]_{(2)}$, $[\,]_{+} = [\,]_{(3)}$, $[\,]_{-} = [\,]_{(4)}$, $[\,]^{\times}_{-} = [\,]_{(5)}$ und $0\cdot[\,] = [\,]_{(6)}$ indiziert werden. Auch liefert eine Zusammenfassung der Selektorkomponenten den gesamten, den Tensorgrad erweiternden Kondensfeldselektor $\begin{pmatrix} \beta\pm \\ \alpha \end{pmatrix}^{(s_1)(s_2)}_{(\pm)} =$

$$= \sum_{K=1}^{N} \begin{pmatrix} \beta\pm \\ \alpha \end{pmatrix}^{(s_1)(s_2)}_{(\pm)K},$$

~~wenn N die Dimensionsanzahl des betreffenden Raumes ist.~~ Dabei sind α und $\beta\pm$ ~~sind dabei~~ die Signaturgesetze der Kondensorsignatur. Insgesamt wird also die uni-

versellste Form des Kondensfeldselektors durch das System

$$\begin{pmatrix} \beta\pm \\ \alpha \end{pmatrix}^{(s_1)(s_2)}_{(\pm)} = \sum_{K=1}^{N} \begin{pmatrix} \beta\pm \\ \alpha \end{pmatrix}^{(s_1)(s_2)}_{(\pm)K},$$

$$m \leqq N-1,$$

$$\begin{pmatrix} \beta\pm \\ \alpha \end{pmatrix}^{(s_1)(s_2)}_{(\pm)K} = \frac{1}{\alpha_K}\delta_K + \sum_{\lambda=\mu+1}^{m} (\,)^{a} \begin{bmatrix} i_\lambda \\ a\,K \end{bmatrix}^{(\beta(\lambda))(\pm)}_{(\alpha(\lambda))(\varepsilon_\lambda(s_1))}; \; n,$$

$$- \sum_{\lambda=1}^{\mu} (\,)_{a} \begin{bmatrix} a \\ i_\lambda K \end{bmatrix}^{(\beta(\lambda))(\pm)}_{(\alpha(\lambda))(\varepsilon_\lambda(s_2))}; \; n,$$

$$[\,] = [\,]_{(1)}, \quad [\,]^{\times} = [\,]_{(2)}, \quad [\,]_{+} = [\,]_{(3)}$$

$$[\,]_{-} = [\,]_{(4)}, \quad [\,]^{\times}_{-} = [\,]_{(5)}, \quad 0\cdot[\,] = [\,]_{(6)}$$

Gleichung 95

beschrieben, vorausgesetzt, daß auch in dem zugrundegelegten R_N alle $x^{\underline{K}} \sim n^{\underline{K}}$ mit $1 \leqq K \leqq N$ bleiben. In dem Kondensfeldselektor Gl. 95 beschreibt α die Folge der Basissignaturen $\alpha(\lambda)$ und $\beta\pm$ die

34 Folge der Kontrasignaturen $\beta(\lambda)$ in der Wirkungsweise $\pm$ längs der ganzzahligen Indizierung $1 \leqq \lambda \leqq m$. Damit ist der Kondensfeldselektor in universeller Form eindeutig definiert: Gibt es in dem betreffenden Definitionsbereich des Tensoriums P Multiplettsignaturen s_1 und Q Kovariante s_2, dann kann eine Wirkungsmatrix der Typensignaturen als Rechteckschema vom Typ PQ, nämlich $\left(\begin{matrix}\beta\pm\\ \alpha\end{matrix}\right) = \left(\left(\begin{matrix}\beta\pm\\ \alpha\end{matrix}\right)^{(s_1)(s_2)}_{(\pm)}\right)_{PQ}$ zusammengestellt werden, welche für eine Kondensorsignatur alle Kondensfeldselektoren enthält. Darüberhinaus gibt es aber noch V Basissignaturen α und W Kontrasignaturen $\beta\pm$ mit gleichzeitiger Wirkungsangabe, sodaß alle $V \cdot W$ Typensignaturmatrizen wiederum als Rechteckschema in die Form einer Uebermatrix gebracht werden können, welche in Analogie zu $\hat{\Gamma}$ bezw. $\hat{\underline{\Gamma}}$ als metrische Wirkungsmatrix $\widehat{(\,)} = \left(\left(\begin{matrix}\beta\pm\\ \alpha\end{matrix}\right)\right)_{VW}$ bezeichnet werden soll. Zu dieser dient

$$\left(\begin{matrix}\beta\pm\\ \alpha\end{matrix}\right)_{\#} = \left(\left(\begin{matrix}\beta\pm\\ \alpha\end{matrix}\right)^{(s_1)(s_2)}_{(\pm)}\right)_{P,Q},$$

$$\widehat{(\,)} = \left(\left(\begin{matrix}\beta\pm\\ \alpha\end{matrix}\right)\right)_{VW}$$

Gleichung 95a

beschriebenen metrischen Wirkungsmatrizen sind also alle in dem Definitionsbereich des betreffenden Tensoriums möglichen $P \cdot Q \cdot V \cdot W$ Kondensfeldselektoren enthalten,

über die nunmehr metrische Theorie entwickelt werden können.

16.9.60 Es besteht die Möglichkeit, auf diesem allgemeinen Kondensfeldselektor den Rebopperator (a − 1)-fach anzuwenden, sodaß von den Fundamentalselektoren aus $\overline{{}^2\gamma}$ nur $\overline{{}^2\gamma}_{(1,1)} = \overline{{}^2\gamma} \neq \overline{{}^2E}$ mit $\overline{{}^2\gamma} = \mathrm{sp}\,\overline{{}^2\varkappa} \times \overline{{}^2\varkappa} \neq \overline{{}^2\gamma}^{\times}$ übrig bleibt. In diesem Fall kann auch $\overline{{}^2\gamma}_{;n} = \overline{{}^2g}$ als kompositionsfeldformal aufgefaßt werden und die Fundamentalkondensoren werden dann zu $\widehat{\begin{bmatrix} c & d \\ \bar{a} & +b \end{bmatrix}} = [\varkappa] \neq \overline{\delta}$, während die Kondensfeldselektoren sich in ihrer Kondensorsignatur nicht mehr unterscheiden. Dies bedeutet aber $\left(\begin{matrix} \beta & \pm \\ & \alpha \end{matrix}\right)^{(s_1)(s_2)}_{(\pm)} =$

$= (\varkappa)^{(s_1)(s_2)}_{(\pm)}$. Mit ~~Hilfe~~ der Bez. aussetzung

$$\overline{{}^2\gamma}_{(\mu,\nu)} = \overline{{}^2E}, \quad (\mu,\nu) \neq 1,$$

$$\overline{{}^2\gamma}_{(1,1)} = \overline{{}^2\gamma} \neq \overline{{}^2E},$$

$$\overline{{}^2\gamma} = \mathrm{sp}\,\overline{{}^2\varkappa} \times \overline{{}^2\varkappa} \neq \overline{{}^2\gamma}^{\times},$$

$$\widehat{\begin{bmatrix} c & d \\ \bar{a} & +b \end{bmatrix}} = [\varkappa], \quad \left(\begin{matrix} \beta & \pm \\ & \alpha \end{matrix}\right)^{(s_1)(s_2)}_{(\pm)} = (\varkappa)^{(s_1)(s_2)}_{(\pm)}$$

Gleichung 96

Können weitere Approximationen, analog der Gl. 32, entwickelt werden. Für $\overline{{}^2\gamma} \to \overline{{}^2\delta}$ wird $\overline{{}^2\gamma} \to \overline{{}^2\gamma}_{;} = \overline{{}^2\gamma}_{;}^{\times}$ und dies bedeutet, daß die Singulärsignaturen $1 \leq \varepsilon \leq 3$, gemäß $[\,]_{(\varepsilon)} = [\,]_{+}$ und $4 \leq \varepsilon \leq 6$, gemäß $[\,]_{(\varepsilon)} = 0$ identisch werden so daß sich die differenzierten Typensignaturen nur aus zwei Singulärkomponenten, nämlich

$\varepsilon = 3$ und $\varepsilon = 6$ zusammensetzen können. Mit eine weitere Approximation ${}^{2}\overline{y}$; $n = {}^{2}\overline{a} = \text{const.}$ durchgeführt, dann verschwinden alle Fundamentalkondensoren, weil nur noch das Singulett $\varepsilon = 6$ übrig bleibt.

Schließlich ist noch ${}^{2}\overline{a} \to {}^{2}\overline{E}$ möglich und dann wird da eine Unterscheidung zwischen Ko- und Kontravariant nicht mehr erscheint,

$$\lim_{{}^{2}\overline{y} \to {}^{2}\overline{E}} (\varkappa)^{(\Delta_1)(\Delta_2)}_{(\pm)} = \widehat{DFV}_{(x)}$$

Gleichung 96a

d. h., im Limes ergeben sich die metronischen Differentialselektoren unter der Voraussetzung $m > 0$ aus dem

Kondensfeldselektor 96 ohne Kondensorsignatur. Diese Kondensfeldselektoren erweitern stets den Tensorgrad $m > 0$ der metronischen Funktion, auf welche sie einwirken, während die Bildung des kattigen Spektrums m und p vermindert, sodaß diese Spurbildungen der Kondensfeldselektoren zu Kontraktionsselektoren werden. Dies bedeutet aber, daß auch ~~gl. 33~~ metroneisiert werden kann; u. zwar folgt unmittelbar

$$(\varkappa)_{\ell} = \frac{1}{\alpha_{\ell}} \delta_{\ell} - [e^{s} s]^{(\varkappa)}_{(\varkappa)+} \; ; \; n,$$

$$\lim_{{}^{2}\overline{y} \to {}^{2}\overline{E}} (\varkappa) = GRAD_{(x)}$$

Gleichung 96b

Denn dieser Selektor kann auch auf metronische Skalarfunktionen $m = 0$ einwirken

ist p eine metrische Funktion, auf welche $(\varkappa)_l$ einwirkt, dann kann $\frac{1}{p}(\varkappa)_l ; p$ und $\frac{1}{p}(\varkappa)_m ; p$ gebildet und metrisch nach m bezw. l differenziert und subtrahiert werden. Es ist

$$\frac{1}{p}(\varkappa)_l ; p = \frac{1}{\alpha_l}\frac{1}{p}\mathfrak{f}_l p - [\overset{s}{l}s]^{(\varkappa)}_{(\varkappa)+} ;$$

und $\frac{1}{\alpha_m}\mathfrak{f}_m \frac{1}{p}(\varkappa)_l ; p = \frac{1}{\alpha_l \alpha_m}\mathfrak{f}_m \frac{1}{p}\mathfrak{f}_l p - \frac{1}{\alpha_m}\mathfrak{f}_m [\overset{s}{l}s]_+$, ~~also~~ also $\frac{1}{\alpha_m}\mathfrak{f}_m \frac{1}{p}(\varkappa)_l ; p - \frac{1}{\alpha_l}\mathfrak{f}_l \frac{1}{p}(\varkappa)_m ; p =$

$$= \frac{1}{\alpha_l}\mathfrak{f}_l [\overset{s}{m}s]_+ ; n - \frac{1}{\alpha_m}\mathfrak{f}_m [\overset{s}{l}s]_+ ; n ,$$

wenn zur Kürzung $[\overset{i}{k}l]^{(\varkappa)}_{(\varkappa)} = [\overset{i}{k}l]$ gesetzt wird. Mithin gilt das Theorem

$$\frac{1}{\alpha_m}\mathfrak{f}_m \frac{1}{p}(\varkappa)_l ; p - \frac{1}{\alpha_l}\mathfrak{f}_l \frac{1}{p}(\varkappa)_m ; p = -\frac{1}{\alpha_l}\mathfrak{f}_l [\overset{s}{m}s]_+ ; n - \frac{1}{\alpha_m}\mathfrak{f}_m [\overset{s}{l}s]_+ ; n ,$$

$$[\overset{i}{k}l]^{(\varkappa)}_{(\varkappa)} = [\overset{i}{k}l]$$

Gleichung 97,

weil stets $\frac{1}{\alpha_l p}\mathfrak{f}_l p = \frac{1}{\alpha_l}\mathfrak{f}_l \ln p$ und $(\mathfrak{f}_k \times \mathfrak{f}_l)_- = 0$ ist.

4. 10. 1960 Auch die übrigen Theoreme und Identitäten der infinitesimalen Γ-Operatoren können wenn eine metrische Hyperstruktur R_N vorausgesetzt wird, in die Fassung der Kondenzfeldselektoren für $^{**}\overline{\mathfrak{f}} = sp\, {}^{**}\overline{\mathfrak{X}} \times {}^{**}\overline{\mathfrak{X}}$ mit ${}^{2}\overline{\mathfrak{X}} \neq {}^{2}\overline{\mathfrak{X}}^{\times}$ gebracht werden. Die Metrisierung ${}^{2}\overline{\mathfrak{g}} = {}^{2}\overline{\mathfrak{g}}_{\mathfrak{X}}$ liefert dann insbesondere auf das Gitter $X^{\underline{i}} = a_i n^{\underline{i}}$ diese Theoreme in metrischer Form, nämlich

$$sp\left((\varkappa)^{(1)}_{(+)} + (\varkappa)^{(2)}_{(+)}\right) ; \underline{\bar{A}} = 2\,\mathrm{Div}_{(\varkappa)}\,\underline{\bar{A}} ,$$

$$sp\left((\varkappa)^{(1)}_{(+)} - (\varkappa)^{(2)}_{(+)}\right) ; \underline{\bar{A}} = 2\,\underline{A}^{\underline{k}}[\overset{s}{s}k]^{(\varkappa)}_{(\varkappa)-} ; n ,$$

$$\underline{\bar{A}} = p\bar{A} , \quad (\varkappa)^{(1,2)}_{(+)k} ; \underline{\mathfrak{f}}^{ik}_{-} = \frac{1}{\alpha_k}\mathfrak{f}_k \mathfrak{f}^{ik}_{-} - [\overset{s}{k}s]^{(\varkappa)}_{(\varkappa)-} ;$$

$$\gamma_{ik}(\varkappa)^{(1,2)}_{(+)l} ; \underline{\mathfrak{f}}^{ik} = (N-2)(\varkappa)_l ; w ,$$

$$\underline{{}^{2}\mathfrak{g}} = w\,{}^{2}\mathfrak{g} , \quad w = \sqrt{|\gamma|} , \quad \gamma = |\gamma_{ik}|_N$$

Gleichung 97a

und hieraus folgt die vierfache Analogie zur ~~[illegible]~~ infinitesimalen Analyse einer hermiteschen Symmetrie tensorieller Selektoren vom dritten Grad, welche durch die Einwirkung von Kondensfeldselektoren auf das nicht hermitesche Fundamentalselektor entstehen. Diese hermitesche Symmetrie dieser Kann auf Tensorselektoren beliebigen Grades $m \leqq N$ erweitert werden und dies begründet die Spaltbarkeit eines jeden Tensorselektors in einen hermiteschen und einen antihermiteschen Anteil, bezogen auf zwei Indizes gleicher Variationsstufe; ein Sachverhalt, der sich bereits bei der Definition des tensoriellen Selektors unmittelbar aus der Spaltbarkeit infinitesimaler Tensor-

felder ergeben hat. ~~Der allgemeine~~

Der allgemeine Kondensfelselektor kann noch weiteren Approximationen unterworfen werden. Es wird nämlich angenommen, daß in $\mathfrak{F}$ nicht nur alle essentiadiagonalen Korrelationsvermittlungen verschwinden und die Diagonale nur das eine Element $\overline{{}^{2}\mathfrak{F}} = \mathfrak{A}\mathfrak{p}\,\overline{{}^{2}\mathfrak{K}} \times \overline{{}^{2}\mathfrak{K}}$ enthält, sondern wird weiter unterstellt, daß auch der Spitzenkern $\overline{{}^{2}\mathfrak{K}} = \pm\overline{\mathfrak{K}}^{\times}$ entweder hermitesch oder antihermitesch, niemals aber nichthermitesch ist, woraus folgt $\overline{{}^{2}\mathfrak{F}} = \overline{\mathfrak{F}}^{\times}$ und dies hat zur Folge, daß ~~alle~~ alle Komponenten des Fundamentalkondensors hermitesch werden; d. h. die ersten drei nicht differenzierten Typensignaturen der Kondensfeldselektoren werden identisch

(+) Vergleichen die Gleichungen 4, 5 und 6 nämlich (−). Wird schließlich angenommen, daß das Raumgitter nur gegen die x^i gedreht oder parallelverschoben ist, dann wird stets ${}^2\mathfrak{p}\,;\,n = \text{const.}$ und der Fundamentalkondensor ~~bei~~ ~~wird~~ zu $\overline{O}$, sodaß alle nicht differenzierten Typensignaturen mit den Fehlstellen (−) identisch und die Kondensofeldvektoren zu $\overline{DJV}_{(x)}$ werden, wenn die Drehung oder Parallelverschiebung des Gitters Komponente $\overline{V}$, also ${}^2\mathfrak{p}\,;\,n = \overline{E}$ ergibt.

(1.10.60) Anmerkung siehe Bd. V. 3. Anmerkung zu Seite 120 ff. Bd. V 136

Zwar ist ~~es~~ definitionsgemäß $\hat{\alpha} = \hat{\alpha}^\times$ wegen der Kommutativität skalarer Produkte, ~~ist~~ ~~und auch wegen der Summation~~

~~$\sum_{l,m=1}^{4} \alpha_{l,m} \frac{\partial \eta_{+l}}{\partial x^i}$~~ doch bleibt

$$\sum_{l,m=1}^{4} \alpha_{l,m} \frac{\partial \eta_{+l}}{\partial x^i} \frac{\partial \eta_{-m}}{\partial x^k} \neq$$

$$\neq \sum_{l,m=1}^{4} \alpha_{l,m} \frac{\partial \eta_{+l}}{\partial x^k} \frac{\partial \eta_{-m}}{\partial x^i},$$

das $g_{ik} \neq g_{ki}$, also ${}^2\overline{g} \neq {}^2\overline{g}^\times$ zur Folge hat. Wegen des Tensorcharakters von ${}^2\overline{g}$ ermöglicht dies aber die Spaltung ${}^2\overline{g} = {}^2\overline{g}_+ + {}^2\overline{g}_-$ in einen hermiteschen Anteil ${}^2\overline{g}_+ = {}^2\overline{g}_+^\times$ und einen antihermiteschen Anteil ${}^2\overline{g}_- = -{}^2\overline{g}_-^\times$.

~~Anmerkung zu Bd V Seite 130 Mitte~~ ~~nach Gl. 29a~~

Mit Gl. 29 besteht die Möglichkeit, die Spaltanteile von $\{{}^i_{k,l}\}$ physikalisch zu interpretieren. Wird als Parameter die Zeit t verwendet, dann gibt $\ddot{x}^i = +\hat{\alpha}$ $- - \{{}^i_{k,l}\}\,\dot{x}^k\,\dot{x}^l$ eine zeitliche Beschleunigung an, welche von einer ponderomotorischen Kraft

 ~~vermutet worden ist.~~

Anmerkung zu Bd IX S 127 unten

Diese Symmetrie erscheint unmittelbar einleuchtend. Die nicht hermitesche Eigenschaften des mesobarischen Korrelationstensors liefern eine rein geometrische (also nicht physikalische) Zusatzbedingung $sp\{\} = \overline{0}$ im R_4, welche auf $\overline{{}^2g} \neq \overline{{}^2\sigma}$ zurückgeht und diese Zusatzbedingung wiederum zeigte, daß von den 64 Spektren energetischer Eigenwerte grundsätzlich 28 leer bleiben wodurch die Existenz des R_6 begründet wurde. Aufgrund dieses Sachverhalts muß nun aber erwartet werden, daß die nicht hermitesche Struktur des mesobarischen Korrelationsbereichs mit einer hermiteschen Strukturbeschreibung im R_6 äquivalent ist, wodurch die Hermitezität des Fundamentaltensors der äußeren Welt direkt verständlich wird.

Zu Band VIII Kapitel V

Anmerkung zu Band VII S. 144 A VIII 4

7) Transzendente metrische Strukturen und Selektorgleichungen

8.10.60 Neben der Theorie metrischer Hyperstrukturen setzt eine Untersuchung der Selektorgleichungen eine Beschreibung aller elementar ausführbaren Metrointegrale voraus, d.h. es muß zunächst eine Theorie der transzendenten metrischen Strukturen entwickelt werden, wodurch die Begriffsbildung des elementaren metrischen

98 Faktorisationsvorgänge zu studieren ist. Ist $\varkappa(n)$ irgendeine metronische Funktion, die aus Gründen der Einfachheit mit von einem Argument $1 \leqq n < \infty$ abhängen soll, dann kann offenbar das Methoinkegral $\varphi = \int \frac{\delta \varkappa}{\varkappa}$ nicht mehr auf elementar lösbare Methoinkegrale zurückgeführt werden. Zunächst wird es notwendig, die Eigenschaften von $\delta_\varkappa \varphi = \frac{1}{\varkappa}$ zu analysieren. Sind $\alpha \leqq \varkappa \leqq (ab)$ irgendwelche Grenzen der Funktion $\varkappa$, dann entsprechende Methoinkegrale als Grenzen äquivalent sind, dann gilt offenbar für die bestimmten Methoinkegrale

$$\int_\alpha^a \frac{\delta \varkappa}{\varkappa} + \int_\alpha^b \frac{\delta \varkappa}{\varkappa} = \varphi(a) + \varphi(b) - 2\varphi(\alpha) \text{ und } \int_\alpha^{ab} \frac{\delta \varkappa}{\varkappa} = \varphi(ab) - \varphi(\alpha).$$

Nach dem Ausschluß von Methoinkegralen ist aber $\int_\alpha^{ab} \frac{\delta \varkappa}{\varkappa} = \int_\alpha^{a-1} \frac{\delta \varkappa}{\varkappa} + \int_a^{ab} \frac{\delta \varkappa}{\varkappa}$ und wegen des Quotienten $\delta \varkappa / \varkappa$ kann hierin $\int_a^{ab} \frac{\delta \varkappa}{\varkappa} = \int_a^a \frac{\delta \varkappa}{\varkappa} + \int_\alpha^b \frac{\delta \varkappa}{\varkappa}$, also $\int_\alpha^{ab} \frac{\delta \varkappa}{\varkappa} = \int_\alpha^{a-1} \frac{\delta \varkappa}{\varkappa} + \int_a^a \frac{\delta \varkappa}{\varkappa} + \int_\alpha^b \frac{\delta \varkappa}{\varkappa} = \int_\alpha^a \frac{\delta \varkappa}{\varkappa} + \int_\alpha^b \frac{\delta \varkappa}{\varkappa}$ gesetzt werden. Wird α so gewählt, daß $\varphi(\alpha) = 0$ wird, dann wird aus der Faktorgleichung das Theorem $\varphi(a) + \varphi(b) = \varphi(ab)$, oder erweitert $\sum_{k=1}^{m} \varphi(a_k) = \varphi\left(\prod_{k=1}^{m} a_k\right)$. $\boxed{< \infty}$ Dies wird für $a_k = a$ allgemein $m \cdot \varphi(a) = \varphi(a^m)$ oder negativ $-m\varphi(a) = \varphi(a^{-m})$ wenn m geradzahlig ist. (Anmerkung auf S. 102) Es sind jedoch auch nichtgeradzahlige Werte möglich und dies bedeutet $\frac{1}{m}\varphi(a) = \varphi(\sqrt[m]{a})$ d. h. neben dem Raster rationaler Zahlen sind auch die irrationalen Zahlen wegen $\frac{N}{m}\varphi(a) =$

$= \varphi(\sqrt[m]{a^N})$ zugelassen.

Aus allen diesen Konsequenzen des Additionstheorems ergibt sich aber eindeutig, daß φ die Eigenschaften eines Logarithmus der unbekannten Basis A hat.

$\varphi = \int \frac{f x}{x}$ ist nunmehr in der Form $\varphi(x) = \log_A x$ oder invers als Exponentialgesetz $x = A^{\varphi}$ darstellbar. Wenn es möglich wird diese Logarithmenbasis eindeutig zu bestimmen, dann kann das Mettrocintegral φ_x wegen des eineindeutigen Zusammenhanges $\varphi(x)$ explizit ausgeführt werden. Zu diesem Zweck dient in $\frac{f x}{x} = f \log_A x$ für $x(m) = \frac{m+1}{m}$ gesetzt, was

$$f x = 1 + f\left(\frac{1}{m}\right) = 1 - \frac{1}{m(m-1)}$$

und $f \log_A x = \log_A\left(\frac{m+1}{m}\right) - \log_A\left(m - 1 + \frac{1}{m-1}\right)$ liefert. Wird mit $m = n+1$ substituiert, dann folgt $1 - \frac{1}{n(n+1)} = \left(n + 1 + \frac{1}{n+1}\right) \log_A\left(\frac{(n+1)^2+1}{n^2+1} \cdot \frac{n}{n+1}\right)$. Läßt man hierin $n \to \infty$ divergieren, dann gilt $\lim_{n\to\infty}\left(1 - \frac{1}{n(n+1)}\right) =$ also $1 = \lim_{n\to\infty}\left(n + 1 + \frac{1}{n+1}\right) \log_A\left(\frac{(n+1)^2+1}{n^2+1} \cdot \frac{n}{n+1}\right) = \lim_{n\to\infty} n \log_A\left(\frac{n+1}{n}\right) = \lim_{n\to\infty} \log_A\left(1 + \frac{1}{n}\right)^n = \log_A \lim_{n\to\infty}\left(1 + \frac{1}{n}\right)^n$. Potenzierung von $\log_A \lim_{n\to\infty}\left(1 + \frac{1}{n}\right)^n = 1$ ergibt $\lim_{n\to\infty}\left(1 + \frac{1}{n}\right)^n = A$ als Basis. Nun gilt aber die Limesrelation $\lim_{n\to\infty}\left(1 + \frac{1}{n}\right)^n = e$, was im Vergleich $A = e$ ergibt, wodurch die Basis eindeutig gegeben ist. Da $\log_A = \log = \ln$ ist, folgt $\int \frac{f x}{x} = \ln x$ u. a. w. Der Begriff des natürlichen Logarithmus kann ohne Einschränkungen aus der infinitesimalen Analysis in die ~~Betrachtung~~ metrovinzielle

übernommen werden.
Diese Uebernahme gilt wegen $\varphi = \ln x$ auch für die eindeutig inverse Darstellung $x = e^{\varphi}$, womit beliebige metronische Exponentialfunktionen $f = A^{\varphi}$, wegen $\ln A^{\varphi} = \varphi \ln A$, gemäß $f = e^{\ln A^{\varphi}} = e^{\varphi \ln A}$ eindeutig beschrieben werden können. (Fortsetzung folgt)

Anmerkung zu Seite 99

Dies bedeutet $\varphi(a) - \varphi(b) = \varphi\left(\frac{a}{b}\right)$ oder für $b = 1$ auch $\varphi(1) = 0$, sodaß die Bedingung $\varphi(\alpha) = 0$ für $\alpha = 1$ erfüllt wird.

Fortsetzung von oben.

Zwei andere transzendente Funktionen, die unmittelbar auch als metronische Funktionen gelten müssen,

sind $f(x)$ und $F(x)$, die periodisch verlaufen und ihre Nullstellen bei $\frac{\pi}{2}(2n-1)$ bezw. $2n\pi$ aber ihre Maxima bei $2n\pi$ bezw. $\frac{\pi}{2}(2n-1)$ haben, d. h. die Funktion $f(x) = \cos x$ und $F(x) = \sin x$, welche in einer der infinitesimalen Analysis völlig analogen Weise, die weiteren transzendenten Funktionen $\operatorname{tg} x$, $\operatorname{ctg} x$, $\sec x$ und $\operatorname{cosec} x$ definieren. Nach den Gesetzen metronischer Rechnungsentwicklung besteht die Möglichkeit, sowohl die Reihen für $\cos \varphi$ und $\sin \varphi$ als auch für e^{φ} zu entwickeln, wenn $\varphi(n)$ vorgegeben ist. Hierbei können die metronischen Differentiationsregeln

$\mathfrak{J}_\varphi \cos\varphi = \cos\varphi - \cos(\varphi - \mathfrak{J}\varphi) =$
$= (1 - \cos\mathfrak{J}\varphi)\cdot\cos\varphi - \mathfrak{J}\varphi \sin\varphi$
und $\mathfrak{J}_\varphi \sin\varphi = \sin\varphi - \sin(\varphi - \mathfrak{J}\varphi) =$
$= (1 - \cos\mathfrak{J}\varphi)\cdot\sin\varphi + \cos\varphi \sin\mathfrak{J}\varphi$
sowie $\mathfrak{J}_\varphi e^\varphi = e^\varphi(1 - e^{-\mathfrak{J}\varphi})$ in Anwendung, denn die trigonometrischen Additionstheoreme müssen auch jetzt gelten, weil φ und $\mathfrak{J}\varphi$ über einem algebraischen Zahlenkörper definiert ist. Wenn aber eine Reihe für e^φ entwickelt worden kann, dann auch für $e^{i\varphi}$ und $i \sin\varphi$. Addition der Reihen für $\cos\varphi$ und $i \sin\varphi$ liefert eine neue Reihe, welche sich mit derjenigen für $e^{i\varphi}$ identisch erweist. Dies bedeutet aber, daß das Theorem $e^{i\varphi} = \cos\varphi + i \sin\varphi$ mit allen seinen Konsequenzen auch für metro-nomische Funktionen gilt. Aus den Betrandifferentialen für $\cos\varphi$ und $\sin\varphi$ ergibt sich unmittelbar ein Integraltheorem für $\operatorname{tg}\varphi$ und $\operatorname{ctg}\varphi$, weil $\operatorname{tg}\varphi = \frac{\sin\varphi}{\cos\varphi}$ und $\operatorname{tg}\varphi \operatorname{ctg}\varphi = 1$ ist. Aus der Darstellung $\mathfrak{J}_\varphi \cos\varphi$ folgt nämlich $\frac{\mathfrak{J}_\varphi \cos\varphi}{\cos\varphi} = 1 \mathfrak{J}_\varphi \ln\cos\varphi =$
$= 1 - \cos\mathfrak{J}\varphi - \operatorname{tg}\varphi \sin\mathfrak{J}\varphi$ und also entsprechend $\mathfrak{J}_\varphi \ln\sin\varphi =$
$= 1 - \cos\mathfrak{J}\varphi + \operatorname{ctg}\varphi \sin\mathfrak{J}\varphi$.
Wird nun $\varphi(n) = an$ mit $a = \text{const}$ angenommen, dann ergibt die metronomische Integration, weil $\mathfrak{J}\varphi = a$ ist, ~~a = a, a sin~~
$a \sin a \int \operatorname{tg} an\, \mathfrak{J}n = a(1 - \cos a)n - \ln\cos an$ und $a \sin a \int \operatorname{ctg} an\, \mathfrak{J}n = a(\cos a - 1)n + \ln\sin an$.
Schließlich können noch die

inversen Funktionen definiert werden. Mit $v = \cos\varphi$, $w = \sin\varphi$, $x = \operatorname{tg}\varphi$ und $y = \operatorname{ctg}\varphi$ können die Arcusfunktionen untersucht werden. Da alle diese Zusammenhänge eineindeutig sind, gilt für $u(\varphi)$ nicht nur $\delta_\varphi u$ sondern für $\varphi(u)$ auch $\delta_u \varphi$ und wegen der Eineindeutigkeit muß zwischen den Methodifferentialen der Zusammenhang $(\delta_\varphi u)^{-1} = \delta_u \varphi$ bestehen, mit dessen Hilfe die Methodifferentiale der Arcusfunktionen beschrieben werden können. 10.10.60 Ist $v = \cos\varphi$, dann muß demzufolge $\delta_v \arccos v = ((1-\cos\delta\varphi)\cdot\cos\varphi - \sin\varphi\sin\delta\varphi)^{-1} = ((1-\cos\delta\varphi)\,v - \sin\delta\varphi\sqrt{1-v^2})^{-1}$ sein.

Ganz analog folgt $\delta_w \arcsin w = ((1-\cos\delta\varphi)\cdot w + \sin\delta\varphi\sqrt{1-w^2})^{-1}$, wenn $w = \sin\varphi$ gesetzt wird. Aus $x = \operatorname{tg}\varphi$ folgt $\delta_\varphi x = \operatorname{tg}\varphi - \operatorname{tg}(\varphi - \delta\varphi) = \operatorname{tg}\varphi - \frac{\operatorname{tg}\varphi - \operatorname{tg}\delta\varphi}{1+\operatorname{tg}\varphi\operatorname{tg}\delta\varphi} = \frac{\operatorname{tg}\delta\varphi\cdot\operatorname{cosec}^2\varphi}{1+\operatorname{tg}\varphi\operatorname{tg}\delta\varphi}$, also $\delta_x \operatorname{arc\,tg} x = \frac{\cos^2\varphi}{\operatorname{tg}\delta\varphi}\cdot(1+\operatorname{tg}\varphi\operatorname{tg}\delta\varphi) = \frac{1}{\operatorname{tg}\delta\varphi}\cdot\frac{1+x\operatorname{tg}\delta\varphi}{1+x^2}$, weil $\cos^2\varphi = (1+\operatorname{tg}^2\varphi)^{-1}$ ist. Wegen $\operatorname{ctg}(\varphi-\delta\varphi) = \operatorname{tg}^{-1}(\varphi-\delta\varphi) = \frac{1+\operatorname{tg}\varphi\operatorname{tg}\delta\varphi}{\operatorname{tg}\varphi - \operatorname{tg}\delta\varphi}$ wird mit $y = \operatorname{ctg}\varphi$ stets $\delta_\varphi y = \operatorname{ctg}\varphi - \operatorname{ctg}(\varphi-\delta\varphi) = \frac{-\operatorname{ctg}\varphi\operatorname{tg}\delta\varphi - \operatorname{tg}\varphi\operatorname{tg}\delta\varphi}{\operatorname{tg}\varphi - \operatorname{tg}\delta\varphi} = -\frac{1+y^2}{1-y\operatorname{tg}\delta\varphi}\cdot\operatorname{tg}\delta\varphi$, also $\delta_y \operatorname{arc\,ctg} y = -\frac{1-y\operatorname{tg}\delta\varphi}{\operatorname{tg}\delta\varphi\,(1+y^2)}$.

Die Methodifferentiale der trigonometrischen Grundfunktionen, sowie der entsprechenden Arcusfunktionen

können wiederum wegen $\sum \delta_\varphi f(\varphi) = \sum \delta f \, \delta\varphi \, \delta n = f(\varphi)$ wiederum in integraler Form dargestellt werden, was für bestimmte Klassen metronischer Integranden Hinweise für die Durchführung von Metronintegralen liefert. Weitere Hinweise für die Ausführung von Metronintegralen transzendenter Funktionen ergeben sich aus der Tatsache $\frac{\delta x}{x} = \delta \ln x$, also $x = e^\varphi$, denn auf diese Weise können auch metronische Hyperbelfunktionen (COS, SIN) $\varphi = \frac{1}{2}(e^\varphi \pm e^{-\varphi})$ bezw. TAG $\varphi = \frac{\text{SIN}\,\varphi}{\cos\varphi}$ und CTG $\varphi = \text{TG}^{-1}\varphi$ definiert werden, deren Inverse ebenfalls also metronische Areafunktionen existieren.

Auch diese Hyperbelfunktionen können in ganz ähnlicher Weise wie die trigonometrischen Funktionen einer metronischen Differentiation unterworfen werden, wobei stets $\delta_\varphi e^\varphi = e^\varphi - e^{\varphi - \delta\varphi} = e^\varphi(1 - e^{-\delta\varphi})$ zu berücksichtigen ist. Ein komplexer Zusammenhang besteht schließlich noch zwischen diesen beiden Klassen transzendenter metronischer Funktionen, denn die Relation $e^{i\varphi} = \cos\varphi + i \sin\varphi$ gilt auch metronomustatisch. Einsetzen liefert $\text{COS}\, i\varphi = \frac{1}{2}(e^{i\varphi} + e^{-i\varphi}) = \frac{1}{2}(\cos i\varphi + i \sin i\varphi + \cos i\varphi - i \sin i\varphi) = \cos i\varphi$, aber $\text{SIN}\, i\varphi = i \sin i\varphi$, was zu $\text{TG}\, i\varphi = i \operatorname{tg} i\varphi$ und $\text{CTG}\, i\varphi = -i \operatorname{ctg} i\varphi$ führt. Auch diese Relationen

können bei der Transformation metronischer Integranden in Anwendung kommen. Nach dieser Beschreibung transzendenter metronischer Funktionen wird es nunmehr möglich eine Theorie der Selektorgleichungen zu entwickeln. Wenn irgendein Metrondifferential in der Form $\mathfrak{J}x = \varphi$ mit $x(n)$ und $\varphi(n)$ vorgegeben ist, dann können die beiden metronischen Funktionen nach der Selektortheorie ~~stets~~ durch zwei Selektoren $x(n) = \mathfrak{J}\lambda; n$ und $\varphi(n) = \Phi; n$ hergestellt werden, welche den Verlauf beider Funktionen bestimmen. Damit wird aber ~~auch~~ aus $\mathfrak{J}x = \varphi$ der Zusammenhang $\mathfrak{J}\lambda; n = \Phi; n$

oder $\mathfrak{J}\lambda = \Phi$ dorart, daß die Bezeichnung $'\mathfrak{J}\lambda - \Phi' = 0$ einen metronisch-differentiellen Zusammenhang zwischen zwei Funktionalselektoren herstellt. Und das durch den Selektor $\mathfrak{J}$. Alle metronischen Gleichungen, die ~~in irgendeiner Form~~ den Zusammenhang ~~zwischen~~ zwischen Selektoren herstellen, werden daher als Selektorgleichungen bezeichnet und bilden das metronische Analogon zu den infinitesimalen Differential- oder Integralgleichungen je nachdem ob in der Selektorgleichung der Zusammenhang zwischen den Selektoren durch Metrondifferentiale oder Metronintegrale hergestellt worden ist, oder ob die Met in

112 Zusammenhang stehenden Selektoren differentieller oder integraler Natur sind. In $\mathfrak{J}\chi - \Phi = 0$ ist Φ offenbar der Kern des Integralselektors χ, denn die metronische Integration liefert, weil $\int \mathfrak{J}\chi = \chi$ ist $\chi = \int \Phi$; (1) $\mathfrak{J}n$, d. h. die Selektorgleichung $\mathfrak{J}\chi - \Phi = 0$ sagt aus, daß χ ein Integralselektor mit dem Selektorkern Φ ist.

11.10.60 Die Gesamtheit aller Selektorgleichungen kann aufgrund der Definition des Selektors und der metronischen Operationen klassifiziert werden. Es wäre zunächst zwischen integralen, differentiellen und integrodifferentiellen Selektorgleichungen zu unterscheiden. Diese Hauptklassen wiederum können jeweils über mit einem Operanden also mit einer Folge von Metronziffern definiert sein, oder aber über dem vielfachen Operanden ~~einer mehrwertigen Hyperkomplexität~~. Wenn man gelingt, eine vieldimensionale Selektorgleichung mit $\mathfrak{J} = \sum_{k=1}^{N} \mathfrak{J}_k$ in eine Fassung zu bringen in welcher nur totale Metrondifferentiale vorkommen, dann wäre trotz $N > 1$ eine totale Selektorgleichung erreicht, welche $N = 1$ entspricht. Da jede integrale und integrodifferentielle Selektorgleichung durch Bildung von Metrondifferentialen höherer Ordnung in differentielle Fassungen gebracht

werden können, genau so die differentiellen Selektorgleichungen zu untersuchen. Zunächst sollen dabei die eindimensionalen partiellen Formen welche die partiellen Metrondifferentiale $\mathfrak{F}_k$ enthalten, von der Untersuchung ausgeschlossen werden. Das bedeutet aber, daß die N-dimensionale Hyperstruktur durch die eindimensionale primitive Struktur ersetzt werden kann, weil definitionsgemäß in der totalen differentiellen Selektorgleichung nur totale Metrondifferentiale vorkommen können. Wie bei den infinitesimalen Differentialgleichungen kann man in der Gesamtheit totaler differentieller Selektorgleichungen zwischen homogenen und inhomogenen Formen zu unterscheiden. Jede dieser beiden Hauptgruppen wiederum umfaßt ~~drei~~ Selektorgleichungen verschiedenen Grades und verschiedener Ordnung, wobei unter dem Grad die höchste Potenz zu verstehen ist, in welcher ein Metrondifferential erscheint während die in der Gleichung vorkommende höchste Ordnungszahl eines Metrondifferentials die Ordnung der Selektorgleichung angibt. Im einfachsten Fall handelt es sich um eine homogene Selektorgleichung I. Grades und I. Ordnung, welche durch Bildung eines Metrondifferentials den Selektor γ aus einem Selektor

p in Zusammenhang steht. Die allgemeine Form dieser Gleichung wird $\mathfrak{J}y + yp = 0$. Die linksseitige Integration kann wegen $\frac{\mathfrak{J}y}{y} = \mathfrak{J}\ln y$ elementar durchgeführt werden. $\mathfrak{J}$ ist $\varkappa = \sum p;()\,\mathfrak{J}x$ ein Integralselektor mit dem Kern p, dann geht $y = y_0 e^{-\varkappa}$ als Integral dieser Selektorgleichung, wobei $\mathfrak{J} + p = \mathfrak{C}$ als ein neuer differentieller Faktorenselektor eingeführt, der wegen $\varkappa = \sum p;()\,\mathfrak{J}x$ oder $p = \mathfrak{J}\varkappa$ auch in die Fassung $\mathfrak{C} = \mathfrak{J} + \mathfrak{J}\varkappa$ gebracht werden kann, dann wird die Selektorbeziehung $\mathfrak{C};y = 0$ mit der Form $\mathfrak{J}y + yp = 0$ identisch. $\mathfrak{C};y = 0$ hat als Integral $y = y_0 \cdot e^{-\varkappa}$, wobei y_0 den Anfangsselektor darstellt, der so beschaffen ist, daß $y_0;x = \text{const}$ für alle x besteht. Die totale differentielle Selektorgleichung I. Grades I. Ordnung wird ~~[illegible]~~ abkürzen, wenn man einen weiteren, zum Nullselektor verschiedenen Selektor $q \neq 0$ setzt, welcher die homogene Form $\mathfrak{C};y = 0$ subsumiert, sodaß $\mathfrak{C};y = q$ entsteht. Der Selektor $\mathfrak{C}$ wirkt auf den Selektor y linear ein, sodaß stets $\mathfrak{C};\Sigma = \Sigma\mathfrak{C}$ und mit $\lambda = \text{const.}$ auch $\mathfrak{C};\lambda y = \lambda\mathfrak{C};y$ ist, d. h. für $q = 0$ ist jede Linearkombination homogener Lösungen $y_h = y_0 e^{-\varkappa}$ eine weitere Lösung, sodaß hierdurch die Gesamtheit aller homogenen Lösungen $q = 0$ erfaßt wird. Zugleich bedeutet

Diese Linearität von $\mathfrak{E}$ aber auch, daß sich die Gesamtheit der inhomogenen Lösungen für $q \neq 0$ aus der Gesamtheit der homogenen y_h durch Addition eines partikulären Lösungsintegrals y_i der inhomogenen Selektorgleichung $\mathfrak{E}; y = q$ ergibt, sodaß für die Lösung des Selektors $y = y_i + y_h$ gilt.

Aus $y_h = y_0 e^{-x}$ wird dann, wenn $\mathfrak{u}$ als weiterer Selektor eingeführt wird $y_i = \mathfrak{u} \cdot e^{-x}$, also $\mathfrak{E}; y_i = \mathfrak{f}\mathfrak{u}e^{-x} + \mathfrak{u}e^{-x}\mathfrak{p} = e^{-x}\mathfrak{f}\mathfrak{u} + \mathfrak{u}\mathfrak{f}e^{-x} + \mathfrak{u}e^{-x}\mathfrak{p} = e^{-x}\mathfrak{f}\mathfrak{u} + \mathfrak{u}(\mathfrak{f}e^{-x} + e^{-x}\mathfrak{p}) = e^{-x}\mathfrak{f}\mathfrak{u} + \mathfrak{u}\,\mathfrak{E}; y_h = e^{-x}\mathfrak{f}\mathfrak{u}$ weil $\mathfrak{E}; y_h = 0$ ist. Wegen $\mathfrak{E}; y_i = q$ gilt daher $e^{-x}\mathfrak{f}\mathfrak{u} = q$, also $\mathfrak{u} = \int q; ()\, e^{x}\mathfrak{f}n$, also $y_i = e^{-x}\int q; ()\, e^{x}\mathfrak{f}n$ und $y = e^{-x}(\int q; ()\, e^{x}\mathfrak{f}n + y_0)$; d. h. aus $\mathfrak{E}; y = q$ würde der Selektor y

mit Hilfe eines Integrals eliminiert. Dieser Prozeß der Lösung geht auf den linearen Charakter von $\mathfrak{E}$ zurück und kann immer dann angewendet werden, wenn der Differentialselektor $\mathfrak{E}$ einen linearen Bau hat, also den Linearitätscharakter $\mathfrak{E}; \Sigma = \Sigma\,\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{E}; \lambda y = \lambda\,\mathfrak{E}; y$ genügt, also die Selektorgleichung vom ~~1.~~ ersten Grade ist. Da daran eine Ordnungsgahl $N > 1$ nichts ändert und $\mathfrak{f}^0 y = y$ ist, beschreibt $\mathfrak{E}; y = q$ die allgemeine inhomogene, differentielle Selektorgleichung I. Grades von der Ordnung N, wenn es $N+1$ Selektoren $\mathfrak{p}_\nu$ mit $0 \leqq \nu \leqq N$ gibt, welche den Differentialselektor in der Form $\mathfrak{E} = \sum_{\nu=0}^{N} \mathfrak{p}_\nu \mathfrak{f}^{(N-\nu)}$ aufbaut. Zu völliger Analogie zur Infinitesimalrechnung

120 Theorie linearer Differentialgleichungen mit die so definierte Selektorgleichung $\mathfrak{E}; y = q$ der Ordnung ~~[illegible]~~ N eine mit N der Anzahl der Integrale ~~[illegible]~~ ~~Grad~~ ~~[illegible]~~ sche Zahl von Lösungen y_k mit $1 \leqq k \leqq N$ in Form von Integralselektoren ~~[illegible]~~ haben. Das Kriterium dafür, daß die Integralselektoren y_k tatsächlich die gesuchten Lösungen von $\mathfrak{E}; y = q$ sind, ist das Kriterium des Determinantenselektors D. Dieser Selektor kann nämlich aus den Integralselektoren formal als N-reihige Determinante $D = |\mathfrak{J}^{\nu-1} y_k|_N$ definiert werden, der aber vom Nullselektor verschieden bleiben muß, denn in Analogie zur infinitesimalen Theorie sind die $1 \leqq k \leqq N$ Integralselektoren y_k nur dann Lösungen von $\mathfrak{E}; y = q$, wenn $D; u \neq 0$ bedeutet, was wiederum mit dem linearen Charakter von $\mathfrak{E}$ zusammenhängt. Hier Gl. 82 ff. 6 und 9. Die allgemeinste Form einer totalen differentiellen Selektorgleichung wird durch einen Funktionalselektor bestimmt, der Kettendifferentiale bis zur Ordnung $1 \leqq \nu \leqq N$ mit $1 \leqq \varkappa \leqq T$ Selektoren $\mathfrak{p}_\varkappa$ in Zusammenhang setzt, derart, daß Potenzen von den Graden $0 \leqq \mu \leqq M \neq N \neq T$ auftreten. Ist F dieser ganze universelle Funktionalselektor, dann ist $F = F((\mathfrak{J}^\nu)^\mu, ()^\varkappa, \mathfrak{p}_\varkappa)$ zu setzen und $F; y = q$ beschreibt die allgemeinste Form einer totalen differentiellen Selektorgleichung von inhomogenem Charakter mit dem Grad M und der Ordnungszahl N. Für die durchführ-

Im der metronischen Fate=
gativa können keine allge=
meinen Richtlinien gegeben
werden, doch können Selektor=
transformationen unter Ver=
wendung transzendenter
metronischer Funktionen sowie
Normalisierungsverfahren immer
in Anwendung gebracht werden.
Liegen dagegen tensorielle Se=
lektorgleichungen beliebigen
Tensorgrades vor, so handelt
es sich um partielle Selek=
torgleichungen über einer viel=
dimensionalen Hyperstruktur,
dann muß zur Lösung stets
ein ganzes System partieller
Selektorgleichungen vorgegeben
sein. Fortsetzung A VIII 5 Band 8 Seite 1

2.) Zustandsselektoren im metronischen Funktionenraum,

14.10.60 Nach Cf 8T werden die im
Licht-leeren, kontinuierlichen
R_6 ~~nicht~~ möglichen Struktur=
räume durch das Eigenwertproblem
$\mathcal{C}; \{\} = \bar{\lambda} \times \{\}$ in Form metrischer
Quantenstufen beschrieben, wobei
diese metrischen Quantenstufen
physikalische Zustände der Welt
sind, denn wegen ~~Cf 8C~~ $\mathcal{C}^y < \infty$ und $\mathcal{C} = \mathcal{C}^x$ erweist
sich dieser kontinuierliche R_6
als Trägerraum eines abstrakten
Funktionenraumes, in welchem $\mathcal{C}$
hermitesch und $\{\}$ konvergent es=
scheint. $\mathcal{C}$ hängt nur von me=
trischen Größen der Welt ab und
beschreibt demnach als Zustands=
operator, dessen diskrete Eigenwertspektren
$\bar{\lambda} \neq \bar{0}$ aus diesem Grunde als

124 metrische Quantenstufen be-
zeichnet werden müssen während
das Spektrum der zugehörigen
$\hat{\xi}_0$ die entsprechenden Zustands-
funktionen der Welt enthält –
reine Zustände der R_6
Tatsächlich ist die leere
Welt keine Kontinuum im Raume
der infinitesimalen Beziehung 92 ~~87~~ sondern eine metro-
rische Hyperstruktur $R_{6(0)}$
mit sich kompensierender
Spannungsordnung. Da nun $R_{6(0)}$
mit $\bar{\lambda} = \bar{0}$ ein Sonderfall der
nicht leeren Welt $\bar{\lambda} \neq \bar{0}$ ist,
muß auch die mit $\bar{\lambda} \neq \bar{0}$
strukturierte Welt eine solche
Hyperstruktur sein die aber
immer auf die Hyperstruktur
$R_{6(0)}$ der leeren Welt bezogen
werden kann. Wenn aber
und 108 e

125 die Welt R_6 mit $\bar{\lambda} \neq \bar{0}$ (diese
wurde jetzt immer mit R_6 bezeichnet)
eine Hyperstruktur ist, dann
muß auch die infinitesimale
Zustandsgleichung ~~87~~ 92 der Welt
mit ihrer Konsequenz, wonach
die ~~die~~ Eigenwert spektren $\bar{\lambda} \neq \bar{0}$ metrische
Quantenstufen enthalten,
metrovisierbar sein d. h. in
Analogie zum kontinuierlichen
Spaßraum eines abstrakten
Funktionenraumes muß es
metrovedische Hyperstrukturen
geben, die als Spaßerstrukturen
metrovedischer Funktionenräume
wirken derart, daß die ~~diskret~~ diskreten
~~Raumschen~~ Struktur Zustände durch Zu-
standsselektoren in Form me-
trovedischer Eigenwertprobleme
erscheinen, deren Eigenfunktionen

als Dimensionen des metrischen Funktionenraumes wiederum Funktionen der Koordinatenpaare der Produktstruktur, also metronische Funktionen sind.

Ist $\varphi = \psi ; n$ eine durch den Selektor ψ darstellbare metronische Funktion, die von den Metronengipfeln einer Hyperstruktur abhängt, deren Elementarzelle das Volumen $\delta\Omega$ hat, dann besteht immer die Möglichkeit das Metronintegral $J = \sum_{\Omega} \varphi \varphi^{*} \delta\Omega$ über die ganze Hyperstruktur Ω zu erstrecken. Man weiter angenommen, daß es einen Funktionalselektor Γ gibt der so in Ω definiert ist, daß ein

Zusammenhang $\Gamma ; \varphi = \lambda \varphi$, also eine Selektorgleichung $\Gamma ; \psi = \lambda \psi$ wegen $\varphi = \psi ; n$ entsteht, dann ist diese Selektorgleichung ein Analogon zum Eigenwertproblem infinitesimaler Operatoren, d. h. die Selektorgleichung $\Gamma ; \psi = \lambda \psi$ kann als metronisches Eigenwertproblem bezeichnet werden. Die Existenz eines solchen metronischen Eigenwertproblems kann aus der Existenz metronischer Matrizen hergeleitet werden, denn eine Matrix $\mathfrak{C}$ ist auch dann definiert, wenn die Elemente metronische Funktionen sind. Wenn es aber metronische Matrizen gibt, dann muß es auch unitäre metronische Transformationsma-

Trägen $\hat{S}\cdot\hat{S}^{\times} = \hat{E}$ geben mit deren Hilfe $\hat{\mathfrak{C}}$ unter Voraussetzung der Hermitizität $\hat{\mathfrak{C}} = \hat{\mathfrak{C}}^{\times}$ und des quadratischen Typs N stets gemäß $\hat{S}\,\hat{\mathfrak{C}}\,\hat{S}^{-1} = \hat{W} = (q_i\,\delta_{ik})_N$ in ein Diagonalschema $\hat{W}$ transformiert werden kann, wenn N die Dimensionszahl des Hyperstruktors angibt. Die Diagonalelemente q_i ergeben sich dabei aus der determinantenbeziehung der charakteristischen Gleichung ~~$|\hat{\mathfrak{C}}$~~ $|\hat{\mathfrak{C}} - q\hat{E}|_N = 0$, die ihrerseits in das invariante Säkularpolynom entwickelt werden kann, das eine Gleichung vom Grade N für q ergibt. Ihre N Lösungen q_i sind dann die Diagonalele-

mente welche $\hat{W}$ aufbauen.

15.10.60 Dies bedeutet aber, daß $|\hat{\mathfrak{C}} - q\hat{E}| = 0$ mit $\prod_{k=1}^{N}(W_{ii} - q_i) = 0$ oder $W_{ii} - q_i = 0$ identisch ist. Setzt man $W_{ii} = \Gamma_i\,\varphi_i$ und $q_i = \lambda\,\varphi_i$ dann ergibt sich bei Fortlassung der Indizierung allgemein $\Gamma_i\,\varphi - \lambda\,\varphi = 0$ bzw. mit $\varphi = \psi_i$ n die Selektorgleichung $\Gamma_i\,\psi = \lambda\,\psi$ des metronischen Eigenwertproblems, dessen Existenz demnach durch die Existenz hermitescher metronischer von quadratischem Typ Trägen begründet wird. Die notwendige Voraussetzung daß $\hat{\mathfrak{C}} = \hat{\mathfrak{C}}^{\times}$ also auch $\hat{W} = \hat{W}^{\times}$ und dies wiederum bedeutet die Realität der Eigenwerte $\lambda = \lambda^{*}$ wodurch der Selektor $\Gamma = \Gamma^{\times}$ ein hermitescher Selektor genannt

zeichnet wird. Wenn aber dieser Selektor hermitesch ist, dann muß auch die allgemeine Bedingung der Hermitezität

$$\int_{\Omega} (\varphi^* \Gamma \varphi - \varphi (\Gamma \varphi)^*) \, d\Omega = 0 \quad \text{erfüllt sein}$$

Einsetzen von $\Gamma \varphi = \lambda \varphi$ liefert dann wegen $\lambda = \text{const}$ die Beziehung $(\lambda - \lambda^*) \int_{\Omega} \varphi \varphi^* \, d\Omega = 0$, die wegen $\lambda = \lambda^*$ immer erfüllt werden kann, wenn $\int_{\Omega} \varphi \varphi^* \, d\Omega < \infty$ bleibt und diese Konvergenz wiederum macht die Normierung $\int_{\Omega} \varphi \varphi^* \, d\Omega = 1$ möglich.

Diese Konvergenz metronischer Zustandsfunktionen ist also ebenso wie die Realität der Eigenwerte eine Konsequenz der Hermitezität des Selektors Γ und umgekehrt. Wenn also

die echten metronischen Eigenwertproblem vorliegen soll, d. h. wenn sich alle Eigenwerte in einem diskreten Punktspektrum $\boxed{\int d\Omega}$ befinden sollen, dann müssen alle Eigenfunktionen konvergieren und der Punktidealselektor muß hermitesch sein. $\boxed{\int d\Omega}$ Ist dies aber der Fall, so werden die diskreten Eigenwerte reell und beschreiben dann physikalische reale quantenhafte Zustände der zugrundegelegten metronischen Hyperstruktur. Immer dann, wenn ein Strukturzustand beschrieben wird der durch stationäre Quantensprünge abkommunizierend wird, dann besteht immer die Möglichkeit, diesen Zustand durch einen hermiteschen Funk-

tionalselektor zu beschreiben, der so auf eine konvergente Zustandsfunktion φ einwirkt, daß ein metrisches Eigenwertproblem $\Gamma; \varphi = \lambda \cdot \varphi$ entsteht, was wegen $\varphi = \psi; n$ in die Fassung einer allgemeinen Selektorgleichung $\Gamma; \psi = \lambda \psi$ gebracht werden kann.

Γ beschreibt dabei den Zustand des Krüstür und dies, wenn die Hermitezitätsforderung erfüllt ist, als Zustandsselektor bezeichnet, während die diskreten ~~Quanten~~stützen des Zustandes durch die metrischen Eigenfunktionen $\varphi = \psi; n$ beschrieben werden. Ist ν die Quantenzahl einer Stütze λ_ν, welche

durch φ_ν beschrieben wird, kann oft stets $\Gamma; \varphi_\nu = \lambda_\nu \varphi_\nu$. Ist $\mu \neq \nu$ eine andere Stütze, dann würde $\varphi_\mu^* \cdot \Gamma; \varphi_\nu = \lambda_\nu \varphi_\nu \varphi_\mu^*$ den Übergang von der einen zur anderen Stütze beschreiben, was aber $\int_\Omega \varphi_\mu^* \Gamma; \varphi_\nu \, \delta\Omega = 0$ oder wegen $\lambda_\nu = \text{const.}$ auch $\int_\Omega \varphi_\nu \varphi_\mu^* \, \delta\Omega = 0$ zur Folge hat. Wegen der Konvergenz $\int_\Omega \varphi_\nu \varphi_\nu^* \, \delta\Omega = 1$ ~~für~~ für $\mu = \nu$ kann allgemein $\int_\Omega \varphi_\mu \varphi_\nu^* \, \delta\Omega = \delta_{\mu,\nu}$ gesetzt werden, vorausgesetzt, daß Γ linear wirkt. In diesem Fall beschreiben also die Eigenfunktionen λ ein normiertes Orthogonalsystem, d.h. es existiert tatsächlich über der grundcoplexen N-dimensionalen Hyperstützen ein abstrakter metrischer

Funktionenraum in welchem kontinuierliche Zustandsselektoren diskreten und die diskreten ~~Quanten~~ Struktur-Zustände der Trägerstruktur des metronischen Funktionenraumes die im diskreten Funktionenraum metronische Zustandsfunktionen beschreiben. Die notwendige und hinreichende Bedingung dieses abstrakten metronischen Funktionenraumes ist demnach

$$\Gamma ; \psi = \lambda \psi , \quad \varphi = \psi ; n ,$$

$$\int_\Omega (\varphi^* \Gamma ; \varphi - \varphi (\Gamma ; \varphi)^*) \, \delta \Omega = 0 ,$$

$$\int_\Omega \varphi \varphi^* \, \delta \Omega < \infty , \quad \lambda = \lambda^*$$

Gleichung 109

denn irgendein metronisches Problem dieser Bedingungen

genügt, denn ist der Funktionalselektor ein Zustandsselektor in einem metronischen Funktionenraum, der einen Zustand innerhalb der diesen Funktionenraum tragenden metronischen ~~Funktionenraum~~ Hyperstruktur beschreibt, wobei der Zustand selber in diskreten ~~Quantenstrukturen~~ Strukturpunkten existiert. 17.10.60. Klapp der Poudrepole eines linear wirkenden Zustandsselektors $\Gamma = L$ wirkt, stets $L ; \psi = \lambda \psi$ eine homogene Selektorgleichung 1. Grades ist, denn müssen auch dann, wenn eine Fehlerquelle vorliegt, die Eigenfunktionen von $L ; \varphi_\nu = \lambda_\nu \varphi_\nu$ die möglichen Zustandsfunktionen φ im Sinne einer Linearkombination $\varphi = \sum_\nu c_\nu \varphi_\nu$ aufbauen.

wobei die c_ν = const. sind. Wegen der Linearität besteht $L.\psi = \lambda\psi$ keine Wechselbeziehung im Sinne einer Korrespondenz, sondern den Struktur zustand eines ungestörten Systems mit Strukturstufen, derart daß wegen der Konvergenz die φ_ν im metrischen Funktionenraum operator $\int_\Omega \varphi_\nu \varphi_\mu^* \mathfrak{J}\Omega = \delta_{\mu\nu}$ ein normiertes Orthogonalsystem bilden. Aus diesem Grunde wird im Fall des linearen Zustandsselektors $\int_\Omega \varphi\varphi^* \mathfrak{J}\Omega =$

$$= \int_\Omega \Big(\sum_\nu c_\nu \varphi_\nu\Big)^* \Big(\sum_\mu c_\mu \varphi_\mu\Big) \mathfrak{J}\Omega =$$

$$= \int_\Omega \sum_{\mu,\nu} c_\mu c_\nu^* \varphi_\mu \varphi_\nu^* \mathfrak{J}\Omega =$$

$$= \sum_{\mu,\nu} c_\mu c_\nu^* \int_\Omega \varphi_\mu \varphi_\nu^* \mathfrak{J}\Omega =$$

$$= \sum_{\mu,\nu} c_\mu c_\nu^* \delta_{\mu,\nu} = \sum_\nu c_\nu c_\nu^*$$

wegen $\int\sum = \sum\int$ und

$\int_\Omega \varphi_\mu \varphi_\nu^* \mathfrak{J}\Omega = \delta_{\mu,\nu}$. Da auch L als Zustandsselektor vorausgesetzt würde, müßte L hermitisch und deshalb φ konvergent sein, sodaß grundsätzlich die Normierung $\int_\Omega \varphi\varphi^* \mathfrak{J}\Omega = 1$ möglich ist, was aber $\sum_\nu c_\nu c_\nu^* = 1$ zur Folge hat und sogleich bedeutet, daß die $c_\nu c_\nu^*$ aus der Superposition $\varphi = \sum_\nu c_\nu \varphi_\nu$ sich wie Wahrscheinlichkeiten verhalten. Einsetzen von $L.\varphi = \lambda\varphi$ und $\varphi = \sum_\nu c_\nu \varphi_\nu$ unter Berücksichtigung der Konvergenz, in $\int_\Omega \varphi^* L.\varphi \mathfrak{J}\Omega$ liefert sogleich allgemein $\int_\Omega \varphi^* L.\varphi \mathfrak{J}\Omega = \lambda$, d.h. $\varphi.\varphi^*$ erscheint auch im metrischen Funktionenraume als Wahrscheinlichkeitsdichte des metrischen Strukturstufen, die

durch φ_ν und λ_ν gekenn=
zeichnet werden vorausgesetzt,
daß L linear wirkt.
Während $L;\varphi_\nu = \lambda_\nu \varphi_\nu$ mit
dem diskreten λ_ν die Zu=
stände der einzelnen Stufen ν
beschreibt, kennzeichnet
$\int_\Omega \varphi^* L;\varphi \cdot \delta\Omega = \bar{\lambda}$ den
mittleren Zustand aller dieser
Stufen. Da L als Zustands=
selektor bereits sein
muß, folgt aus dieser Ge=
mittelgleichung $\int_\Omega (\varphi^* L;\varphi - \varphi(L;\varphi)^*)$
unmittelbar $\bar{\lambda} - \bar{\lambda}^* = 0$ also
die Realität des mittleren Zu=
standes aller ~~Quanten~~ Strukturstufen.
Diese Wahrscheinlichkeitsinter=
pretation gilt aber nur für
den linearen Fall $\Gamma = L$,
weil in diesem Fall L diesen

vorgeschrieben stationären Rück=
kurzzustand der Quantenstufen ohne
Korrespondenz beschreibt, was durch
die Möglichkeit der Linearkombi=
nation aller metrischen Eigen=
funktionen zur ~~Zu~~ Zustandsfunk=
tion φ zum Ausdruck gebracht
wird. Diese lineare Super=
position gestattete auch die
Interpretation von $\varphi_\nu \cdot \varphi_\nu^*$ als
Wahrscheinlichkeitsdichte des
Zustandes ν. Wird $\Gamma \neq L$
$\boxed{\delta\Omega = 0}$ derart, daß $\Gamma;\psi = \lambda\psi$
eine Selektorgleichung von
höherem als ersteem Grad ist,
dann besteht nicht mehr die
Möglichkeit einer Linearkom=
bination der Eigenfunktionen
sodaß die sich herausgegeben
den Konsequenzen und Tatsache=

Rationes entfallen. Oft bräuchten diese Eigenfunktionen im abstrakten metrischen Funktionenraum kein unitäres Orthogonalsystem mehr zu bilden, die Kompaktheit und Symmetrie genügen vielleicht.

4.) ~~Der Raumkoordinatenraum als eine metrische Koordinatenstufen.~~

26.10.60 Mit den Begriffsbildungen des Fundamentalkondensors und des Kondenzfeldselektors wird es ohne weiteres möglich die ~~Kompaktor~~ Semiformetrische Feldstruktur der ärcischen Welt als metrische Hyperstruktur zu beschreiben, denn es ~~nach VI. 6~~ gilt $\overline{{}^{z}g} = \overline{{}^{z}g}^{\times}$ was wegen $\overline{{}^{z}g} = \overline{{}^{z}g}_{x}$ auch die Hermitezität des Fundamentalselektors $\overline{{}^{z}g} = \overline{{}^{z}g}^{\times}$ und damit die Darstellbarkeit $\overline{{}^{z}g} = sp\,\overline{{}^{z}x} \times \overline{{}^{z}x}$.

~~durch~~ durch den hermiteschen Operatoren $\overline{{}^{z}g}_{x} = \overline{{}^{z}g}_{x}^{\times}$ zur Folge hat. Da $\overline{{}^{z}g}$ eindeutig mit durch einen Operatoren $\overline{{}^{z}x}$ bestimmt wird folgt für den opaquischvarianten Fundamentalkondensor dieses hermiteschen Kompositionsfeldes nach VII, 3 und A VIII 7 wie darstellbar ist,

$$\begin{bmatrix} a & b \\ c & d \end{bmatrix} = \widehat{[x]} = \left| \widehat{[\ ]} = \widehat{[\ ]}^{\times} \right.$$

weil $\overline{{}^{z}a} = \overline{{}^{z}b} = \overline{{}^{z}c} = \overline{{}^{z}d} = \overline{{}^{z}x}$ in diesem Fall gilt. Ganz entsprechend werden auch die Kondensortypen in den Kondenzfeldselektoren reduziert und hermitesch, sodaß für die allgemeine opaquischvariante Typen die Typensignatur $\begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix}^{(s_1)(s_2)}_{(\pm)} = (x)^{(s_1)(s_2)}_{(\pm)} = (\ )^{(s_1)(s_2)}_{(\pm)}$ im Kompositionsfeld gesetzt werden darf. Wegen der Hermitezität des Fundamentalkondensors gilt es für die Tiefpulsignaturen $\varepsilon_{\mu} = K$

mit $1 \leqq K \leqq 6$ von denen die jeweilige Kontra- oder Kovariante Multiplett $\mathfrak{D}_1$ oder $\mathfrak{D}_2$ aufspannt mit nur die beiden möglichen Größen $\varepsilon_K \equiv +$ für $K \leqq 3$ für das Vorhandensein der hermiteschen Komponenten oder $\varepsilon_K \equiv -$ für die idealischen Fehlstellen $K > 3$. 27.10.60

Neben diesen metrischen Größen müssen auch die phänomenologischen Größen in Selektorform darstellbar sein. Das allgemeine Maß aller dieser phänomenologischen Größen in der Welt R_6 ist der Energiedichtetensor $^2T \neq {}^{6\,\text{nach}\,\mathfrak{T}}\overline{^2T} + V$, denn alle Wirkungen, welche wirkliche Ereignisse der Innenwelt verursachen, d.h. alle Korrespondenzen, werden durch energetische

Wechselbeziehungen bestimmt. Dies bedeutet aber, daß alle metrischen Strukturen des R_6 wieder durch phänomenologische Energiedichte ausdrückbar sind und umgekehrt daß ^2T nur von metrischen Strukturgrößen abhängig (so erscheinen die metrischen Strukturgrößen des R_6 als diskrete Spuren bei der Projektion in den R_3). Die metrischen Strukturgrößen, welche das Argument des Tensorfeldes ^2T darstellen, sind nach dem Vorangegangenen sämtlich als Selektoren darstellbar und dies bedeutet, daß auch ^2T als ein Funktionalselektor der Nebenbedingung erscheinen muß, wenn Kriterium infinitesimaler Maximum

für infinitesimales metrischen Hyperstruktur durchgeführt wird. Ist ${}^2\overline{W}$ dieser Funktionalselektor, dann gilt also immer ${}^2\overline{T} \to {}^2\overline{W}; n$, wobei die Komponenten von ${}^2\overline{T}$ aus den phänomenologischen Feldoperatoren des R_3 nach 79 in der Vielcomplexion aufgebaut sind, welche wiederum von den metrischen Größen des R_6 bestimmt werden, die aber grundsätzlich durch Selektoren dargestellt werden können. Bei ${}^2\overline{T}$ infinitesimal auf die geodätischen Koordinaten bezogen, dann ergibt sich nach den infinitesimalen Untersuchungen des R_6 im hermiteschen Kompositionsfeld für das Energieprinzip die Darstellung $sp\,\Gamma^{(-,-)}_{(-)}; {}^2\overline{T} = \overline{\sigma}$, wobei $sp\,\Gamma^{(-,-)}_{(-)}$ der infinitesimale

Limes eines entsprechenden Kondenzfeldselektors ist, denn es gilt immer der Uebergang $sp\,\Gamma^{(-,-)}_{(-)} = \lim_{\tau \to 0} sp(\,)^{(-,-)}_{(-)}$; nach VIII. $\tau > 0$ berücksichtigt, dann muß das Energieprinzip die Form $sp(\,)^{(-,-)}_{(-)}; {}^2\overline{T} = \overline{\sigma}$ annehmen und hier muß, wegen $\tau > 0$ und der Darstellbarkeit von ${}^2\overline{T}$ durch metrische Größen, die Selektorpassung ${}^2\overline{T} = {}^2\overline{W}; n$, also $\overline{\sigma} = sp(\,)^{(-,-)}_{(-)}; {}^2\overline{T} = sp(\,)^{(-,-)}_{(-)}; {}^2\overline{W}; n = (sp(\,)^{(-,-)}_{(-)}; {}^2\overline{W}); n$ gelten, d.h. das Energieprinzip nimmt die Form der Selektorgleichung $sp(\,)^{(-,-)}_{(-)}; {}^2\overline{W} = \overline{\sigma}$ an.