

26.09.2012



Symptomatische  
Maximenterlezentrik  
Band IX

EKAHA EKAHA EKAHA

Anmerkung zu Band VIII S. 162

01

### 5.7 Grenzen von Raum und Zeit

Eine allgemeine kosmologische Betrachtung des integralen  $R_4$  in der  $R_6$ -Welt setzt offensichtlich eine Überwindung von Grenzen eines  $R_4$  voraus. Nach Gl. 134 befindet sich der  $R_3$  im momentanen Weltalter  $T$  mit  $\dot{D} > 0$  und  $\ddot{D} < 0$  in einem dynamischen Expansionszustand vom  $R_3$ -Durchmesser  $D = 2R$ , wobei allerdings der Zeitverlauf  $D(t)$  unbekannt ist.

Hinsichtlich der  $R_3$  liefert die zweideutige Nullstellenbestimmung 137 der kosmologischen Fundamentalgleichung 134 für den positiven Zweig die kreisförmigen Lösungen 138a einer kosmologischen Sphärenähnlichkeit der initialen monometrischen Proportionen zum absoluten kosmologischen Zeitursprung  $t = 0$ . Durch die Identifizierungen der  $R_5$ -Koordinaten und  $R_6$  entfalten sich während  $0 \leq t \leq T$  der  $R_3$  bis zum momentanen Zustand  $\dot{D} > 0$  mit  $\ddot{D} < 0$  expansiv. Diese  $R_3$ -Entwicklung kann jedoch nach 137, also  $D(t) \leq R = \text{const} < \infty$  mit noch im

Anmerkungen zu Band VIII S. 162

01

## 5.7 Grenzen von Raum und Zeit

Eine allgemeine kosmologische Betrachtung des integralen  $R_4$  in der  $R_6$ -Welt steht offenbar dabei eine Unbestimmtheit vor. Grenzen eines  $R_4$  voraus. Nach Gl. 134 befindet sich der  $R_3$  im unendlichen Weltraum  $T$  mit  $\dot{\gamma} > 0$  und  $\dot{\gamma} = 0$  in einem dynamischen Expansionszustand vom  $R_3$ -Dilatations  $\dot{\gamma} = 2, R$ , wobei als Bedingung der Zeitverlauf  $\dot{\gamma}(t)$  unbekannt ist.

Hinsichtlich der  $R_3$  liefert die zweidimensionale Weltstellenbestimmung 137 der kosmologischen Fixsternenbeziehung 134 für den positiven Beweis die kreisförmigen Lösungen 137a einer kosmologischen Sphärenbeziehung der integralen unendlich weitlichen Proportions nur absoluten kosmologischen Zeitverlauf  $t = 0$ . Durch die Identifizierungen der  $R_5$ -Voraussetzungen und  $H_6$  erhalten sich während  $0 \leq t \leq T$  der  $R_3$  bis zur Momentenbestimmung  $\dot{\gamma} > 0$  mit  $\dot{\gamma} = 0$  expansiv. Diese ist nach 187,  $R_3$ -Euklidisch kann jedoch nach 187, also  $\dot{\gamma}(t) \approx \dot{\gamma} = \text{const} < \infty$  mit noch im

Intervalle  $T \leq t \leq T_N$  ergeben, d.h. dass die  
 Grenze der konstanten Bewegung der  $R_3$   
 in  $x_4$  bei  $\mathcal{D}(T_N) = \Lambda$  mit  $\mathcal{D} = 0$  und  $\dot{x} = 0$   
 erreicht wird. Da 1338 zweideutig in  $\Lambda$ ,  
 liefert das negative Zweifelsbeispiel 3  
 reelle Lösungen, welche eine zu 1339a  
 antisymmetrische (Sphärensymmetrie)  
 eschabologische Sphärensymmetrie eines  
 ebenfalls monometrischen Einheits-  
 universums bezeichnen. Nach der EK-  
 pausierungsphase während  $0 \leq t \leq T_N$  mit  
 $T < T_N$  muß also in  $t > T_N$  mit  $\mathcal{D} = 0$  und  
 $\dot{x} > 0$  eine Ventraktionsphase auslaufen,  
 welche nicht während  $T_N < t \leq \infty$  vollzieht  
 und bei  $t = \infty$  diese eschabologische  
 Sphärensymmetrie wieder. Der Konstanten-  
 standard des  $R_3$ , also  $\mathcal{D}_T = \mathcal{D}(T)$  kann mit  
 dem monometrischen empirischen Naturkon-  
 stanten in der Konstanten  $\tau$  mit  $\tau^2 = \pi \gamma \tau$   
 auf der Traversenballistikweg 134 abge-  
 lesen werden.

Das Kap für  $\mathcal{D} \neq 0$  ist das Verhältnisses  $R_3$   
 Divergenzen und Integral für die  
 konstante Bewegung  $\mathcal{D}(T) = \mathcal{D}$ , während  
 für einen lokalen  $R_3$ -Bereich wegen  $\mathcal{D}$   
 der periodischen lokalen  $R_3$ -Konstruktion  
 $\mathcal{D}_L R_L = 2$  mit dem Längswinkel der  
 Welches der Winkel  $\omega^2 = \tau^2 + \dot{x}^2 + \eta^2$  mit  
 $\mathcal{D}_5 = i\epsilon$  und  $\mathcal{D}_6 = i\eta$  ergibt. Hier wird

$\mathcal{D}_L R_L \neq$   
 lokalen  
 Ventraktions-  
 $\dot{x}^2 + \eta^2$   
 dass da  
 empirisch  
 von  $\mathcal{D}$   
 wird,  
 man  
 jedoch  
 $R_4$  mit  
 räumlich  
 $R_6$  bis  
 möglich  
 die al  
 Welches  
 man  
 $R_6 - 2$   
 im  $R_6$   
 partiell  
 als Qua  
 4 den  
 $2\tau = 2\tau$   
 pulsbe  
 berge in  
 bieren  
 von  $\mathcal{D}$   
 denen.

$\eta_L \neq 1$  A unmittelbar evident, weil 03  
 lokalen  $R_3$ -Strukturen als Folge ihrer Trans-  
 Komponenten die verschiedenen Werte:  
 $\xi^2 + \eta^2 \neq 0$  realisieren können. Bemerkung S. 9

Allgemein kann fast feststellte werden, dass die physikalischen Gesetze in empirischen Observablen  $R_3$ -Bereich von Erhaltungssprinzipien bestimmt wird, welche eindeutig im mikroskopischen Bereich beilegen durch-geprochen werden können, weil der  $R_4$  Teil sich selbst der  $R_3$  als Über-räumen der  $R_6$  aufzufassen ist. In  $R_6$  hier setzen muss es allgemein exakt gültige Erhaltungssprinzipien geben, die als universeller Bestandteil der Weltstruktur ~~erachtet~~ gelten. Es sei-nen wird allgemein beibehalten. Eine  $R_6$ -Symmetrie kann verkleinern. Eine im  $R_6$  unabhängig gültige Erhaltungssprinzip folgt aus der Wellengleichung  $L; [\hat{L}] = 0$  als Wellengleichung  $\text{div}_6 \vec{T} = 0$  der Van der Waerden Energieerhaltung, welches wegen  $\vec{T} = 2\vec{T}^*$  die Quellfreiheit der Dreh-momente  $\text{div}_6 \vec{T} = 2\vec{T}^*$  impliziert. Derat-bige integral gültigen Erhaltungssprinzipien beinhalten sich dabei auf die  $x_4$ -Folge von Spektralräumen  $R_5 \perp x_4$  von Wellen-truppen. Außerdem bezieht sich der Ener-

Siehegriff wie auch alle übrigen universellen  
 Erhaltungsprinzipien für andere Begriffe  
 steht mit auf die universellen Grundsätze  
 der Welt, also auf die Vordenkungsstufe  
 der Herleitung von a bis h. Diese Her-  
 leitungen wiederholen werden durch ihre  
 Vorposten in  $\mathbb{R}_5$  und  $\mathbb{R}_6$  vollstän-  
 dig charakterisiert, weil alle Vordenkungen  
 als Teilnehmungen an selbstständigen  
 in  $\mathbb{R}_5$  und  $\mathbb{R}_6$  aufgeführt werden können.  
 Hieraus folgt aber unmittelbar, daß es in  
 allen in  $\mathbb{R}_4$  normalen  $\mathbb{R}_5$ -Welthyperebenen  
 die gleiche integrale Grundalgebra  
 $\bar{M} = \text{const}(t)$  ~~schon~~ hinsichtlich der quantitativen  
 Werte von  $\mathbb{R}_5$  und  $\mathbb{R}_6$  geben muß. Verm-  
 weinen (q) diese integrale Bewahrung in den  
 $\mathbb{R}_5$ -Freiheiten, dann muß für diese  
 Grundalgebra das überproportionalste Exal-  
 prinzip  $\bar{x}_5^{(q)} + \bar{x}_6^{(q)} = i\bar{M} = \text{const}(\mathbb{R}_4) < \infty$   
 konzipiert werden. Dieses Prinzip liefert mit  
 $x_5^{(q)} = i\epsilon$  und  $x_6^{(q)} = i\eta$  nach zeitlicher Be-  
 trachtung die ~~einige~~ <sup>Beispiele</sup>  
 $\dot{\epsilon}^2 + \dot{\eta}^2 = 0$ . Dieses Prinzip der Grundalgebra

$$\bar{x}_5^{(q)} + \bar{x}_6^{(q)} = i\bar{M} = \text{const}(\mathbb{R}_4) < \infty, \dot{\epsilon}^2 + \dot{\eta}^2 = 0 \quad 189$$

bedeutet offenbar, daß der integrale Wert  $\bar{M}$   
 über den  $\mathbb{R}_3$  der  $\mathbb{R}_5$ -Freiheiten er-  
 halten bleibt, daß in der die partielle

Transparenz  
 reichen  
 dabei d  
 Bewegung  
 Sachverh  
 mit der  
 fäßen in  
 also des  
 natur  
 einer q  
 lich w  
 E  
 nicht  
 des De  
 also W  
 $\mathbb{R}_3$ -em  
 Netz  
 wird a  
 Punkta  
 wale E  
 in der  
 Welt  
 werden  
 zähl  
 $\mathbb{R}_6$  und  
 welche  
 Kerner  
 und P  
 ersch

ellen  
 fülle  
 aibe  
 fere  
 or -  
 ihre  
 lif  
 iare  
 uen  
 ee.  
 in  
 enen  
 fiven  
 um -  
 e dan  
 diese  
 al -  
 <  $\infty$   
 mit  
 dia -  
 ape  
 unter  
 189  
 74  
 er -  
 ielen

Transaktionskosten über den lokalen  $R_3$ -Be-05  
 reichen in  $x_4$  fortwährend verändernden  
 dabei die Aktualisierung der kosmischen  
 Bewegung schlechte Verhältnisse voraussetzen. Dieser  
 Sachverhalt wiederum muß in produktive  
 mit der Interaktion der Sphärenstruktur -  
 fäßen und der Natur der völligen Leere,  
 also des Preisens vor  $t = 0$  und nach  $t = 0$   
 zusammenhängen, jedoch ist dies nicht  
 einer quantitativen keine prinzipiell  
 lich unverfälscht.

Eine Konvergenz von 189 <sup>befr.</sup> Jahre  
 mathematische Symmetrie  $D(t)$  wäre  
 der Definitionsinvalider von  $x_4$  bezeugt,  
 also Währung  $\ominus$ . Die aktualisierung der  
 $R_3$ -Entstehung befrucht wird erschad  
 Netz mit der Protoplaste nach 137a und,  
 wird aus  $x_6$  entwacht (nicht was in der  
 Aktualisierung verleibung). Da das Unter-  
 wale  $0 \leq t \leq \infty$  das paßliche Definition-  
intervalle der Welt seiner, also  $\ominus$  als  
Weltzeitalter oder Häufigkeit interpretiert  
wird muß, wird hierauf die Be-  
zeichnung "äolische Dimension" für  
 $x_6$  und "äolische Welt" für das meteo-  
rische  $R_6$ -Tauschen gerecht ist.  
Kennzeichen  $D_{\text{m}}$  die Komposition  
und  $D_{\text{p}}$  die antisympmetrische  
essentielle Sphären ähnlichkeit, dann wird

das Zeitintervall des Hous durch das Cefello-  
 sene Intervall  $T_0(I_{\text{fmp}}) = 0 \leq t \leq \Theta(I_{\text{fmp}})^{\infty}$   
 beschrieben. Das Prinzip 189 bedingt mit  
 für die integrale kosmische Bewegung  
 eine Symmetrie der beiden durch  $T_H$   
 bedingten  $R_4$ -Hemisphären  $\dot{I} > 0$  und  $\dot{I} < 0$ ,  
 d.h. daß die  $R_3$ -Hyperebene bei  $T_H$  mit  
 $\dot{I} = 0$  und  $\dot{I} = 0$  das Haus halbiert, so daß  
 $\Theta = 2 T_H$  eine natürliche Konsequenz aus  
 189 hinsichtlich der  $R_4$ -Hemisphären  
 ist. Zusammengefaßt wird dieser Sach-  
 verhalt in

$$T_0(I_{\text{fmp}}) = 0 \leq t \leq \Theta(I_{\text{fmp}}) = 2 T_H = \infty \quad 189 a,$$

wobei früher als  $t = 0$  oder später als  
 $t = \Theta$  der Zeitbegriff nicht mehr exis-  
 tiert, was das Apiron kennzeichnet.

Aus der Beziehung integraler kos-  
 mischer Bewegung  $\dot{I} H = \dot{I}_L H_L$  mit  $\dot{I} H = \dot{I}$  und  
 $\dot{I}_L H_L = 2 w_g$ , also  $\dot{I} = 2 w_g$  mit  $w_g = w$   
 $w_g^2 = c^2 + \dot{E}_g^2 + \dot{I}_g^2$  unter Verwendung von  
 189 einfach  $w_g = c$  oder  $\dot{I} = 2 c$ . In dieser Be-  
 ziehung ist jedoch  $c(I)$ ; denn nach 135  
 in  $c \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} = 1$  mit  $\epsilon_0 \sim \dot{I}^{13/11}$  und  $\mu_0 \sim \dot{I}^{-3/11}$   
 substituiert, dann folgt  $c = \epsilon_0 \cdot \dot{I}^2$  mit  $11a=10$   
 wenn  $\epsilon_0 = \text{const}$  die Kondensationskonstante von  
 $c(I)$  ist. Zeitdifferentiation liefert  $\dot{I} \dot{I} = 2 \dot{c}$   
 und Division durch  $\dot{I} = 2 c$  ergibt das Verhält-

aus  $\ddot{D} : \dot{D} = \frac{\dot{c}}{c}$ , worin wegen  $c = c_0 D^2$  mit  $\frac{\dot{c}}{c} = 2 \frac{\dot{D}}{D}$  substituiert werden kann. Dies liefert dann die Differentialgleichung

$$D \ddot{D} - a \dot{D}^2 = 0, \quad \text{mit } a = -5$$

07

190

nach welcher  $D(t)$  in einer Keimkugel des  $R_4$  verläuft.

Die Zeitintegrale dieser Beziehung werden von einem Anfangswert  $t_1 \geq 0$  mit  $D_1 = D(t_1) \geq D_p$  erstreckt, während die Integrale als Funktionen der oberen Schranke aufgefaßt werden. Es folgt aus der Fassung  $\ddot{D} : \dot{D} = a \frac{\dot{D}}{D}$  als erstes Zeitintegral nach Potenzierung

$\dot{D} = 2 c_1 \cdot \left(\frac{D}{D_1}\right)^a$ . Hier gilt  $c_1 = c(t_1) = c_0 D_1^2$  der Beziehung 135 entsprechend. Damit entsteht aber die wiederum integrierbare Form  $D^{-a} \dot{D} = 2 c_0 = \text{const}$  als Kondensorkonstante. Mit der Vervollständigung liefert das zweite Zeitintegral als Funktion der oberen Schranke die allgemeine Lösung

$$D^\beta - D_1^\beta = 2 \beta c_0 (t - t_1), \quad \beta = 1 - a$$

190 a

welche den unbekannten Verlauf

$D(t)$  implizit enthält.

Das momentane Weltalter  $T$  und  $D_T$

wird mit 190a mit  $t = T \ll T_N$  und  $t_1 = 0$ ,  
 wobei  $D_1 = D_p$  eintritt. Nach 134 kann  
 im Kommenbau nach der  $R_3$  zu verfahren  
 (Ähnlichkeit, nämlich  $D \approx \frac{\pi}{e} \left( \frac{3\pi\sqrt{3}}{32e\sqrt{2}} \right)^{4/3} \cdot E^{1/3}$ ).  
 •  $e^{-11/6}$  approximiert werden, weil  $D \gg D_{p, \text{int}}$ .  
 Einsetzen der im momentanen  $R_3$  - für  
 scheinbar gemessenen Vorkommen  $p$ ,  $e$  und  
 $h$  liefert  $\tau_T \approx 6,15 \cdot 10^{-70} \text{ [m]}$  und daher  
 $D_T \approx 6,03 \cdot 10^{12,5} \text{ [m]}$ . Damit ist aber ge-  
 mäß  $c_T = c \cdot D_T^{-5/11}$  nach 135 die Vanden-  
 wouffende  $c$  ~~der~~ unterschiedlichen  
 weil die fideleschwindigkeit im  
 Kommenbauzustand ~~der~~  $R_3$  gegeben  
 ist. Für diese Vandenwouffende folgt  
 $c = 44,64 \cdot 10^{64}$ , so dass sich mit 190 a mit  
 $t_1 = 0$ ,  $t = T$ ,  $D = D_T$  und  $D_T \gg D_p = D_1$  für  
 $T$  der Wert  $T \approx 6,914 \cdot 10^{116} \text{ [s]}$  ergibt. Eine  
 numerische Abschätzung von Gleichung  
 184 ergibt für den maximalen Expan-  
 sionsvolumen des Universums  
 $N \approx 6,92 \cdot 10^{337} \text{ [m]}$ . Da die Integration  
 mit einer Rechenphäre erfolgen kann,  
 besteht die Möglichkeit aus  $N$  den mög-  
 lichen Beibehaltung  $T_N$  zu vermeiden.  
 Es gilt  $2/3 \ll T_N \approx N^3$ , also  $T_N \approx 1,95 \cdot 10^{425} \text{ [s]}$   
 und nach 189 a für das gesamte Atom  
 $\Theta \approx 3,9 \cdot 10^{425} \text{ [s]}$ .

Nach der mit  $\hat{c}$  durchgeführten  
 Funktion der leeren  $R_6$  müssen diese

Grenzen von Raum und Zeit in  
 entsprechend angepasster Form auch  
 für die Schar der Parallelräume  $R_3^{+k} \equiv$   
 $\equiv (+k)$  mit  $k \geq 0$  gelten. Nach dem  
 Gesetze der Richtungskosinus von  
 Weltlinien benachbarten nimmt  $\alpha_4$   
 wegen der prinzipiellen Eigenschaft  
 $\cos \alpha_4 \neq 0$  gegenüber den übrigen  
 Koordinaten eine Sonderstellung  
 ein, welche auf die Orientierung  
 der kosmischen Bewegung ausdrückt.  
 $\cos \alpha_4 > 0$  kennzeichnet die Schar  
 $(+k)$  der  $R_4^+$ , für den die Beziehungen  
 von 189 bis 190a entwickelt werden.  
 Die gleichen Betrachtungen können  
 jedoch auch für die antisymmetri-  
 sche Struktur  $\cos \alpha_4 < 0$  der  $(-k)$  einer  
 spiegelsymmetrischen  $R_4^-$  mit an-  
 tiparalleler Zeit und antiparal-  
 leler kosmischer Bewegung der  $(-k)$   
 durchgeführt werden. Dies bedeu-  
 tet aber, daß es zu den beiden  $R_4^+$ -  
 Kesselsphären die entsprechenden  
 spiegelsymmetrischen  $R_4^-$ -Kessi-  
 sphären gibt, deren das gleiche Po-  
 tenzial besitzenden Sphärenmittelpunkten  
 gemäß 137a als Folge der antiparallelen  
 kosmischen Bewegung spiegelsymmetrisch  
 verbunden erscheinen. Herrn. B. VIII S. 262  
Bemerkung zu S. 3

Existenz hängen ein künftige der  
 jenseitigen Welthypothese  $R_5 \perp_{xy}$  ink-  
 folter Mittelwert  $w_g^2 = c^2 + \dot{e}_g^2 + \dot{n}_g^2$  dann  
 mit einem möglichen Wert  $\dot{e}_g^2 + \dot{n}_g^2$  dann  
 wird die Ungleichheit mit Gleichheit enthält dann  
 oder  $\dot{D} = 2 w_g$ : diese Beziehung enthält dann  
 unbekanntes Merkmal  $\dot{D}(t)$  in  $\dot{e}_g^2 + \dot{n}_g^2$  weil  
 auch 135 die Abhängigkeit  $c(g)$  bekommen  
 ist.  
 Fortsetzung mit Baum VIII Seite 212

Satz allgemein haben in den  
 $\mu_j = \mu_t \cdot d_j$  die  $d_j$  für  $j \leq 4$  die Eigen-  
 schaft, dass  $\tau$  äquivalenzwerte  $j$  mit  $R_{t+1}$   
 fenden Konfigurationen und zwar als Folge der  
 in defuzzifizieren im berechneten Wert  
 händiges Feldes im berechneten Wert. Das gilt  
 mit  $k$  als Konfigurationswert wegen der punk-  
 tuelle Wert steht wegen der Exakte  
 händiges Feldes der Exakte  
 $d_4 = 1$  rein, während  $q > 0$  werden mit  
 $d_j \neq 1$  für  $k > 1$  und  $q > 0$  werden mit  
 rein; einmal die  $j \leq 3$  keine punk-  
 tuelle Konfigurationen hat  
 aufweisen.

Bei der Ermittlung  $\mu_3$  unter  
 besondere Berücksichtigung werden, dass  
 der Form der Merkmale  $j = 3$

überprüfe vom methodischen Standpunkt aus  
 Bereiche des Problems in dem für die  
 betrachteten Feldbereiche das entsprechende  
 $R_3$  der Ebenezone  $i = 4$  erfolgt. Aus  
 diesem Grunde wird  $\mu_3$  durch eine  
 zweifelhafte Funktion  $\mu_3 + f(k)$  im  
 wesentlichen bestimmt, welche  
 auf das konfigurations Problem imple-  
 mentiert wird, und von einer  
 weiteren Funktion  $\mu_3 + g F(k, q)$  der  
 Randungsfeldes  $q$  abhängend wird.

Es ist, daß die Konfiguration  $f$  durch  
 $F$  für  $q > 0$  <sup>im Bereich</sup> ~~bestimmt~~ <sup>ist</sup> wird.

Wir haben der Aussage  $\mu_3 = \mu_3 + f(k, q)$   
 oder  $\mu_3(k, q) = f(k) - g F(k, q)$  wegen  
 $\mu_3 = \mu_3 + \mu_3$  verwendet werden.

Von  $f$  muß hierin  $f(1) = 1$  gefordert  
 werden, weil  $k = 1$  bei  $q = 0$  die  
 einfachen konfigurationslängen cha-  
 rakterisiert. Setzt man vor Analyse  
 das ~~steigende~~ <sup>steigende</sup>  $\mu_3 \approx 1$  in  
 $f(x)$ , dann muß über die Folge-  
 rung  $f(1) = 1$  hinaus auch  $f_2 f =$   
 $= (x - 1) f(x)$  gelten, weil die An-  
 zahl von  $f$  der Abweichung  $x - 1$  von  
 Wert  $x = 1$  proportional sein muß.  
 Auch das proportionalitätsfaktor wird  
 das auf  $x$  bezogene Wert  $f$  sein kann.



werden durch  $V_{(w)}$ ,  $V_{(ss)}$ ,  $\lambda$  sowie  
 $W$  als Variation zwischen  $V_{ww}$  und  
 $V_{ss}$ , beziehungsweise  $V_{(ss)}(g)$  als  
 Variation zwischen  $V_{ss}$  und  $V'_{ss}(g=1)$   
 besogen auf  $e_w$ ,  $e_{\pm}$ , beziehungsweise  
 $e_s^2$  oder  $e_{\sigma}^2$  und  $e_w^2$  als interne  
 Feldkomponenten <sup>aufgefaßt</sup> ~~unbekannte~~ Variablen  
 sein, muß eine ~~metronische~~ <sup>metronische</sup>  
 Funktion  $H(v)$  geben, die den  
 Ausbief der von der betreffenden  
 Struktur erfaßten Metronen <sup>paar</sup> ~~paar~~  
 fikt. Dies bedeutet aber, daß  $H(v) \equiv H_v$   
 als Zahlenfolge aufgefaßt, sich so  
 verhält, daß sich das laufende  
 Glied stets aus der Summe  
 der beiden vorhergehenden  
 Folgenglieder zusammensetzt.  
 Sind weiter  $A_1, A_2$  und  $A_3$ , sowie  
 $B_1, B_2, B_3$  und  $B_4$  mit  $v$  ab-  
 hängige Proportionalitätsfaktoren,  
 dann setzt sich die metronische  
 Variation  $\frac{FH}{H}$  additiv aus den  
 Variationen  $A_1 \frac{F_e V_{(w)}}{V_{(w)}}$ , sowie  $A_2 \frac{FH}{H}$   
 $V(=2)$  und  $A_3 \frac{F_e V_{(ss)}}{V_{(ss)}}$ , aber  $\frac{F_g}{g}$  aus den  
 Variationen  $B_1 \frac{F_e V_{(ss)}(g)}{V_{(ss)}(g)}$ , sowie  
 $B_2 \frac{FH}{H}$ , ferner  $B_3 \frac{F_e V_{(ss)}}{V_{(ss)}}$  und

$B_4 \frac{f_e W}{W} \frac{f_H}{H} = A_1 \frac{f_e V_{(W)}}{V_{(W)}} + A_2 \frac{f_H}{H} + A_3 \frac{f_e V_{(ss)}}{V_{(ss)}}$   
 also  $\frac{f_H}{H} = B_1 \frac{f_e V_{(ss)}}{V_{(ss)}} + B_2 \frac{f_H}{H} + B_3 \frac{f_e V_{(ss)}}{V_{(ss)}} +$   
 und  $\frac{f_G}{G} = B_1 \frac{f_e V_{(ss)}}{V_{(ss)}} + B_2 \frac{f_H}{H} + B_3 \frac{f_e V_{(ss)}}{V_{(ss)}} +$

$+ B_4 \frac{f_e W}{W}$ , also da  $f_e$  metroinische  
 Variationen der Ladungsfeldkompo-  
 nenten im metroinischen Bereich  
 kennzeichnen wird  $H$  mit sehr  
 großen Metroinendifferenzen die Grenze  
 zwischen  $j=3$  und  $j=4$  festgelegt,

$f \ln H = A_1 f_e \ln V_{(W)} + A_2 f \ln H + A_3 f_e \ln V_{(ss)}$   
 $+ A_3 f_e \ln V_{(ss)}$ , sowie  $f \ln G = B_1 f_e \ln V_{(ss)}$   
 $+ B_2 f \ln H + B_3 f_e \ln V_{(ss)} +$   
 $+ B_4 f_e \ln W$ .

Wenn sich in  $H(x)$  die Differenz  
 $v = z$  auf die räumliche Grenze  
 zwischen  $j=3$  und  $j=4$  bezieht,  
 dann muß  $f \ln H$  metroinisch über  
 diese Grenzschicht  $v = z$  bis  $v = z+1$   
 integriert werden, was  $\int_z^{z+1} f \ln H =$   
 $= \ln H(z+1) - \ln H(z-1) = \ln \frac{H(z+1)}{H(z-1)}$

für diese Grenzschicht liefert. Als  
 Metroinintegrale erhält man dann  
 $\ln H - A_2 \ln Y = A_1 \sum_{V_a}^{V_{ss}} f_e \ln V_{(W)} +$   
 $+ A_3 \sum_{V_a}^{V_{ss}} f_e \ln V_{(ss)}$  und  $\ln G - B_2 \ln Y$   
 $= B_1 \sum_{V_a}^{V_{ss}} f_e \ln V_{(ss)}(G) + B_3 \sum_{V_a}^{V_{ss}} f_e \ln V_{(ss)} +$

$+ B_4 \int_{W_0}^W F_e$  in  $W$ . Die mechanische Sa-  
 dungsfeldvariation  $F_e$  bezieht sich nur  
 auf die Komponenten in 193, nicht  
 aber auf  $\epsilon_{\pm} = \text{const}$  mit 126, so dass  
 $V_{\epsilon\epsilon} = V_{\epsilon} = \text{const}$  als Bezugsgröße  
 dieser Variation nicht übernommen  
 ist. Nur die entsprechenden können die  
 in  $H$  mit dem in  $A_1$  gehörenden  
 Metronintegrat angegebenen Grenzen  
 ebenso festgelegt werden, wie dieje-  
 nigen der Metronintegrals mit  $B_1$ ,  
 welche mit den Faktoren  $B_1$  und  
 $B_4$  gehören. Es besteht sich  $2 V_{\epsilon} = V_{\epsilon}$   
 und  $V_a = V_{\epsilon\epsilon}$  an. Für die oberen Schran-  
 ken gilt hinsichtlich  $H$  das  $V_{\epsilon}$  demje-  
 nigen Anteil von  $V_w$  proportional ist,  
 der auf die  $p$ -Zone  $j=3$  entfällt. Da  
 es jedoch mit drei Zonen  $j \leq 3$  im  
 massiven  $R_3$ -Bereich der Honkbur  
 gibt, muß auf  $3 V_{\epsilon} \sim V_{w\epsilon}$  geschlossen  
 werden, wo der Proportionalitätsfaktor  
 mit die Kopplungskonstante der an  
 $j=3$  gekoppelten elektromagnetischen  
 Feldes (wegen  $q > 0$ ), also die Fein-  
 struktorkonstante  $\alpha$  des Feldes sein  
 kann, so dass  $3 V_{\epsilon} = \alpha V_{w\epsilon}$  zu setzen ist.  
 Im Fall  $B$  hingegen muß  $V_{\epsilon}$  das auf  
 den Faktor  $e^{-1}$  abhängende Potential

$V_{ss}$  der  $\delta$ -Variation ist die Minimalvariation  
 sation  $k = q = 1$  sein, weil für alle  
 $q > 0$  die das Rahmungsfeld bestimmenden  
 Kondensationspunkte mindestens in dieser  
 Minimalform existieren müssen, weil  
 ansonsten  $q = 0$  wäre. Es gilt also  
 $V_k = V_{ss}^{(q=1)}$ . Als Grenzen des in  $B_4$  ge-  
 hörenden Metronintegrals in  $\mathcal{U}$  gilt  
 auf jeden Fall  $W_a = V_{ss}$ , wobei in-  
 finitesimal ein solches Integral von  
 $V_E$  bis  $V_E$  abstrakt würde,  
 dem sich eine weitere Integration  
 von  $V_E$  bis  $W_k \sim V_{ss}$  anschließt. In  
 $W_k = C_k V_{ss}$  mit der Proportionali-  
 tätsfaktor gemäß  $(2 C_k)^{k+1} = \frac{1}{2} (1 + Q_k)$   
 dem Durchlauf der Zone  $j = 4$  Rech-  
 nung tragen. Wegen  $Q_k = 2^{s-1} - 1$  mit  
 $s = k^2 + 1$  wird daher, weil  $k^2 - 1 =$   
 $= (k+1) \cdot (k-1)$  ist, wegen dieses  
 $\sigma$ -Durchlaufes  $C_k = 2^{k-2}$ , also  $W_k =$   
 $= 2^{k-2} \cdot V_{ss}$ . Bei der Durchführung  
 des metronischen Integrationen ist  
 mit unseren Grenzen steht die metro-  
 nische Variation  $\delta_k$  des betreffenden  
 Potentials zu addieren, weil nach den  
 Regeln metronischer Integration  
 diese Variation mit dann bei der  
 Ausführung des metronischen Inte-

gals kompensiert <sup>wird</sup>. Die Ausföhrung  
 der Methode liefert unter Berücksich-  
 tigung dieser fofenbere mit  $V_{xy} \sim e^{\lambda y}$ ,  
 wenn die Beziehung 193 verwen-  
 det wird  $\ln H - A_2 \cdot \ln Y = A_1 \cdot \ln \left( \frac{2}{3} (1 + \sqrt{\eta_{qk}}) \right) + A_3 \ln \eta_{qk}$  und  $\ln G - B_2 \ln Y =$   
 $= B_1 \ln \left( \frac{\eta_{11}}{e \eta_{qk}} \right) + B_3 \ln \eta_{qk} +$   
 $+ B_4 \ln \left( 2^k \left( \frac{1 - \sqrt{\eta_{qk}}}{1 + \sqrt{\eta_{qk}}} \right)^2 \right)$ . Hierin können  
 die Konstanten  $A_i$  und  $B_i$  mit  
 $i \leq 3$  und  $i = 4$  frei vorgegeben  
 werden. Die Festlegung  $A_1 = B_1 = B_4 = 1$ ,  
 ferner  $2 A_2 = 2 k + 1$ , sowie  $2 B_2 = B_3 = k$   
 und  $A_3 = 1 - 4 k$  ist der Empirie des  
 Elektrons und Protons optimal an-  
 gepaßt. Damit ergibt sich für  $H$  und  $G$   
 nach Potenzierung  $H = \frac{2}{3} (1 + \sqrt{\eta_{qk}})^{2k+1} \cdot \left( \frac{\sqrt{Y}}{\eta_{qk}} \right)^{2k+1} \eta_{qk}^3$  und  $G = \frac{\eta_{11}}{e \eta_{qk}} \cdot (2 \eta_{qk} \sqrt{Y})^k \cdot \left( \frac{1 - \sqrt{\eta_{qk}}}{1 + \sqrt{\eta_{qk}}} \right)^2$ .

Noch offen ist das Verhältnis  
 $\dot{Y} = \frac{H(z+1)}{H(z-1)}$ , welches auf jeden Fall  
 ein Verhältnis sehr hoher Differenz  
 ist, weil für  $j = 3$  mindestens die  
 oberen 50 Makroenergien des zwei-  
 ten Gültigkeitsbereiches gelten. Die  
 unbekannte Funktion  $H(z)$  erfüllt  
 (wie oben erwähnt) die Eigenschaft

Einzelberechnung  $y_x = y_{x-1} + y_{x-2}$  für  $x \geq 2$ . Wird diese Folge als mathematische Funktion geschrieben, dann gilt

$$y(x) = y(x-1) + y(x-2) \text{ oder } y(x-2) = y(x) - y(x-1) = f y. \text{ Der Wertesatz gilt}$$

$$f^2 y = y(x) - 2y(x-1) + y(x-2) = f y - y(x-1) + y(x-2) = 2 \cdot f y - y(x-1) + y(x-2) = f y$$

$$+ y(x-2), \text{ worin mit } y(x-2) = f y$$

$$\text{substituiert werden kann. Daraus folgt } f^2 y - 3fy + y = 0, \text{ so dass der Selektor } f^2 - 3f + 1 = 0 \text{ aus der}$$

$$\text{Gesamtheit individueller merkmalsfunktions diejenige Klasse auswählt, die als Tochter}$$

$$\text{folge der Bedingung } y_x = y_{x-1} + y_{x-2} \text{ einer Klasse, der auch die}$$

$$\text{unbekannte Funktion } H(x) \text{ des Verhältnisses } y \text{ angehört. Ein hypothetischer}$$

$$\text{Kannzeichen dieser von } f^2 - 3f + 1 = 0 \text{ selektierten Funktionen ist die Mathematik der Verwandtschaften}$$

$$\text{Lagen eine im evolutionären Liegendes oder filioante genealogische Linie}$$

$$= \xi < \infty. \text{ Diese Filioante } \xi \text{ in eine im evolutionären Liegendes von } \xi = 1,618033$$

$$\text{also existierenden von } \xi = 1,618033 \text{ abweichend werden. In sehr guter Näherung kann also } 2\xi \approx 1 + \sqrt{5} \text{ gesetzt}$$

werden, w  
Mellen ex  
8 oder 0

erreichl  
reuter Me  
daten), w  
reuen Me

Jüdisch  
liezt ab  
ben west

so dass v  
 $H(z)$

$H(z-1)$   
auf je  
und 2

$\cdot \left( \frac{z}{2} - \frac{1}{2} \right)^{2k}$   
 $\cdot \left( \frac{z}{2} - \frac{1}{2} \right)^{2k}$

mit  $k f$   
werden  
Fortschrit

werden, war im dem oben edict Denial-  
 Hellen erlaubt ist. In  $\gamma$  würde § auf  
 8 oder 9 Denialstellen bereits kann  
 erreicht werden (auch nicht mehr wach-  
 render Metroneniffer nichtbuckel an-  
 deren), wenn  $H(z)$  über den mit-  
 deren Metroneniffer der oben  
 Jüdischkeitbedeutung läge: Tatsächlich  
 liegt aber  $H(z)$  wiederum, denn in we-  
 chen metroneniffer Jüdischkeitsbereich,  
 so dass sowohl  $\frac{H(z+1)}{H(z)} = \xi$  als auch  
 $\frac{H(z)}{H(z-1)} = \xi$  nach halber  $\gamma = \frac{H(z+1)}{H(z-1)} = \xi^2$   
 auf jedem Fall erfüllt ist. Mit  $\gamma = \xi^2$   
 und  $2 \cdot \xi \approx 1 + \sqrt{5}$  gilt also  $3H = \alpha(1 + \sqrt{5})$   
 $\cdot \left(\frac{\xi}{2}\right)^{2k+1} \eta_{qk}^3$  und  $e \eta_{qk} \xi = \eta_{11} (2 \xi \eta_{qk})^k$   
 $\cdot \left(\frac{\eta_{qk}}{1 - \sqrt{\eta_{qk}}}\right)^2$ , was in der Form  $F = H + \xi$   
 mit  $k f = e^{k-1}$  in  $\alpha_3 = f - q F$  eingesetzt  
 werden kann.  
 Fortsetzung z. B. VIII Seite 2.16