

Ordnung die Dimension dieser Darstellung ist; denn die Matrizen transformieren einen Vektorraum ^{in den} Darstellungsräum. Eine Permutationgruppe S_n wird die k^n Basisvektoren b_k eines Darstellungsräum permutieren. Es wird also einer jeden Permutation der Elemente k^n eine lineare Transformation zugeordnet, welche die b_k als Basisvektoren des n -dimensionalen Darstellungsräum permutiert. Hätte z.B. das Gruppenelement

$\begin{pmatrix} 1 & 2 & 3 & \dots & n \\ 3 & 1 & 2 & \dots & n \end{pmatrix}$ die Form $\downarrow$, dann würde dies bedeuten, daß

$b_1 = (1, 0, 0, \dots)$ in $b_3 = (0, 0, 1, \dots)$, $b_2 \rightarrow b_1$ usw. überführt wird. Die

b_k bilden dabei im n -ten $b_1, b_3, \dots$ ~~alle~~ Spalten einer quadratischen Matrix vom Typ n , der mit dem Matrizenrang identisch ist

Die $k!$ Gruppenelemente ~~werden~~ werden also den k Matrizen vom Rang n zugeordnet. Auf diese Weise wird eine (natürliche) Darstellung der Dimension n gewonnen.

Existiert eine Gruppe A der Form $S_m \times S_n$, dann hat die Darstellungsmatrix den Rang $m+n$, während die Darstellungsmatrix von S_m und S_n auf der Hauptachse der Darstellungsmatrix von A sozusagen „aufgefädelt“ erscheinen. Die übrigen Matrixelemente sind 0-Elemente. Die Basisvektoren der zugehörigen darstellenden Vektorräume in n , bzw. m Dimensionen sind dabei nur innerhalb der jeweiligen darstellenden Räume permutierbar. C

Für das Polynom $f = w^7 - w - q = 0$ der ^{„ach“} kosmologischen Beziehung

(37) mit (37a) aus Band II, existiert während $0 < t < \infty$ des ersten

Aktualisierungsschrittes die Gruppe $G = S_3 \times (S_2 \times S_2)$, aber für

alle $t > \infty$ der Welt die Gruppe $H = S_1 \times (S_3 \times S_3)$, so daß für eine

zeitlich unabhängige Gruppe $G \times H$ zu setzen ist. ~~Da $f=0$ sowohl~~ ^{bedeutet} für die reellen als auch für die komplexen Nullstellen zugleich

existiert, kann durch das äußere Produkt die Gruppe $H = G \times H \times G \times H$

gebildet werden. Eine zu $\bar{H}$ isomorphe Gruppe ist dann

$\bar{H} = (S_1 \times S_1) \times (S_2 \times S_2) \times (S_3 \times S_3) \times (S_3 \times S_3) \times (S_3 \times S_3)$. In dieser

Gruppe erscheint $S_k \times S_k$ für $1 \leq k \leq 3$ für jeden Index k -fach; was die Symmetrie der Gruppe kennzeichnet. Ihr Kardinalzahlenkomplex ist wiederum $K = \{3; 1; 2\}$, was der hermetrischen R_G -Struktur analog ist.

Es kann nun versucht werden, aus $\bar{H}$ auf eine entsprechende Symmetriegruppe des R_{12} zu schließen. Wie oben gezeigt, sind metronische Längenelemente δx_i immer dann austauschbar, wenn sie den gleichen Wert haben, so daß sie gegen eine Permutationssgruppe der Form $S_m \times S_n \times \dots$ invariant sind. Die

< beide Polynome von (B) gleichzeitig existieren, dann wird die zugeordnete >

⑧ T ist die allgemein mögliche Gruppe.

existieren müßten. Auch ist im Gegensatz zum R_8 eine direkte Abbildung $G_4 \rightarrow I_2$ nicht möglich.

Werden jedoch alle R_{12} -Koordinaten auf geeignete konstante Längen bezogen, dann entstehen dimensionslose Zahlen x_k^* als Koordinaten, wobei sich das Symbol * in dieser Schrift nicht auf die komplexe Konjugation, sondern auf diese dimensionslosen Koordinaten bezieht. Wählt man nun einen geeigneten n -dimensionalen Abschnitt des allgemeinen abstrakten Funktionenraumes R_n^* als einen Vermittleraum, dann wird über diesen R_n^* die Abbildung $G_4(x_9 \dots x_{12}) \rightarrow R_n^* \rightarrow I_2^*(x_7^*, x_8^*)$ unter Verwendung mehrdimensionaler Fourierreihen tatsächlich möglich, so daß nunmehr die zeitlosen G_4 -Strukturen über I_2^* wegen $I_2^* \rightarrow S_2^* \rightarrow T_1^* \cup R_3^* = R_4^* \rightarrow R_4^a$ auf jeden Zeitschnitt der raumzeitlichen Physis zugreifen können, was offensichtlich eine Hyperraumdynamik begründet. Die entscheidende Konsequenz dieser Dynamik scheint darin zu liegen, daß die Funktionen des G_4 in der Raumzeit in Form superpositions- und interferenzfähiger Wahrscheinlichkeitsamplituden erscheinen, so daß $R_4^a = R_4^w$ zu setzen ist, was durch (9) und (9a) beschrieben wird. Die von der Physik betrachtete Raumzeit physischer (energetischer) Strukturen ist mit dieser Raumzeit abgebildeter Wahrscheinlichkeitsfunktionen zur wahren Raumzeit R_4 verschränkt, die empirisch im quantenphysikalischen Mikrobereich erscheint. Die anscheinend spekulativen Elemente dieser Hyperraumdynamik treten völlig zurück, weil tatsächlich die gesamte Quantentheorie aus ihr herleitbar ist und alle Elemente der gegenwärtig bekannten Quantentheorie in dieser hergeleiteten Fassung enthalten sind, doch verfügt diese Fassung über einen wesentlich höheren Informationsinhalt.

Die durch (9) und (9a) beschriebene Abbildungskette der Hyperraumdynamik weist starke Ähnlichkeiten mit einem Steuerungsprozeß auf, denn hier werden offensichtlich durch Wahrscheinlichkeitsfelder über den Zugriff $I_2 \rightarrow S_2$ auf die materielle Welt und $S_2 \rightarrow R_4$ vorhandene Energien und materielle Einheiten der Raumzeit umstrukturiert.

Eine weitere Konsequenz der Hyperraumdynamik ist darin zu sehen, daß dem Zugriff (9) eine Öffnung des R_6 zur nichtmateriellen Seite der Welt erfolgt und der R_6 in veränderter Form als R_6' hieraus hervorgeht, was durch $R_6 \rightarrow R_{12} \rightarrow R_6' \neq R_6$ in Kurzform darstellbar ist. Diese „Öffnung“ bzw. dieser Zugriff des G_4 erfolgt immer dann, wenn ein stationäres Geschehen nichtstationär verändert wird, was aber stets einen dynamischen Prozeß

5. Hintergründe und Quellen des Quantenprinzips.

Die in IV.,4. von W. Dröschner vorgeschlagenen Betrachtungen können in einer anderen Richtung weitergeführt werden, was im folgenden diskutiert werden soll. Die hinsichtlichlich Bd. II gemachten Bemerkungen gelten daher auch für diesen letzten Abschnitt.

Die Konstruktion des R_6 gemäß (4) geht letztlich auf die algebraische Struktur der R_4 -Beziehungen (3) und ihre Symmetrien (3a) und (3b) zurück und ist das Ergebnis einer energetischen Betrachtung (3c). Andererseits ergab sich daraus das allgemeine Dimensionsgesetz (3d), wonach neben $R_4 \rightarrow R_6$ noch $R_{12} \rightarrow R_{12}$ also $R_4 \subset R_6 \subset R_{12}$ möglich ist. Da es nur drei reelle Koordinaten geben kann, sind $x_7, \dots, x_{12}$ ^{gewissermaßen x_4, x_5, x_6} ebenfalls imaginär. Energetische Betrachtungen können wegen (3c) nur im $R_6 \subset R_{12}$ durchgeführt werden, doch scheinen Energien im Bereich $x_7, \dots, x_{12}$ nicht mehr möglich zu sein. Hingegen können im R_{12} Volumina existieren, woraus die automatische Rücktransformation $R_6 \rightarrow R_{12} \rightarrow R_6$ bzw. $R_6 \xrightarrow{2} R_{12}$ nach (4b) folgt. Wenn die Elementarlängen des R_{12} bestimmt werden sollen, dann wird zunächst deutlich, daß die Wirkung der Gitterselektoren des R_6 auf nur ein Metron $C_k; 1=\alpha_k$ solche Elementarlängen $\delta s_k = \sqrt{t}$ für $k \leq 3$ und $i\delta s_k$ für $k > 3$ liefern, die als δs_0 im R_3 bzw. $i\delta s_0$ in einem $V_3(x_4, x_5, x_6)$ jeweils $3! = 6$ Permutationen erfahren können, ohne ihren Betrag zu verändern. Die Symmetriegruppe dieser Permutationen ist so wohl im R_3 als auch im V_3 die symmetrische Gruppe S_3 , also im R_6 die $S_3 \times S_3$, weil diese Permutationen unabhängig voneinander durchgeführt werden können. Aus den in IV.,4. verwendeten Beziehungen können zu jedem Zeitpunkt Elementarlängen $\delta s_k, \delta s'_k$ bestimmt werden welche die Koordinaten $x_i = x_i(\delta s_k, \delta s'_k)$ beschreiben. Wenn zuletzt aus diesen Beziehungen Symmetriegruppen $S_1, \dots, S_n$ ermittelt werden können, dann beschreiben diese Symmetrien mit Sicherheit auch solche der Koordinatenvertauschungen, weil in der Natur, wie derum aus Symmetriegründen, stets gleichartige Symmetrien verwendet werden. Nach der Galoisschen Theorie sind solche Symmetriegruppen aus Polynomen vom Grade n herleitbar und zwar als S_n . Wird die Beziehung (37) mit (37a) aus Band II mit der Substitution w wie in IV.,4. umgeschrieben, dann ergibt sich diese kosmologische Gleichung als das Polynom $w^7 - w - q = 0$. Es ist hier $n=7$, so daß aus (37) eine S_7 herleitbar ist.

① Es ist hier $n=7$, das Ergebnis liegt hier eine Gleichung 7. Grades vor

Von: Olaf Posdzech <op@praxis-posdzech.de>

Datum: 30.01.2013 08:44

An: Ekkehard Just <Just@Northeim.de>

Lieber Herr Just,

ich danke Ihnen für ihre schnelle Entscheidung.
Das mit dem Formular ist völlig in Ordnung.

Die Übergabe wichtiger Schriften von Heim an Prof. Resch bedeutet aus meiner Sicht, dass er schon vor hatte, sein gesamtes Werk der Nachwelt zu überliefern, dies aber so lange heraus zu zögern, bis die Menschheit verantwortlich damit umgehen kann.

Bisher habe ich auch manches für mich behalten, was mir Herr und Frau Heim erzählt haben. Beispielsweise habe ich mein Interview mit Burkhard Heim zu seinen Tonbandstimmenforschungen lange unter Verschluss gehalten. Inzwischen sind seine TS Forschungen auch öffentlich bekannt, und meiner Ansicht nach tun sie seiner anderen wissenschaftlichen Arbeit keinen Abbruch (eher im Gegenteil, weil man hier sehr schön sehen kann, wie Heim gearbeitet hat und wie er sehr systematisch alle möglichen Effekte daran untersucht).

In Heims Berliner Vorlesungsreihe 1996 habe ich ihn gefragt, ob seine Theorie den Menschen Handwerkszeug in die Hand gibt, die zum Schaden der Menschheit verwendet werden können.

Er sagt sinngemäß, "Nein, nein, sowas habe ich alles weggelassen". Damals dachte ich, diese Aussage bezog sich vor allem auf den Bau von Waffen. Mit den Jahren ist mir klar geworden, dass seine Ausführungen und seine Geheimhaltung sich auf ein ganz anderes Problem bezogen (und darüber hat er auch mehrmals gesprochen): Wenn es Menschen gelänge, mit Hilfe der Heimschen Theorie günstig große Mengen von Energie zu erzeugen, dann würde dieses Wissen mit Sicherheit in unserer derzeitigen Gesellschaftsform in die Hände von Kaufleuten gelangen. Diese verkaufen natürlich immer so viel, wie sie können, unbeachtet der möglichen Folgen. Da jede Form von Energie letztlich immer zu Wärmeenergie wird, würden wir damit innerhalb kurzer Zeit die Großwetterlage der Erde so ändern, dass es zu dramatischen Folgen käme. Das hat er durchgerechnet. Heims Rechnung ging von der simplen Annahme aus, dass alle Länder der Erde den gleichen Energieverbrauch entwickelten wie damals die USA (in den 80ern). Unbegrenzte Energieproduktion in der Hand einer unverantwortlichen Menschheit (wie wir es derzeit sind), hätte den Tod des gesamten Ökosystems der Erde zur Folge.

Das war meiner Ansicht nach der Grund, warum er die Syntrometrie und damit die vollständigere Herleitung der Theorie ab Ende der 50-er Jahre nicht mehr in seinen Schriften erwähnt hat (in Vorträgen hat er sie weiterhin erwähnt).

Mit herzlichen Grüßen
Olaf Posdzech

Am 30.01.2013 07:20, schrieb Ekkehard Just:

Sehr geehrter Posdzech,

ich gestatte Ihnen die Einsichtnahme in die von Herr Fenske fotografierten Texte zur Syntrometrie. Sie sind allerdings nur für Ihre Forschung zu verwenden.

Der ganze Vorgang mag, mit dem Formular umständlich erscheinen, ist aber für mich bindend, da ich ja nicht gegen meine eigene Benutzungsordnung verstoßen kann.

Die zur Verfügung gestellten Texte sind nur für jeden persönlich für

h IV.,⁴ die mono-
 , so daß in der
 en Punkte $6/6$,
 n) gegeben haben
 kennzeichnet durch
 kosmogonischen
 d $m=12$ jeweils
 $m=0$ nach $m=12$ ist
 $=i6l_v=i6l_0 \exp(24\pi)$,
 für $m=12$ symboli-
 und $6s_0=\sqrt{\tau}$ wird
 ,738849 möglich.
 emnach $6l_v/6s_0=$
 end sich für $m=6$
 $x_8(m=6)=i6l_0 \exp(-12\pi)=$
 Diese ausgezeich-

$$0.42541 \cdot 10^{-17} [\text{m}] \quad (F).$$

tisch mit der in der
 ässlänge von elektro-
 diesem Grunde könnte
 lte der Quantentheorie
 itet werden können.
 llenlängen aufgefaßt,
 $6l_0 \rightarrow 6l_v$ wegen
 nierung verbunden.
 ß zur Zeit $t=T_1$ der
 smogonie durch $6l_0 \rightarrow 6l_v$
 n Längenelement von
 n. Stehen für $q \geq 0$
 $i6l_0 \exp(-2\pi m) =$
~~den~~ $R_6 \rightarrow R_4$ der Fak-
 einlichkeit annimmt.
 in der Raumzeit
 sich um futurische
 was eine offene Zu-
 ussetzt. Auch kann

den Energiedichten (3c) additiv eingeführt, dann ist der Energiedichtentensor im R_6 nichtmehr hermitesch. Die 24 nach (3c) von 0 verschiedenen Komponenten können gespalten werden in solche δ_0 und andere die $\bar{m}_0$ proportional sind. Damit verdoppelt sich die Zahl der Tensorkomponenten die nicht verschwinden auf 48, d.h., diese 48 Komponenten können in einem Tensorschema vom Rang 8 mit 16 verschwindenden Komponenten ~~untergebracht~~ ^{und} ~~untergebracht~~ ^{erscheinen} die Elementar-
längen $\delta_1 = \delta_{s_0}$ bzw. $\delta_1 = i\delta_{s_0}$ mit $\delta_{s_0} = \sqrt{1}$, doch werden auch $\Delta x_7 = \Delta x_7(\delta_1)$ und $\Delta x_8 = \Delta x_8(\delta_1)$ von diesen Elementar-
längen bestimmt, weil das Tensorschema der Energiedichten komplexer Art ($R_4 \rightarrow R_8$) in den R_8 gestellt wurde. Es wird also nicht nur $R_4 \rightarrow R_6$, sondern auch $R_4 \rightarrow R_8$ energetisch bedingt, so daß eindeutig $\Delta x_7 \sim i\delta_{l_0}(\delta_1/\delta_{l_0})^i$ und $\Delta x_8 \sim i\delta_{l_0}(\delta_1/\delta_{l_0})^{-i}$ geschrieben werden kann. Nach (3d) gilt energetisch $R_2 \rightarrow R_0$ und $R_6 \rightarrow R_{12} \rightarrow R_0$. Mit $\Delta x_{11} = \Delta x_{12} \cdot \delta_{l_0}$ wird $\Delta x_7 \cdot \Delta x_{12} \sim (\delta_1)^2 (\delta_1/\delta_{l_0})^i$ und $\Delta x_8 \cdot \Delta x_{12} \sim (\delta_1)^2 (\delta_1/\delta_{l_0})^{-i}$, d.h. für den Hauptwert δ_1^2 ist damit die Abbildung $R_2 \rightarrow R_0$ gewährleistet.

Wählt man mit $j=7$ oder $j=8$ für die Koordinatendifferenz $\Delta x_j \sim \delta_{l_0}(\delta_1/\delta_{l_0})^{\pm i}$ und hierin $\delta_1 = \delta_{s_0}$, dann wird mit den numerischen Werten für $\delta_{s_0} = \sqrt{1}$ und $\delta_{l_0} = \sqrt{\pi d_1 d_1}$ die Darstellung $\alpha \delta_1/\delta_{l_0} = \exp(-i2\pi\alpha)$ mit $\alpha = 12,73885$ möglich. Andererseits gilt bekanntlich $e^{ix} = \cos x + i \sin x$, also $(\delta_1/\delta_{l_0})^{\pm i} = \exp(\pm 2\pi i \alpha)$, was mit $e^{2\pi i m} = \cos(2\pi m) + i \sin(2\pi m) = 1$ (wenn m die ganzen Zahlen $-\infty < m < +\infty$ bezeichnet) zu $\exp(\pm 2\pi i \alpha \pm 2\pi m)$ erweitert werden kann. Wegen $\alpha \approx 12,75 - 51/4$ gilt in guter Näherung $\exp(\pm 2\pi i \alpha) \approx \pm i$, doch wird diese Näherung praktisch exakt, wenn δ_{l_0} durch einen aus dem Limes ξ der Beziehung (W14) und der Zahl n aus (28a) der Proportionalitätsfaktor $3\alpha_0 = 2 \sqrt{n}$ ermittelt und $\delta_{l_0} = \alpha \sqrt{\pi d_1 d_1}$ gesetzt wird. Damit folgt $\Delta x_7 \sim i\delta_{l_0} \exp(2\pi m)$ und $\Delta x_8 \sim i\delta_{l_0} \exp(-2\pi m)$ mit $-\infty < m < +\infty$. Da für die Differenzen der R_6 -Koordinaten $\Delta x_k \sim \delta_{s_0}$ für $k \leq 3$ und $\Delta x_k \sim i\delta_{s_0}$ für $k \geq 4$ ~~gilt~~, ist der $R_6 \rightarrow R_8$ ^{in gleicher Weise} die einfache Erweiterung des bekannten R_8 . Daraus folgt: $\Delta x_{11} = \Delta x_{12} \cdot i(\delta_{l_0})^i/\delta_{s_0}$, während wegen $R_{12} \rightarrow R_0$ für $\Delta x_9 = \Delta x_{10} \sim i\delta_{l_0}$ anzunehmen wäre. Für die metrischen Elementar-
längen gelten also $\delta x_k = \delta_{s_0}$ für $k \leq 3$, fern $\delta x_k = i\delta_{s_0}$ für $k \geq 4$ bis $k=6$, sowie $\delta x_7 = i\delta_{l_0} \exp(2\pi m)$, $\delta x_8 = i\delta_{l_0} \exp(-2\pi m)$ mit $-\infty < m < +\infty$ und $(m) \text{MOD}(1) = 0$, aber $\delta x_9 = \delta x_{10} = i\delta_{l_0}$ und $\delta x_{11} = \delta x_{12} \sim i\delta_{l_0}$. (4) Bei der Herleitung der R_6 -Signatur (+++---) wurde gezeigt, daß als Folge der beobachteten mikro- und makromaren Stabilitäten der Welt nur drei

frei
gegeben

der Zeitunabhängigkeit von $\alpha \delta_e$, da $x_7 \dots x_{12}$ jenseits des R_6 liegen, wird $\alpha \delta_e = \delta_{l_0}$ u. somit $\alpha = 1$ sein.

$R_{12} \supset R_8$

(xx) sowie $\Delta x_7 \sim i\delta_{l_0} \exp 2\pi m$ u. $\Delta x_8 \sim i\delta_{l_0} \exp -2\pi m$ gelten,

R_4 projiziert, materielle Elementarprozesse der physischen Welt beschreiben.

Eine weitere Analyse zeigt, daß ^{es} für diesen Weltselektor, 4 Lösungsmannigfaltigkeiten gibt, die sich auf die Unterräume $S_2(x_5, x_6)$ der Organisation, $T_1(x_4)$ der Zeitstruktur und $R_3(x_1, x_2, x_3)$ des physischen (hinsichtlich der Drehgruppe kompakten) Raums beziehen. Bei diesen Lösungen handelt es ^{3ch} um die Strukturen a: S_2 , ferner um b: $T_1 \cup S_2$ sowie c: $R_3 \cup S_2$ und d: $R_3 \cup T_1 \cup S_2 = R_6$. Die Menge der R_6 -Koordinaten wird also strukturiert mit dem Kardinalzahlenkomplex $\{3;1;2\} = K_6$. Der organisatorische Strukturanteil $S_2 \subset R_6$ begleitet also alle Elementarstrukturen. Zur Interpretation der Formen a bis d wird eine Art „Hermeneutik der Weltgeometrie“, erforderlich, so daß a bis d kurz als Formen der Hermetrie“, bezeichnet werden können. Bei a handelt es sich um Strukturen außerhalb des R_4 , die allgemein nicht ^{*}interpretierbar sind, aber in den R_4 projiziert als Gravitonenfeld erscheinen. Die Elemente der Form b haben als Weltlinien nur Gerade im Asymptotenkegel des zweischaligen Hyperbelraumes (R_4) und bewegen sich daher grundsätzlich mit Lichtgeschwindigkeit im R_3 ; deshalb sind sie als Photonen zu interpretieren. Die Hermetrieformen c und d werden durch die Einbeziehung der reellen Einheit R_3 gekennzeichnet, was im Gegensatz zu a und b ihre Ponderabilität, also eine Ruhemasse bedingt. Es sind c als neutrale und d als elektrisch geladene Korpuskeln zu interpretieren. Bei d scheint die Form b mit c gekoppelt zu sein, wobei die Kopplung den Ladungszustand kennzeichnet. Es ergab sich eine einfache Darstellung einer durch das Quantenprinzip bedingten elektrischen Elementarladung, deren numerischer Wert allerdings um $0,125\%$ vom Meßwert der Elektronenladung abweicht.

Auch kann ein allgemeines Massenspektrum hergeleitet werden, doch liegen seine Terme praktisch so dicht, daß ein Kontinuum angenähert wird. Dies geht allein darauf zurück, daß die energetischen Terme aller Hermetrieformen superponieren, d. h., daß ein praktisch kontinuierliches Spektrum der Imponderablen a- und b-Terme sind die Punktspektren der c- und d-Hermetrie verlagert. Zur Separation dieser Punktspektren wird also ein

physikalisch

$L = \{1/2, 0, 1/3, 1, -2, +1, -1, +1, -1, +1, -1\}$, so daß die Kehrwerte dieser Mengenelemente die weitere Menge

$\bar{L} = \{2, \infty, 3, 1, -4/2, +1, -1, +1, -1, -1, +1\}$ bilden. Sind die α_1 mögliche Exponenten der δl in der Form $(\delta l)^{\alpha_1}$, dann gilt wegen die Be-

$R_6 \rightarrow R_{12} \rightarrow R_6^*$ auf jeden Fall für das Volumenelement δV_6 die Be-

ziehung $\prod_{i=1}^m (\delta l)^{\alpha_i} = (\delta l)^6 = \delta V_6$, so daß aus $\bar{L}$ diejenigen Elemente auszuwählen sind, deren Summe den Wert 6 liefert. Für diese

Menge kann $L = \{3, 1, 2, +1, -1, +1, -1, +1, -1\} = \{\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \dots, \alpha_9\}$ ge-

setzt werden. ~~Die Zeit $t = T_1$ der Materiekosmologie nach IV.3.4.~~

wäre demnach $t = T_1 + 4 + 1$ anzunehmen, das heißt, weil $\sum_{i=1}^9 \alpha_i = 6$ gilt,

$\bar{L} = \{3, 1, 2, 1, +1, -1, 0, 0, -1, -1\}$, wobei diese Exponentenmenge mit

derjenigen identisch ist, die nach (E) gefordert werden muß. Die

Kosmogenie der Materie ist demnach ein quantenphysikalischer

Prozeß, denn da für $t = T_0$ der Übergang $\delta l_0 \rightarrow \delta l$ erfolgte, und

stets $\delta l_0 \approx 2/m_0$, aber $\delta l \approx 4/m(4, 0)$ gilt, wäre die Materiebil-

dung durch $m_0 \rightarrow m(4, 0)$ zu interpretieren.

Eine Betrachtung der Fläche $R_2(x_7, x_8)$ zeigt, daß wegen

$\delta l_0 \rightarrow \delta l$ nach (E) dies auch für die Elemente δx_7 bzw. δx_8

gilt. In IV.4. wurde nachgewiesen, daß $D(t) = D(n, 1)$ für $n(t)$ bei

$6/6, 9/6, 11/6, 12/6$ und $18/6$ ausgezeichnete Zeitpunkte

hinsichtlich der Entwicklung des Universums liegen. Besondere

Zeitpunkte hingegen waren bei $n=1, n=1+5/6$ und $n=1+12/6$, weil

hierdurch die erste Phase der Kosmogenie abgeschlossen wurde. Für

die quantisierten Elementarlängen bedeutet dies, daß $|\delta x_8| =$

$-\delta l_0 \exp(-2\pi i)$ und $|\delta x_8| = \delta l_0 \exp(-2\pi i)$ ausgezeichnete Längen

sind. Wegen $\delta \phi_0 / \delta l_0 \exp(-2\pi i)$ mit $\alpha = 12, 738849$ wäre

$\delta l_0 \cdot \exp(-24\pi i) = \delta \phi_0 \exp(1, 47768\pi) = \delta \phi_0 \cdot 1, 03785 \cdot 10^2$. Nach dem gegen-

wärtigen Stand der theoretischen Physik wird eine Länge von

ca $10^2 \delta \phi_0$ als Vereinigungslänge von elektroschwachen und star-

ker Wechselwirkung angenommen. Hinsichtlich der anderen besonde-

ren Elementarlänge mit $m=6$ ergibt sich $\delta s = |\delta x_8| = \delta l_0 \exp(-12\pi i) =$

$-6, 070142541 \cdot 10^{-17} [m]$. Wegen dieser möglichen Wiedergabe einer

Vereinigungslänge der elektroschwachen und starken Wechselwir-

kung scheinen Aussagen der Quantentheorie in der strukturellen

Aussage $R_4 \rightarrow R_6 \rightarrow R_{12} \rightarrow R_6^*$, also in (3d) und (4b) enthalten zu sein.

Darstellungsräume sind dann $n=12$ und $n=28$. Wird die Abbildung $R_n \rightarrow R_{n-2} \subset R_n$ durchgeführt, dann würde sich ein R_{10} und ein R_{26} ergeben. Es ist erwähnenswert, daß die sog. "Super-string-theorie" einen R_{10} und die heterotische String-Theorie einen R_{26} verwendet.

Zur konkreteren Untersuchung des R_{12} kann zunächst festgestellt werden, daß nach (3d) und (4b) die Übergänge $R_6 \rightarrow R_{12} \rightarrow R_6^*$ wegen $R_2 \rightarrow R_0$ existieren. Das Dimensionsgesetz (3d) liefert $R_4 \rightarrow R_6$ aufgrund des Energiedichtetensors (3c), doch sollte wegen $R_6 \rightarrow R_{12}$ auch ein Energiedichtetensor R_{12} existieren. Sind seine Komponenten ϵ_{rs} , dann wäre dies für $\epsilon_{rs} \approx 0$ denkbar, wenn diese näherungsweise verschwindenden Komponenten außerhalb des R_6 -Abschnittes im R_{12} -Tensor liegen, wodurch $R_6 \rightarrow R_{12} \rightarrow R_6^*$ oder (4b) veranschaulicht werden kann. Ist M_k irgendeine Energiemasse und gilt $\Delta x_k = n_k \alpha_k$ mit $\alpha_k \sim \delta s = \sqrt{r}$, dann würde $\Delta x_k \sim 1/M_k$ mit $n_k > 1$ "energetisch" einen R_6 beschreiben, sofern $\Delta x_k \gg \delta s$ und $k > 6$ ist, jedoch i.B. auf das Volumen eines R_{12} , für dessen Volumendifferenz $|\Delta V_{12}| = |\Delta V_6| \frac{12}{k-7} |\Delta x_k|$ gilt. Es wäre denkbar, daß Δx_k mit $k > 6$ über $k=7$ ~~hauptsächlich dimensioniert~~, sondern in Verhältnissen $\Delta x_k / \Delta x_6$ ~~erscheint~~. Da nach (3) und (3a) bzw. (3b) der Übergang $R_4 \rightarrow R_6$ auf $\epsilon_{rs} \sim \lambda_{(p)}(k,m) \phi_{km}^{(p)}$ ebenso zurückgeht wie (3d) und ϵ_{rs} für $r \leq 12$ und (oder) $s \leq 12$, aber ϵ_{rs} stets die gleiche Dimensionierung erhält, muß dies auch für Δx_k mit $k > 6$ zutreffen. Betrachtet man andererseits die Semantik der Hermetrieform ϵ_{rs} als im Zusammenhang mit der hermetrischen R_6 -Struktur, dann scheinen sich x_5 und x_6 auf das energetisch schwächste physikalische Feld (Gravitation) zu beziehen, was möglicherweise ebenfalls $\epsilon_{rs} \approx 0$ außerhalb des R_6 -Abschnittes im Energiedichtetensor des R_{12} erklärt.

Aus einer Potenzmenge einer Menge M , also $P(M) = \{\{\emptyset\}, \{a\}, \{b\}, \{c\}, \{a,b\}, \{a,c\}, \{b,c\}, \{a,b,c\}\}$, wobei a, b und c die Teilmengen von M sind, können Mengenelemente herausgenommen werden, daß sie eine Kette, wie beispielsweise $\{\emptyset\} \subset \{a\} \subset \{a,b\} \subset \{a,b,c\}$ bilden. Diese Kettenglieder bilden eine Teilmenge, in welcher jedoch für die folgenden Betrachtungen das Element $\{\emptyset\}$ als nichtrelevant fortgelassen wird. Es ist im Beispiel $T(M) = \{\{a\}, \{a,b\}, \{a,b,c\}\}$. Ist die Folge der Sind die Elemente a, b, c vorhanden.

Dimensionierung
von Δx_k , $k > 6$
wird für $R_4 \rightarrow R_{12}$
vorausgesetzt.
Ansonsten wäre
Existenz von
 R_{12} nicht über
Ers beweisbar.

mit dem
erhabenen
Substanz
und

Somit wäre
eine Menge

Menge N

Teilmenge $\mathcal{A}_1$ mit $1 \leq i \leq k$ in $\{a_1, \dots, a_k\}$ festgelegt, dann entspricht dies einer Vektordarstellung. ^{platinmäßig} ~~Recht diese Darstellung~~ dann wird $N = \langle a_1, \dots, a_k \rangle$ einer Punktdarstellung analog. In diesem Fall sind ~~immer~~ in N Verknüpfungsvorschriften O_j möglich, welche Mengenelemente miteinander verbinden. In einem solchen Fall würde eine Abbildung $N \xrightarrow{\sim} N$ stattfinden, wenn $O_j(a_1, \dots, a_k)$ gilt. So ist $T(M)$ eine Menge, deren geordnete Teilmenge $\mathcal{A}_1$ als nicht geordnete Mengen $\mathcal{A}_1$ dargestellt werden können. Werden diese ~~Elemente~~ ^{von M und N} ~~Teilmenge~~ ^{Elemente der Menge N} beispielsweise durch Operationen O_j und O_k verknüpft, dann wäre eine Abbildung der Gestalt $G = aO_j(aO_k b)O_j(aO_k b)O_k c$ möglich. Ist speziell $O_j = +$, $O_k = \cdot$ dann gilt $C = a + (a + b) + (a + b + c)$. Hier wird $\hat{+}$ als Verknüpfung operation verwendet, so daß $C = a \hat{+} b \hat{+} c$ geschrieben werden kann. Hier wird das Bildungsgesetz arithmetischer Reihen deutlich. Neben dieser additiven Verknüpfung können noch die Verknüpfungsoperationen $+$, $\cdot$, $\wedge$, $\vee$ verwendet werden. So entsteht z.B. mit $a = a$, $b = c = q$ und $O_j = +$, $O_k = \cdot$ die Verknüpfung $C = a + a q a q^2$, ^{welche aber das Gesetz der geometrischen Reihenbildung darstellt.} (C)

2. beibehalten

Das aus (37) und (37a) mit $\pi D = \pi$ folgende Polynom $w^2 w - q = 0$ hat im Ereignis $t=0$ der Raumzeit wegen $n=1$ mit $q=a$ und $w=\eta$ in der Form $\eta^7 - \eta - a = 0$ insgesamt $1 \leq j \leq 3$ reelle Lösungen η_j , welche die Sphärentritritäten D_j und d_j beinhalten. Steh im Fall D_j die Durchmesser zueinander in Beziehung, dann liegen im einfachsten Fall die Verhältnisse $E_j = D_j / D_1$ als dimensionslose Zahlen vor, Werden den D_j wie in IV., 4. die numerischen Werte $D_1 = D_f$, $D_2 = D_m$ und $D_3 = D_p$ zugeordnet, dann ergeben sich für diese Verhältnisse numerisch die Werte $E_1 = 1$, $E_2 = 1,1699745$, und $E_3 = 4,06763212$. Mit $H_1 = 1$, $H_2 = 1/2$ und $H_3 = 1/3$ wird dann $E_1 = H_1$, aber $E_2 \approx H_2(H_1 + H_3)$ und $E_3 \approx H_1 + H_2 + H_3$. Die Elemente H_j bilden hier die Menge $U = \{H_1, H_2, H_3\}$. Neben diesen drei Lösungen reeller Art muß $\eta^7 - \eta - a = 0$ noch $4 \leq k \leq 7$ komplexe Lösungen haben, so daß im primitivsten Fall noch die Imaginärzahl $i = \sqrt{-1}$ als Mengenelement heranzuziehen ist. Als Menge ergibt sich dann $U' = \{H_1, H_2, H_3, i\}$, so daß $U'' = \{\{H_1, H_2, H_3\}, \{i, -i\}, \{0\}\}$ gewählt werden kann. Wegen der durch $|U'|$ bedingten Symmetrie liefern die reziproken Werte der Elemente von U oder U' Exponenten der Elementarlängen $\delta l = \delta s_0 = \sqrt{r}$ oder $\delta l = i \delta s_0$. Die auf diese Weise gebildeten Volumina lassen die Dimensionen der Hermetrieräume erkennen. Mit $V = \{1/H_1, 1/H_2, 1/H_3\} = \{1, 2, 3\}$ wird dann: $\delta l, (\delta l)^2$ und $(\delta l)^3$. Somit gilt $\Delta x_4 \Delta x_3 \sim (\delta l)^3$ sowie $\Delta x_4 \sim \delta l$ und $\Delta x_5 \Delta x_6 \sim (\delta l)^2$. Entsprechend U'' wäre dann für Δx_7 und Δx_8 eine Proportionalität zu $(\delta l)^{-1}$ anzunehmen, Werten $R_2 \rightarrow R_0$

(C)

Das aus (37) und (37a) mit $\pi D = \pi$ folgende Polynom

~~$w^2 w - q = 0$~~ hat im Ereignis $t=0$ der Raumzeit wegen $n=1$ mit $q=a$ und $w=\eta$ in der Form $\eta^7 - \eta - a = 0$ insgesamt $1 \leq j \leq 3$ reelle Lösungen η_j , welche die Sphärentritritäten D_j und d_j beinhalten. Steh im Fall D_j die Durchmesser zueinander in Beziehung, dann liegen im einfachsten Fall die Verhältnisse $E_j = D_j / D_1$ als dimensionslose Zahlen vor, Werden den D_j wie in IV., 4. die numerischen Werte $D_1 = D_f$, $D_2 = D_m$ und $D_3 = D_p$ zugeordnet, dann ergeben sich für diese Verhältnisse numerisch die Werte $E_1 = 1$, $E_2 = 1,1699745$, und $E_3 = 4,06763212$. Mit $H_1 = 1$, $H_2 = 1/2$ und $H_3 = 1/3$ wird dann $E_1 = H_1$, aber $E_2 \approx H_2(H_1 + H_3)$ und $E_3 \approx H_1 + H_2 + H_3$. Die Elemente H_j bilden hier die Menge $U = \{H_1, H_2, H_3\}$. Neben diesen drei Lösungen reeller Art muß $\eta^7 - \eta - a = 0$ noch $4 \leq k \leq 7$ komplexe Lösungen haben, so daß im primitivsten Fall noch die Imaginärzahl $i = \sqrt{-1}$ als Mengenelement heranzuziehen ist. Als Menge ergibt sich dann

$U' = \{H_1, H_2, H_3, i\}$, so daß $U'' = \{\{H_1, H_2, H_3\}, \{i, -i\}, \{0\}\}$ gewählt werden kann. Wegen der durch $|U'|$ bedingten Symmetrie liefern die reziproken Werte der Elemente von U oder U' Exponenten der Elementarlängen $\delta l = \delta s_0 = \sqrt{r}$ oder $\delta l = i \delta s_0$. Die auf diese Weise gebildeten Volumina lassen die Dimensionen der Hermetrieräume erkennen. Mit $V = \{1/H_1, 1/H_2, 1/H_3\} = \{1, 2, 3\}$ wird dann: $\delta l, (\delta l)^2$ und $(\delta l)^3$. Somit gilt $\Delta x_4 \Delta x_3 \sim (\delta l)^3$ sowie $\Delta x_4 \sim \delta l$ und $\Delta x_5 \Delta x_6 \sim (\delta l)^2$. Entsprechend U'' wäre dann für Δx_7 und Δx_8 eine Proportionalität zu $(\delta l)^{-1}$ anzunehmen, Werten $R_2 \rightarrow R_0$

$\emptyset$ um $|K| = \{3, 2, 1\}$ zu erhalten. ^{wo δ ein dimensionsloser Faktor ist, der noch zu bestimmen ist.}

Dimension des Darstellungsraumes dieser Gruppe ist die Summe der Indizes, die im Fall des R_{12} den Wert 12 haben muß. Man kann von der Gruppe $\bar{H}$ zwei Gruppen ~~abspalten~~, nämlich

$$(S_3 \times S_3) \times (S_3 \times S_3) \text{ sowie } (S_1 \times S_4) \times (S_2 \times S_2) \times (S_3 \times S_3), \text{ deren jeweilige Indexsumme 12 ist. Da für } \bar{H} \text{ bereits der Kardinalzahlenkomplex}$$

$\{3;1;2\}$ vorliegt und die Elemente der Untermengen nunmehr die Basisvektoren der Darstellungsräume V_1, V_2 und V_3 sind, kann

für die gesuchte ~~R_{12}~~ -Gruppe ~~definiert~~ $\{3\}$ geschr

ben werden. In dieser Gruppe permutiert $(S_3 \times S_3)$ die metronische Längenelemente des R_6 , nämlich $\delta x_i = \sqrt{i}$ für $i \leq 3$ und $\delta x_k = i\sqrt{k}$ für $4 \leq k \leq 6$, so daß $(S_1 \times S_4) \times (S_2 \times S_2)$ mit den Elementen δx_7 bis δx_{12} zusammenhängt.

Ist die Reihenfolge der Untermengen eines Mengenkomplexes festgelegt, dann wird der zugehörige Kardinalzahlenkomplex zum Ordinalzahlenkomplex, d.h., wegen der hermetrischen R_6 -Struktur als Folge der Hermetrieformen a bis d ist der Kardinalzahlenkomplex wegen der Nichtvertauschbarkeit hermetrischer Strukturen als Ordinalzahlenkomplex $O = \{3;1;2\}$ aufzufassen. Da dieser

Ordinalzahlenkomplex wegen der Formen a bis d existiert, und $R_6 \# CR_{12}$ nach (3d) und (4b) gilt, und darüberhinaus für die zu

$\bar{H}$ isomorphe Gruppe $(S_3 \times S_3) \times (S_1 \times S_4) \times (S_2 \times S_2)$ im R_{12} geschriebe

werden kann, folgt ein Ordinalzahlenkomplex dieses Hyperre

mes $|\bar{O}| \{3;3;1;1;2;2\}$. Für die zugehörigen metronischen Elementarlängen bedeutet dies, daß neben den bekannten $\delta x_1 = \delta x_2 = \delta x_3 = \sqrt{6}$

$\delta x_4 = \delta x_5 = \delta x_6 = i\sqrt{7}$ des R_6 -Unterraumes ~~ist~~ ^{ist} wegen $|\bar{O}|$ im R_{12} für

die weiteren Elementarlängen $\delta x_7 \neq \delta x_8, \delta x_9 = \delta x_{10}$ und $\delta x_{11} = \delta x_{12}$

anzunehmen. Wahrscheinlich braucht also nur noch δx_{10} und δx_{11} ermittelt zu werden. Vom Polynom $f(w)$ und $f(\bar{w})$ der Beziehung

(C) können offensichtlich nur die reellen Nullstellen in Betracht gezogen werden, für welche die Gruppe $\bar{H} = (S_3 \times S_4) \times (S_3 \times S_1)$ konstruierbar ist, für deren isomorphe Gruppe $(S_3 \times S_3) \times (S_4 \times S_1)$ gilt deren Darstellungsraum ein $R_8 \subset R_{12}$ ist.

Die Gruppe $\bar{H}$ ist von hoher Symmetrie; denn wegen $A \times B \times C \cong (A \times B) \times (C \times D) \cong (A \times C) \times (B \times D)$ ist eine zu $\bar{H}$ isomorphe Gruppe der Gestalt $\bar{H}$

$\bar{H} = (S_1 \times S_4) \times (S_2 \times S_2) \times (S_3 \times S_3) \cong (S_3 \times S_4) \times (S_3 \times S_2) \times (S_3 \times S_1) \times (S_3 \times S_1)$. Letztere Gruppe genügt der Form $U \times U$, welche für $U \times U = U_1 \times U_2$ der Vertauschungsinvarianz $(U_1 \times U_2) - (U_2 \times U_1) = 0$ genügt. Die Dimensionen der

vorliegt, ist G mit der Galoischen Gruppe S_n des Polynoms identisch. Diese ~~symmetrische~~ Gruppe ist also die Permutationsgruppe von n Elementen, so daß $|S_n| = n!$ die Zahl der Elemente von S_n ist. Im Fall der zu $w_7 - w - q = 0$ umgeformten kosmologischen Beziehung (37) und (37a) mit $\frac{(15)}{7}$ und (15a) gilt also die symmetrische Galoische Gruppe S_7 , aus $|S_7| = 7!$ Elementen.

Zur Zeit $t=0$ wird $w=\eta$ nach (47) und $q=a$, also $f(\eta) = \eta^7 - \eta - a = 0$. Diese Beziehung hat wegen $n=1$ neben den drei reellen noch 4 zueinander konjugiert komplexe Lösungen, und zwar deshalb, weil in der Darstellung $f(\eta) = \prod_{k=1}^7 (\eta - w_k) = \eta^7 - \eta - a = 0$ wegen des Auftritts von η in $f(\eta)$ die Bedingung $k=1$ für $k \leq 3$ ~~ist~~ ^{erfüllt} ist. Bezeichnen sich die w_k ^{je} auf die drei reellen Nullstellen, dann wäre $(w_1 + w_2 + w_3)^* = w_1 + w_2 + w_3$ wegen der Realität $w_k^* = w_k$, was zwangsläufig auch für die komplexen Nullstellen $k > 3$ trotz $w_k^* \neq w_k$ die Bedingung $(\sum_{k=4}^7 w_k)^* = \sum_{k=4}^7 w_k$ zur Folge hat; denn die Summe der w_k ist reell. Die Realität der Summe für $k > 3$ kann für komplexe Nullstellen $w_k \neq w_k^*$ jedoch nur erfüllt werden, wenn $w_6^* = w_4$ und $w_7^* = w_5$ gilt. Wird zur Kürzung $w_k = \alpha_k^* = \alpha_k$ für $k \leq 3$ und $\beta_1^* = \beta_1$ für $i=1$ oder $i=2$ gesetzt, dann wäre $w_4 = \beta_1, w_5 = \beta_2$, aber $w_6 = \beta_1^*$ und $w_7 = \beta_2^*$. Weiter folgt mit $f_1 = \prod_{k=1}^7 (\eta - \alpha_k)$ sowie $f_2 = (\eta - \beta_1)(\eta - \beta_2)$ und $f_3 = (\eta - \beta_1^*)(\eta - \beta_2^*)$ die Kurzfassung $f(\eta) = f_1 f_2 f_3$. Permutationen sind in jedem Faktor f_j mit $j \neq 3$ möglich, d.h., in f_1 existiert eine S_3 und in f_2 sowie in f_3 jeweils eine ~~Galoische Gruppe~~ ^{symmetrische Gruppe} S_2 . Da die Permutationen innerhalb der f_j unabhängig voneinander erfolgen, muß es eine Symmetriegruppe $G = S_3 \times (S_2 \times S_2)$ geben.

Phase

Ist nach dem ersten Chronon ν die erste der kosmischen Entwicklung vollzogen, dann folgt für $t > \nu$ wegen $n > 1$ nach IV., 4., daß $w' - w - q = 0$ nur noch eine reelle Nullstelle, aber sechs zueinander konjugiert komplexe Nullstellen hat. In völliger Analogie zu G kann daraus eine Symmetriegruppe $H = S_1 \times (S_3 \times S_3)$ konstruiert werden.

Gibt es eine Gruppe A , die zu einer Gruppe quadratischer Matrizen homomorph ist, dann wird bekanntlich diese Gruppe quadratischer Matrizen als Darstellung von A bezeichnet, deren

5. Hintergründe und Quellen des Quantenprinzips.

Die in IV.,⁴. von W. Dröcher vorgeschlagenen Betrachtungen können in einer anderen Richtung weitergeführt werden, was im folgenden diskutiert werden soll. Die hinsichtlich Bd. II gemachten Bemerkungen gelten daher auch für diesen letzten Abschnitt.

Die Konstruktion des R_6 gemäß (4) geht letztlich auf die algebraische Struktur der R_4 -Beziehungen (3) und ihre Symmetrien (3a) und (3b) zurück und ist das Ergebnis einer energetischen Betrachtung (3c). Andererseits ergab sich daraus das allgemeine Dimensionsgesetz (3d), wonach neben $R_4 \rightarrow R_6$ noch $R_6 \rightarrow R_{12}$ also $R_4 \subset R_6 \subset R_{12}$ möglich ist. Da es nur drei reelle Koordinaten geben kann, sind $x_7, \dots, x_{12}$ ^{genauso wie $x_4, \dots, x_6$} ebenfalls imaginär. Energetische Betrachtungen können wegen (3c) nur im $R_6 \subset R_{12}$ durchgeführt werden, doch scheinen Energien im Bereich $x_7, \dots, x_{12}$ nicht mehr möglich zu sein. Hingegen können im R_{12} Volumina existieren, woraus die automatische Rücktransformation $R_6 \rightarrow R_{12} \rightarrow R_6$ oder $R_6 \rightarrow R_{12}$ nach (4b) folgt. Wenn die Elementarlängen des R_{12} bestimmt werden sollen, dann wird zunächst deutlich, daß die Wirkung der Gitterselektoren des R_6 auf nur ein Metron $C_k; 1 = \alpha_k$ solche Elementarlängen $\delta s = \sqrt{t}$ für $k \leq 3$ und $i \delta s$ für $k > 3$ liefern, die als δs_0 im R_3 bzw. $i \delta s_0$ in einem $V_3(x_4, x_5, x_6)$ jeweils $3! = 6$ Permutationen erfahren können, ohne ihren Betrag zu verändern. Die Symmetriegruppe dieser Permutationen ist sowohl im R_3 als auch im V_3 die ^{symmetrische Gruppe} S_3 , also im R_6 die $S_3 \times S_3$, weil diese Permutationen unabhängig voneinander durchgeführt werden können. Aus den in IV.,⁴. verwendeten Beziehungen können zu jedem Zeitpunkt t Elementarlängen $\delta s_k, \delta s'_k$ bestimmt werden, welche die Koordinaten $x_i = x_i(\delta s_k, \delta s'_k)$ beschreiben. Wenn ~~unter~~ aus diesen Beziehungen Symmetriegruppen $S_1, \dots, S_n$ ermittelt werden können, dann beschreiben diese Symmetrien mit Sicherheit auch solche der Koordinatenvertauschungen, weil in der Natur, wie ~~derum~~ aus Symmetriegründen, stets gleichartige Symmetrien verwendet werden. Nach der Galoisschen Theorie sind solche Symmetriegruppen aus Polynomen vom Grade n herleitbar und zwar als S_n . Wird die Beziehung (37) mit (37a) aus Band II mit der Substitution w wie in IV.,⁴. umgeschrieben, dann ergibt sich diese kombinatorische Gleichung als das Polynom $w^7 - w - q = 0$ ⁽¹⁾ Es ist hier $n=7$, so daß aus (37) eine S_7 herleitbar ist. ^(der Exponent)

liegt hier eine Gleichung

Symmetrie $x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 = r^2$ gelöst werden. Die implizite Lösung ϕ (als (11) in [1] angegeben) zeigt, daß das reelle Feld ϕ existiert. Hier entsprechen R_- dem Schwarzschild- und R_+ dem Hubblerradius. Im Bereich geringer Abstände (Planetensystem) wird $\phi \sim \phi_n \sim 1/r$ praktisch mit dem Newtonschen Gesetz identisch, doch ändert sich dies im Bereich großer Entfernungen, weil es eine Grenze des attraktiven Gravitationsfeldes ρ gibt, die zwischen R_+ und R_- liegt, aber durch den Kubus des mittleren Atomgewichtes A der Feldquelle gemäß $A \cdot \rho \approx 46 \text{ Mpc}$ abhängt. Wird das Feld nur einer Elementarkorpuskel betrachtet, dann kommt zu dieser charakteristischen Entfernung R_+ des Feldes noch die Compton-Wellenlänge der Partikel hinzu. Im Leerraum (die Masse der Feldquelle $\rightarrow 0$) verschwindet $R_+ = 0$, während $R_+ \rightarrow \infty$ ebenso divergiert wie ρ oder die Compton-Wellenlänge. Eine geometrische Längeneinheit r hingegen muß als reelle Zahl und Leerraumeigenschaft in $0 < r < \infty$ liegen. Dies trifft jedoch nur für ein einziges Produkt dieser charakteristischen Längen zu, was in (15) aus [1] als Flächenelement $[r] = m^2$ stets geodätisch begrenzt den numerischen Wert $r \approx 6,15 \cdot 10^{-70} m^2$ liefert. In [1] wurde daher (KAP. III) ein Differenzenkalkül für diesen speziellen Fall des als Metron bezeichneten Elementes $r > 0$ entwickelt, ~~das es~~ gestattet irgendeinen infinitesimal ausgedrückten Sachverhalt mit r zu metronisieren, wobei jeder Unterraum R_n der Welt durch r bestimmt wird, wenn $n \text{ MOD } 2 = 0$ ist, was für den R_G ebenso erfüllt ist wie für den R_{12} . Auf diese Weise konnte also im nichtlinearen System der R_G -Strukturen r im Sinne eines Differenzenkalküls berücksichtigt werden. Da die r stets geodätisch, aber als Flächeninhalte konstant sind, beschreibt die metronisierte Zustandsfunktion sozusagen eine relative Kondensation der metronischen Elemente einer Struktur bei ihrer Projektion in einen euklidischen Bezugsraum, die in einer schwachen Analogie zu den Höhenlinien einer Gebirgskarte Aufschluß über die projizierte Struktur geben kann. Hier scheint eine gewisse Analogie zu den Regge-Polygonen oder den topologischen Untersuchungen von H. Jehle vorzuliegen. Das metronische Gleichungssystem selbst hat den Charakter eines Auswahlprinzips, welches aus der mehrfach unendlichen Schar möglicher R_G -Strukturen diejenigen auswählt, die, in den

Elementarstrukturen der Materie

Um in der Physik zu einer umfassenden, einheitlichen Theorie zu gelangen, die möglichst viele phänomenologische Erscheinungsformen beschreibt, gibt es verschiedene Möglichkeiten.

Als einer dieser Wege wäre hier die Geometrisierung physikalischer Strukturen zu nennen, der in den beiden Bänden „Elementarstrukturen der Materie“, [1] und [2] beschrieben wurde. Der Vorteil liegt offensichtlich in der Tatsache, daß hier der Raum und das Ding nicht mehr wesensfremd sind, sondern, daß das Ding nunmehr als spezifische metrische Struktur dieses Raumes erscheint. Eine Konsequenz ist dabei die Einheit von Feld und Feldquelle. Der erste Versuch einer solchen Geometrisierung, und zwar des Gravitationsfeldes, wurde von A. Einstein in der allgemeinen Relativitätstheorie unternommen und später von Kaluza, Klein, Penrose, aber auch von P. Jordan u. a. weitergeführt.

Als Nachfolge des Kaluza-Klein Modells können die Supergravitation- und Superstringtheorie erwähnt werden. Gegenwärtig wird die Superstringtheorie weiter entwickelt, weil man hofft, in einem R_{10} die 4 empirisch bekannten Wechselwirkungen einheitlich beschreiben zu können. Allerdings bleibt unbekannt, wie die für Partikelenergien von ca 10^{18} GeV gültigen Aussagen dieser Theorie in den tatsächlich meßtechnisch erfassbaren Bereich der Hochenergiephysik zu transferieren sind. Hier scheint der in [1] und [2] beschriebene Weg einer radikalen Geometrisierung zu geeigneteren Ergebnissen zu führen, die unmittelbar mit der Praxis vergleichbar sind.

Einen völlig anderen Zugang zu einer Vereinheitlichung der Naturbeschreibung ergibt sich aus gruppentheoretischen Überlegungen. So erzielte man einen gewissen Erfolg mit der Symmetrieuntersuchung einer $U(1) \times SU(2)$, die es ermöglicht, die schwache und elektromagnetische Kraft einheitlich zu beschreiben. Für die starke Kraft gilt eine $SU(3)$ so daß für die Vereinheitlichung mit der schwachen und elektromagnetischen

den Energiedichten (3c) additiv eingeführt, dann ist der Energiedichtensensor im R_6 nicht mehr hermitesch. Die 24 nach (3c) von 0 verschiedenen Komponenten können gespalten werden in solche δ_0 und andere die $\bar{m}_0$ proportional sind. Damit verdoppelt sich die Zahl der Tensorkomponenten die nicht verschwinden auf 48, d.h., diese 48 Komponenten können in einem Tensorschema vom Rang 8 mit 16 verschwindenden Komponenten untergebracht werden, welches in einem R_8 darstellbar ist. Im R_4 erscheinen die Elementarlängen $\delta_1 = \delta s_0$ bzw. $\delta_1 = i\delta s_0$ mit $\delta s_0 = \sqrt{r}$, doch werden

auch $\Delta x_7 = \Delta x_7(\delta_1)$ und $\Delta x_8 = \Delta x_8(\delta_1)$ von diesen Elementarlängen bestimmt, weil das Tensorschema der Energiedichten komplexer Art ($R_4 \rightarrow R_8$) in den R_8 gestellt wurde. Es wird also nicht nur $R_4 \rightarrow R_6$, sondern auch $R_4 \rightarrow R_8$ energetisch bedingt, so daß eindeutig $\Delta x_7 \sim i\delta_1 (\delta_1/\delta_1)^i$ und $\Delta x_8 \sim i\delta_1 (\delta_1/\delta_1)^{-i}$ geschrieben werden kann. Nach (3d) gilt energetisch $R_2 \rightarrow R_0$ und

$R_6 \rightarrow R_{12} \rightarrow R_6$. Mit $\Delta x_{11} = \Delta x_{12} \sim \delta_1/\delta_1$ wird $\Delta x_7 \sim \Delta x_{12} \sim (\delta_1)^2 (\delta_1/\delta_1)^i$ und $\Delta x_8 \sim \Delta x_{12} \sim (\delta_1)^2 (\delta_1/\delta_1)^{-i}$, d.h. für den Hauptwert a^i ist damit die Abbildung $R_2 \rightarrow R_0$ gewährleistet.

Wählt man mit $j=7$ oder $j=8$ für die Koordinatendifferenz

$\Delta x_j \sim \delta_1 (\delta_1/\delta_1)^{\pm i}$ und hierin $\delta_1 = \delta s_0$, dann wird mit den numerischen Werten für $\delta s_0 = \sqrt{r}$ und $\delta_1 = \sqrt{\pi d_1 d_1}$ die Darstellung

$\alpha \delta_1/\delta_1 = \exp(-2i\alpha)$ mit $\alpha = 12,73885$ möglich. Andererseits gilt bekanntlich $e^{ix} = \cos x + i \sin x$, also $(\delta_1/\delta_1)^{\pm i} = \exp(\pm 2\pi i \alpha)$, wenn man $e^{2\pi i m} = \cos(2\pi m) + i \sin(2\pi m) = 1$ (wenn m die ganzen Zahlen $-\infty < m < +\infty$ bezeichnet) zu $\exp(\pm 2\pi i \alpha \pm 2\pi m)$ erweitert werden kann. Wegen

$\alpha \approx 12,75 - 51/4$ gilt in guter Näherung $\exp(\pm 2\pi i \alpha) \approx \pm i$, doch

wird diese Näherung praktisch exakt, wenn δ_1 durch einen aus dem Limes δ_1 der Beziehung (M14) und der Zahl n aus (28a) der Proportionalitätsfaktor $3\alpha_0 = 2 \sqrt{n}$ ermittelt und $\delta_1 = \alpha \sqrt{n d_1 d_1}$ gesetzt wird. Damit folgt $\Delta x_7 \sim i\delta_1 \exp(2\pi m)$ und

$\Delta x_8 \sim i\delta_1 \exp(-2\pi m)$ mit $-\infty < m < +\infty$. Da für die Differenzen der R_6 -Koordinaten $\Delta x_k \sim \delta s_0$ für $k \leq 3$ und $\Delta x_k \sim i\delta s_0$ für $k > 4$ (xx), ist der $R_2 \rightarrow R_8$ im gleichen Wese die einfache Erweiterung des bekannten

R_8 . Daraus folgt: $\Delta x_{11} = \Delta x_{12} \sim i(\delta_1/\delta_1)^{\pm i}$, während wegen $R_{12} \rightarrow R_6$ für $\Delta x_9 = \Delta x_{10} \sim i\delta_1$ anzunehmen wäre. Für die metrischen Elementarlängen gelten also $\delta x_k = \delta s_0$ für $k \leq 3$, ferner

$\delta x_k = i\delta s_0$ für $k > 4$ bis $k=6$, sowie $\delta x_7 = i\delta_1 \exp(2\pi m)$, $\delta x_8 = i\delta_1 \exp(-2\pi m)$ mit $-\infty < m < +\infty$ und $(m) \text{ MOD } (1) = 0$, aber $\delta x_9 = \delta x_{10} = i\delta_1$ und $\delta x_{11} = \delta x_{12} \sim i\delta_1$ (4). Bei der Herleitung der R_6 -Signatur (+++---) wurde gezeigt, daß als Folge der beobachteten mikro- und makromaren Stabilitäten der Welt nur drei

(xx) sowie $\Delta x_7 \sim i\delta_1 \exp 2\pi m$ u. $\Delta x_8 \sim i\delta_1 \exp -2\pi m$ gelten,

bei gegeben
der Zeitunabhängigkeit von $\alpha \delta_1$
da $x_7 \dots x_{12}$ jenseits des R_6 liegen,
wird $\alpha \delta_1 = \delta s_0$ u.
somit $\alpha = \delta$ sein.
 $R_{12} \rightarrow R_8$
 $\Delta x_9, \Delta x_{10} \sim i\delta_1$
 $\Delta x_{11}, \Delta x_{12} \sim i\delta_1$
s. l.p. mit
s. l.p. als
Zu l.p. (4)
Elementarlängen

20	Quellen-Texte I	Zeitschriften, Broschüren, Kopien und
21	Quellen-Texte II	Manuskripte, die Heim wahrscheinlich als
22	Quellen-Texte III	Quellen gedient haben
23	Sonstiges	Schaltpläne, Computer-Unterlagen, Kassenabrechnungen, Rezensionen und schwer zuzuordnende Unterlagen
24	Aktivitäten in Northeimer Bürgerinitiativen	Wenig ergiebiges Material in teilweise sehr schlechtem Zustand
25	Datenträger	2 Computer-Festplatten, Disketten, Video- und Audiocassetten
26	Tonbänder I	15 Spulen
27	Tonbänder II	14 Spulen und 1 Leerspule

25 - kein Posca / Payum

reelle Koordinaten möglich sind. Diesem Sachverhalt entsprechen sämtliche Elementarlängen δx_i mit $1 \leq i \leq 12$ des R_{12} .

Aus der kermetrischen R_6 -Struktur ^{folgt} für die Voluming $\Delta x_1 \cdot \Delta x_2 \cdot \Delta x_3 \sim (61)^3$, $\Delta x_4 \sim (61)^{\alpha_1}$ und $\Delta x_5 \cdot \Delta x_6 \sim (61)^2$ mit $\alpha_k = k \leq 3$, so daß für die Exponentenmenge $E = \{\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3\} = \{1, 2, 3\}$ gesetzt werden kann. Mit diesen α_k können demnach die Urelemente der Menge $U = \{H_1, H_2, H_3\}$ gemäß $\alpha_{H_k} = 1$ ausgedrückt werden, welche die G_k aus den Sphärendiametern zum zeitlichen Nullpunkt der Welt bestimmen. Ist wieder O_j eine allgemeine Operation, dann würde $x_{O_j} x = \alpha_i$ mit $\alpha_i = 0$ bis $\alpha_i = 3$ einerseits einer Erweiterung $U \rightarrow U'$ entsprechen, aber andererseits ^{auch} das Bildungsgesetz natürlicher Zahlen wiedergeben; denn vom Begriff 0 ausgehend wird hier jede andere natürliche Zahl explizit durch den Nachfolger definiert. Die Beziehungen $x_{O_j} x = \alpha_i$ sollen aus Symmetriegründen einer Symmetrie hinsichtlich des Kardinalzahlenkomplexes $K = \{1; 2; 3\}$ genügen.

Im folgenden werde zunächst aus der Potenzmenge $P(M) =$

$\{\{a\}, \{b\}, \{a, b\}\}$ die zugehörige Operationenmenge bestimmt. In $P(M)$ sind offensichtlich die Teilmengen $T_\alpha(M) = \{\{a, b\}\}$ sowie $T_\beta(M) = \{\{a\}, \{a, b\}\}$ und $T_\gamma(M) = \{\{a\}, \{b\}, \{a, b\}\}$ enthalten. Mit den Operationszeichen $+$ und $\bullet$ können für die Indizierungen α bis γ Operationen in folgender Form definiert werden:

$$c = a(\frac{\alpha}{\beta})b = a+b, \quad c = a(\frac{\alpha}{\beta})b = ab, \quad c = a(+^{\beta})b = a+(a+b), \quad c = a(+^{\beta})b = a+ab,$$

$$c = a(\bullet^{\beta})b = a(ab), \quad c = a(\bullet^{\beta})b = a(ab), \quad c = a(\bullet^{\beta})b = ab(ab).$$

^{Symmetrie}
K-^{genügende} Verknüpfungsmenge läßt sich aus diesen Definitionen in der Form

$$M_V = \{(\bullet^{\beta}\bullet), (+^{\beta}+), (+^{\beta}\bullet), (\bullet^{\beta}+), (\frac{\alpha}{\beta}), (\frac{\alpha}{\beta})\}$$

aufbauen. Hier läßt die Indizierung der einzelnen Operationen

durch α, β oder γ derjenigen Teilmenge, aus welcher die betreffende Operation stammt, deutlich die K-Symmetrie der Verknüpfungsmenge (F) erkennen.

Die einzelnen Mengenelemente liefern also die Verknüpfungen, wenn $a=b=x$ gesetzt wird. ^{Es wird erhalten:}

$$x(\frac{\alpha}{\beta})x = 2x = 1 \text{ für } x = 1/2, \quad x(\frac{\alpha}{\beta})x = 0 \text{ für } x = 0, \quad x(+^{\beta})x = 3x = 1 \text{ für } x = 1/3,$$

$$x(+^{\beta})x = x+x^2 = 2 \text{ für } x = 1, \quad x(\bullet^{\beta})x = x(x+x) = 2x^2 = 2 \text{ für } x = 1/2,$$

$$x(\bullet^{\beta})x = xx(xx) = x^4 = 1 \text{ für } x_{1,2} = \pm 1 \text{ bzw. } x_{3,4} = \pm i.$$

Auf der rechten Seite dieser 6 Verknüpfungen aus M_V befinden sich für die betreffenden x -Werte Vektorkomponenten von

$\langle 1, 0, 1, 2, 2, 1 \rangle$, worin die Komponente 0 einmal, ^{mal} die Komponente 2 zweimal und 1 dreifach enthalten ist. Der Zahlenmenge

$T_N = \{0, 1, 2\} \subset N_0$ ist also der Kardinalzahlenkomplex $\{1; 3; 2\}$ zuweisbar. Die 6 Beziehungen haben also die Lösungsmenge

Bezeichnung

$f(x) = x^7 - x + q$

Form $1(x) = x^2 - x - 1$. Die Nullstellen $\frac{1}{2} \pm \frac{\sqrt{5}}{2}$ sind $\in \mathbb{Q}$ können
 37. Wilt. auch jedoch Die Nullstellen $\frac{1}{2} \pm \frac{\sqrt{5}}{2}$ können/
 (37). ~~Wilt. auch~~ metronischen Längenelemente os_k und in re-
 Die permutierbaren Nullstellen $w = w(k \text{ os } k)$ Getrennt und in re-
 von komplex konjugierte aufgeteilt werden. ~~no~~
 stattfindet.

(Glossary)

xx Beding durch
+ $q_{u.-l}$

Die Bomphie
(xxx) ist nicht da?

ausgewand von

$$(S_A \times S_B) \times (S_C \times S_D) =$$

$$(S_A \times S_C) \times (S_B \times S_D)$$

$$n. S_A \times S_B \times S_C =$$

$$(S_A \times S_B) \times S_C$$

⑦ mit der
Kurbelteilung
 $S_X \equiv X$

Es ist zu bemerken, daß die Gruppe S_3 nicht kommutativ ist, d.h., S_3 ist keine abelsche Gruppe. Für einen Teil der Elemente dieser Gruppe $s_i \in S_3$ gilt nämlich $s_i s_k \neq s_k s_i$. Dennoch ist $(\oplus) (A \times B) \times (C \times D) \cong (A \times C) \times (B \times D)$, ~~da~~ die Vertauschungen $B \rightarrow C$, und $C \rightarrow B$ führen schließlich zur Abbildung $G \rightarrow H$. Weiter gilt $\langle \theta(\bar{E}) \theta(h) = \theta(E \cdot h) \rangle$ g.h.= ~~Ersetzt man~~

u. der Isomorphiebedingung $\langle \cdot \rangle$ kann der $(\bar{E} (A \times B) \times (C \times D))$ $\theta[(a, b), (c, d)] = [(\bar{a}, b), (\bar{c}, d)]$ und dies liefert $\theta[(\bar{a}, b), (\bar{c}, d)] = [(\bar{a}, c), (\bar{b}, d)]$

* In diesem Abschnitt symbolisiert die Übersetzung im Gegensatz zu III, keine Vektoren:

② (Charonou) gibt es u. nullstellen, aber zu komplexe nullstellen. Für $t \geq 5$ hingegen u. nullstellen, aber zu komplexe nullstellen.

Menge N mit $1 \leq k \leq n$ ^{platinmäßig} festgelegt, dann Teilmenge A_1 mit $1 \leq k \leq n$ ^{festgelegt}, dann entspricht dies einer Vektordarstellung. ~~Recht diese Festlegung~~ In diesem Fall sind ~~in~~ N Verknüpfungsvorschriften O_j möglich, welche Mengenelemente miteinander verbinden. In einem solchen Fall würde eine Abbildung $N \rightarrow N$ stattfinden, wenn $O_j(a_1, \dots, a_k)$ gilt. So ist $T(M)$ eine Menge, deren geordnete Teilmenge als nichtgeordnete Mengen aufgeführt werden können. Werden diese Teilmenge beispielsweise durch Operationen O_j und O_k verknüpft, dann wäre eine Abbildung der Gestalt $Q = a O_j(a O_k b) O_j(a O_k b O_k c)$ möglich. Ist speziell $O_j \equiv +$, $O_k \equiv \cdot$ dann gilt $C = a + (a + b) + (a + b + c)$. Hier wird $\uparrow$ als Verknüpfung operation verwendet, so daß $C = a + b + c$ geschrieben werden kann. Hier wird das Bildungsgesetz arithmetischer Reihen deutlich. Neben dieser additiven Verknüpfung können noch die Verknüpfungsoperationen $+, \cdot, \wedge, \vee$ verwendet werden. So entsteht z.B. mit $a = a$, $b = c = q$ und $O_j \equiv +$, $O_k \equiv \cdot$ die Verknüpfung $C = a + a q + a q^2$, welche das Gesetz der geometrischen Reihenbildung darstellt. (CL)

q-basis

Das aus (37) und (37a) mit n dem folgende Polynom $\eta^7 - \eta - a = 0$ hat im Ereignis $t=0$ der Raumzeit wegen $n=1$ mit $q=a$ und $w=\eta$ in der Form $\eta^7 - \eta - a = 0$ insgesamt $1 \leq j \leq 3$ reelle Lösungen η_j , welche die Sphärentritinitäten D_j und d_j beinhalten. Steh im Fall D_j die Durchmesser zueinander in Beziehung, dann liegen im einfachsten Fall die Verhältnisse $E_j = D_j / D_1$ als dimensionslose Zahlen vor. Werden den D_j wie in IV., 4. die numerischen Werte $D_1 = D_f$, $D_2 = D_m$ und $D_3 = D_p$ zugeordnet, dann ergeben sich für diese Verhältnisse numerisch die Werte $E_1 = 1$, $E_2 = 1,1699745$, und $E_3 = 4,06763212$. Mit $H_1 = 1$, $H_2 = 1/2$ und $H_3 = 1/3$ wird dann $E_1 = H_1$, aber $E_2 \approx H_2(H_1 + H_3)$ und $E_3 \approx H_1 + H_2 + H_3$. Die Elemente H_j bilden hier die Menge $U = \{H_1, H_2, H_3\}$. Neben diesen drei Lösungen reeller Art muß $\eta^7 - \eta - a = 0$ noch $4 \leq k \leq 7$ komplexe Lösungen haben, so daß im primitivsten Fall noch die Imaginärzahl $i = \sqrt{-1}$ als Mengenelement heranzuziehen ist. Als Menge ergibt sich dann $U' = \{H_1, H_2, H_3, i\}$, so daß $U' = \{H_1, H_2, H_3\}, \{i, -i\}, \{0\}$ gewählt werden kann. Wegen der durch $|U'|$ bedingten Symmetrie liefern die reziproken Werte der Elemente von U oder U' Exponenten der Elementarlängen $bl = \delta s_0 = \sqrt{r}$ oder $bl = i \delta s_0$. Die auf diese Weise gebildeten Volumina lassen die Dimensionen der Hermetrieräume erkennen. Mit $V = \{1/H_1, 1/H_2, 1/H_3\} = \{1, 2, 3\}$ wird dann: $\delta l, (\delta l)^2$ und $(\delta l)^3$. Somit gilt $\Delta x_1 \Delta x_2 \Delta x_3 \sim (\delta l)^3$ sowie $\Delta x_4 \sim \delta l$ und $\Delta x_5 \Delta x_6 \sim (\delta l)^2$. Entsprechend U' wäre dann für Δx_7 und Δx_8 eine Proportionalität zu $(\delta l)^{-i}$ anzunehmen, Werten $R_0 \rightarrow R_0$.

Δx_2

Δx_8 eine Proportionalität zu $(\delta l)^{-i}$ anzunehmen, Werten $R_0 \rightarrow R_0$.

$\Delta x_5 \Delta x_6 \sim (\delta l)^2$, Entsprechend U' wäre dann für Δx_7 und Δx_8 eine Proportionalität zu $(\delta l)^{-i}$ anzunehmen, Werten $R_0 \rightarrow R_0$.

$\emptyset$ um $|K| = \{3, 2, 1\}$ zu erhalten.

wobei δ ein dimensionsloser Faktor ist, der noch zu bestimmen ist.

Wiedergabetreue die Konstanten der starken und schwachen Kraft, aber auch diejenigen des elektromagnetischen und gravitativen Feldes, so daß die Hyppertauddynamik auch eine einheitliche Beschreibung aller Wechselwirkungen zur Folge hat. So scheint das Baugesetz der Materie bereits mit $t = 0$ in die Welt gekommen zu sein, um wesentlich später (nach einer Materiekosmogonie $t = T_1$) in der materiellen Welt wirksam zu werden.

Eine große Anzahl materieller Mikrozustände (relativ elementarer Natur) als ein Kollektiv ist stets so geartet, daß die Wahrscheinlichkeitsfelder diese Mikrozustände jeweils unabhängig von den übrigen Mikrozuständen beeinflussen. Auf diese Weise verhält sich die kollektive Ansammlung als Größe im Makrobereich so, wie es für die meisten Mikrozustände am wahrscheinlichsten ist, wodurch das kausale Verhalten der Observablen vorgetäuscht wird. Andererseits besteht die Möglichkeit, daß der G_4 -Zugriff über die erwähnten transformatorischen Kopplungen im materiellen Bereich Wahrscheinlichkeiten dafür aufbaut, daß von den Elementen des Kollektivs Wechselwirkungsquanten emittiert oder absorbiert werden. Diese Korrespondenz erscheint dann als eine der Wechselwirkungskräfte, durch welche die Elemente (als Quellen) ihre Individualität aufgeben und in einer höheren Organisationsebene ($S_2 \subset R_6$) ein übergeordnetes korrelatives System bilden. So entstehen Nuklide sowie atomare oder molekulare Strukturen. Im organisatorischen Unterraum $S_2(x_5, x_6) \subset R_6$ werden die Organisationszustände durch x_5 bewertet, so daß gleiche organisatorische Zustände im selben Organisationsniveau $x_5 \subset S_2$ dieses Unterraumes liegen. Werden relativ elementare Strukturen durch die Wechselwirkung zu einer organisatorischen Ganzheit komponiert, dann würde dies bedeuten, daß diese Komposition als Element mit höherer x_5 -Bewertung ein höheres Organisationsniveau (bzw. eine höhere Organisationsebene) belegt.

Die Möglichkeiten des G_4 -Zugriffes wachsen offensichtlich mit den Freiheitsgraden (also den Organisationsebenen) solcher korrelativer Strukturen, was sich unter geeigneten Randbedingungen bis in den Makrobereich fortsetzen kann. So erscheinen lebende Organismen empirisch nach ? STAUDINGER vom Makrobereich bis in den atomaren Bereich durchstrukturiert, was die hohen Freiheitsgrade lebender Organismen zur Folge hat. Auf diese Weise ergibt sich eine sehr große Zahl von Fragen hinsichtlich der G_4 -Steuerung für den gesamten biologischen und paleontologischen Bereich, zumal sich die Evolution der Organismen im molekulargenetischen Bereich vollzieht.

$$[(a, c)(\bar{a}, c), (b, d)(\bar{b}, d)] = [(\bar{a}\bar{a}, c\bar{c}), (b\bar{b}, d\bar{d})]$$

Andererseits ist

$$e\{[(a, b) \cdot (\bar{a}, \bar{b})], [(\bar{a}, d) \cdot (\bar{c}, d)]\} =$$

$$= 0 \{[(\bar{a}\bar{a}, b\bar{b}), (c\bar{c}, d\bar{d})]\} = [(\bar{a}\bar{a}, c\bar{c}), (b\bar{b}, d\bar{d})],$$

woraus hervorgeht, daß ein Isomorphismus vorliegt, weil die beiden unterstrichenen Lösungen identisch sind.

Zur Weiterführung der Analyse des $R_{12} \supset R_6$ müssen zunächst durch (15) bedingte Längenelemente aufgefunden werden, die für jede Zeit t der Welt existieren und frei von Naturkonstanten nur durch reine Zahlen bestimmt werden. Ein Satz von Bestimmungs-
gleichungen hierfür besteht aus der kosmologischen Beziehung
(37) und (37a) in Band II mit $nD^2 = nT$ aus (A) und der Substitution $w(n)$. Die Beziehung (37) wird damit zu (B) . Hierin ist $n = n(t)$ mit $n \geq 1$ für $t \geq 0$. Gegenwärtig gilt $t = T$ mit $n(T) \geq 1$ und $w(T) \geq 1$, also $w \geq 1$. Da die Beziehung für alle $t > 0$ mindestens eine positive Lösung haben sollte, kommt in $t = q = w^7 - w \approx w^7$ nur der positive Zweig in Betracht, so daß eindeutig wird. Diese Beziehung hat 7 Lösungen reeller und

(1)

komplexer Natur, doch ist D in der Substitution w in Form einer quadratischen Gleichung enthalten, so daß sich die Zahl der Lösungen auf 14 als Zahl verdoppelt. Dieses Polynom ist zu-

(A)

gleich vorerst, wegen allein von n und somit von t abhängig und als Nullstellenpolynom von

$$f(x) = x^7 - x - q \text{ auf } \mathbb{C}$$

Nullstellen α_i (bzw. $\bar{\alpha}_i$) liegen dann vor, wenn $f(\alpha_i) = 0$ und

für die Ableitung $f'(\alpha_i) = 0$ gilt. Im vorliegenden Fall folgt

für $x = w$ die Beziehung $f(w) = w^7 - w - q = 0$ und $f'(w) = 7w^6 - 1 = 0$, also

$f'(\bar{\alpha}_i) = 7\bar{\alpha}_i^6 - 1 = 0$. Elimination von $\bar{\alpha}_i$ und Substitution in f zeigt

daß die α_i einfache Nullstellen sind. Ist K ein algebraische

Körper und $f(w)$ ein Polynom (ohne mehrfache Wurzeln) in E

der Zerfällungskörper von $f(w)$, dann für das Polynom $f(w) =$

$= (w - w_1)(w - w_2) \dots (w - w_n)$ gilt. In diesem Polynom vom Grade n

sind die Elemente w_k mit $1 \leq k \leq n$ die Erzeugenden von E . Es

sei G die Gruppe der Automorphismen von E über K . Dann kann

jedes $\sigma \in G$ durch den Effekt auf die w_k geschrieben werden,

denn jedes dieser Elemente permutiert die w_k , so daß G als

Permutationsgruppe aufgefaßt werden kann. Da nur die Indizes

der w_k in f durch G permutiert werden und der Grad n

Nach den 4 Hermetrieformen a bis d können diesen $k_{(\mu)}$ die Abhängigkeiten von den hermetrischen Unterräumen des R_6 gemäß $k_1(S_2)$ sowie $k_2(T_1)$ und $k_{(3)}(R_3)$ zugeordnet werden. Auf diese Weise entstehen zunächst 9 Partialstrukturen einer Eneametrie der Hermetrieform d, aber für $k_{(2)}=E$ die raumartige Hexametrie der Form c sowie für $k_{(3)}=E$ eine zeitartige Hexametrie der Form b, während sich für $k_{(2)}=k_{(3)}=E$ die Pseudobimetrie der Hermetrieform a ergibt. Die polymetrischen Partialstrukturen $g_{(\mu\nu)}$ komponieren dabei zum hermiteschen Strukturfeld des ebenfalls hermiteschen Kondensors. Aus diesem Grunde kann sowohl der Weltselektor als auch das Kondensorfeld in diese Partialstrukturen gespalten werden, so daß für jede Hermetrieform ein System partieller Strukturen entsteht, was in der Lösung des allgemeinen Energiespektrums bei richtiger Wahl der Strukturindizierungen $(\mu\nu)$ einer Separation der Punktspektren c und d entspricht. Die Lösungen liefern dann tatsächlich Punktspektren ponderabler Massenterme, die recht gut mit den Partikel- und Resonanzspektren verglichen werden können, die im Rahmen der hochenergiephysikalischen Empirie nachgewiesen und in ihren Eigenschaften gemessen wurden.

Es handelt sich bei diesen Ausführungen in [1] und [2] um eine halbklassische Untersuchung, die zu einer Hyperraumdynamik im R_{12} aus diesem halbklassischen Bereich hinausgeführt wird. Diese Schrift [3] mit dem Titel "Strukturen der physikalischen Welt und ihrer nichtmateriellen Seite" befindet sich z.Zt. im Druck. Nach Herausgabe kann ihr Inhalt in ähnlicher Weise diskutiert werden.

sind; denn als Konsequenzen dieser strukturellen Untersuchungen liefern (F) und (F1) die Grundprämissen der abstrakten Quantentheorie (offene Zukunft und trennbare Alternativen) ebenso wie die Wahrscheinlichkeitsinterpretation quantenhafter Prozesse. Schließlich umfassen (H) und (H1) sämtliche Grundlagen der praktischen Quantentheorie, nämlich die Unschärferelation kanonisch konjugierter Variabler, den Quantendualismus von Korpuskular- und Wellenbild sowie die Energiequantisierung. Somit ist die Quantentheorie auf keinen Fall eine unvollständige Theorie, doch ist sie offensichtlich auch nicht von fundamentaler Natur, weil ihre Quellen im Unterraum $G_4(x_9, \dots, x_{12}) \subset R_{12}$ zeitloser Strukturen liegen, was auch für die kosmogonische und eschatologische Eckstruktur ~~des~~ ^{Welt} R_6 gilt. Wirksam werden diese G_4 -Strukturen im Sinne ~~dieses~~ ^{des} Bildes ~~von~~ der Quantentheorie durch die Abbildungskette $G_4(x_9, \dots, x_{12}) \rightarrow (x_6, x_7) \rightarrow (x_6, x_5) \rightarrow x_4 \rightarrow R_3$, so daß sich die zeitlich ändernden quantenhaften Strukturen im physischen Raum des Universums manifestieren.

Symmetrie, die aufzeigt, daß von den 36 Komponenten des Energiedichtensors im Makrobereich noch einmal 12 Komponenten verschwinden, wobei es sich um die 4.3 raumartigen Komponenten der doppelten Ränderung des R_q -Abschnittes handelt. Dies ist hinsichtlich der makrophysikalischen Empirie durchaus verständlich. Andererseits ergab sich hieraus das Bildungsgesetz möglicher Hyperraumdimensionen. Sind empirisch $p \geq 0$ Dimensionen eines R_p vorgegeben, dann existiert mit den positiven Ganzzahlen $n \geq 0$ ein Bezugsraum $R_n \subset R_p$, wenn neben der Ganzzahligkeit von n die Bedingung $(n-1)^2 - 1 = p(p-1)(p-2)$ erfüllt ist. Für $p=0 \dots 2$ folgt $n=2$ für den positiven und $n=0$ für den negativen Zweig, doch ist dieser Zweig für alle $p \geq 2$ nicht relevant. Schließlich ist die Bedingung für $p=3$ ebenso wenig erfüllt wie für $p=5$ und alle $p \geq 6$. Für $p=4$, also die Raumzeit ergibt sich hingegen tatsächlich $n=6$, doch existiert für die materielle Welt R_p mit $p=6$ ein Hyperraum $n=12$, so daß $R_q \subset R_6 \subset R_{12}$ gilt. Der in R_6 definierte Energie- bzw. Materiebegriff ist in den ebenfalls imaginären Koordinaten $x_7 \dots x_{12}$ nicht mehr definiert, wohl aber der Volumenbegriff. In den Bänden [1] und [2] wird in halbklassischer Form nur die materielle Welt R_6 diskutiert, weil die nichtlinearen und nichthermiteschen R_q -Beziehungen in den R_6 übertragen werden können, wobei dann allerdings eine völlige Hermitizität erscheint.

Zur Herleitung der erwähnten notwendigen geometrischen Letzt-einheit muß ein universelles Hintergrundphänomen betrachtet werden, als welches sich die allgemeine Trägheit jeglicher Energiemasse anbietet, die nach einem Äquivalenzprinzip stets Gravitationsphänomenen äquivalent ist. Aus einer in [1] entwickelten phänomenologischen Gravitationsdynamik kann eine skalare Feldfunktion φ durch ein ebenfalls nichtlineares phänomenologisches Gleichungssystem ~~beschrieben~~ werden, das formal so daß die Beziehung für $\varphi(x_1 \dots x_6)$ im Fall einer Konstanz hinsichtlich $x_4 \dots x_6$ zur R_3 -Beziehung $\varphi(x_1 \dots x_3)$ wird. Da φ als gravitatives Beschleunigungsniveau (Quadrat einer Orbitgeschwindigkeit) $\star$ und reell, also $\text{Im} \varphi = 0$ bleibt, kann die nichtlineare Differentialgleichung unter der Voraussetzung sphärischer

stets positiv

Der Übergang $\delta t \rightarrow \delta t + u \cdot \delta x$ hat, wie schon gezeigt wurde, für $t = T$ stattgefunden. Demnach kann auch für den jetzigen Zeitpunkt T ein der gemäß (17) vorausgesetzt werden.

(Bemerkung zu $\delta t \rightarrow \delta t + u \cdot \delta x$: Als kinematische Länge kann $\Delta s_8 = i \delta t$ aufgeführt werden. Es wegen $\delta t \neq 0$ oder die größte mögliche Länge, von der Vermutung aus gehen, * auf S. 15)

$m \geq 0$ hinsichtlich δx_8 in (E) in Betracht. Es ist also $\rightarrow i \delta t \exp(-2\pi i)$ wenn $\delta x_7 = i \delta t \exp(2\pi i) \cdot i \delta t \exp(-2\pi i)$ und $\delta x_8 = i \delta t \exp(-2\pi i)$ gilt. Die Längen-
 nunmehr für μ_0 die gleiche Zählung wie für k gilt. Die Längen-
 differenzen wären dann durch ganze Zahlen k und p bestimmte
 Summen aus diesen Elementarlängen, welche durch die ganzen Zahlen
 j und q gemäß $\Delta s_7 = i \delta t \exp(-2\pi i j)$ und $\Delta s_8 = i \delta t \exp(-2\pi i q)$
 $\frac{k}{q} \exp(-2\pi i \frac{k}{q})$ bestimmt werden können. Für $\mu_j \rightarrow \infty$ und $\mu_q \rightarrow \infty$
 wird $\Delta s_7 = \Delta s_8 = 0$, aber für $\mu_j = \frac{k}{q} = 0$ folgt $\Delta s_7 = i p \delta t$ und
 $\Delta s_8 = i k \delta t$. Mithin gelten die Intervalle $0 \leq \Delta s_7 \leq i p \delta t$ und
 $0 \leq \Delta s_8 \leq i k \delta t$. In Bd. II, S. 22 liefert das Ergebnis $x_5 = i \varepsilon$ mit (e)
 $x_6 = i \eta$ als R_3 -Projektion $\varepsilon = 3\eta / r$, worin x_5 und x_6 vielfach
 von $i \delta s_0$ sind. Damit wird $\varepsilon \gg \eta$ und auch $x_5 \gg x_6$ deut-
 lich. Da nach der in Bd. II hergeleiteten Semantik x_5 und
 x_6 organisatorische Koordinaten sind, ist dies auch für x_7 so-
 und x_8 anzunehmen, so daß bei ihrer Projektion in den R_4 so-
 wohl $\Delta s_7 \gg i \delta s_0$ als auch $\Delta s_8 \gg i \delta s_0$ gelten, während auch
 $\Delta s_7 \gg \Delta s_8$ oder $\Delta s_8 \gg \Delta s_7$ angenommen werden kann, wobei
 x_7 und x_8 austauschbar sind, weil δx_7 und δx_8 die
 gleiche algebraische Gestalt haben. Im Fall $\Delta s_7 \ll \Delta s_8$ könnte
 in erster Näherung $\Delta s_7 \approx 0$ und $0 \leq \Delta s_8 \leq i k \delta t$ gesetzt werde
 Wegen der möglichen Übergänge $\Delta s_8 = 0 \rightarrow i k \delta t$ werden in einem
 R_8 -Volumenelement ΔV_8 Elementarlängen $i \delta t$ erzeugt und
 eine kleinere Zahl dieser Elemente vernichtet. Im Unterraum
 $R_4 \subset R_8$ hätte dies in einem Parallelvorgang eine analoge Er-
 zeugung und Vernichtung metronischer Elemente $\delta s_0 = \sqrt{t}$ und (oder)
 $i \delta s_0$ zur Folge, was sich nach (19) als Erhöhung oder Verminde-
 rung von $[\hat{t}]$, also als Verdichtung oder Verdünnung metronisc-
 Kondensationen, ausdrückt. Diese metronischen Kondensationen si-
 der Matrixspur von (19) ~~und der Schärfe~~ energetischer Natur, so daß dies
 Prozeß entsprechend IV., 4. eine Energiebildung aus dem Nichts
 (bezogen auf den R_3) als Kosmogonie der Materie gleichkäme. D
 R_6 das Energieprinzip exakt und im R_4 zumindest makromar g
 tig ist, muß in Analogie zu $\delta s_1 + \delta s_2 = 2 \delta s_0$ aus IV., 4. eine
 analoge Invarianzbedingung, nämlich $\Delta s_8 + \tilde{\Delta s}_8 = 0$ oder $\Delta s_8 = -$
 $\tilde{\Delta s}_8$ konzipiert werden, was dann $-i k \delta t \leq \Delta s_8 \leq i k \delta t$ bedingt. An
 seits sind diese Differenzen Zeitfunktionen, so daß für eine
 Zeitpunkt t_1 die Differenz $\Delta s_8(t_1)$ und $\tilde{\Delta s}_8(t_2)$ erst
 die Zeit $t_2 > t_1$ erreicht wird. Dies bedeutet, daß für hin-
 reichend kleine Intervalle $(t_2 - t_1)$ das Energieprinzip kurz

reelle Koordinaten möglich sind. Diesem Sachverhalt entsprechen sämtliche Elementarlängen αx_1 mit $1 \leq i \leq 2$ des R_{12} .

Aus der hermetrischen R_6 -Struktur für die Voluming $\Delta x_1 \cdot \Delta x_2 \cdot \Delta x_3 \sim (61) \alpha_3$, $\Delta x_4 \sim (61) \alpha_1$ und $\Delta x_5 \cdot \Delta x_6 \sim (61) \alpha_2$ mit $\alpha_k = k \leq 3$, so daß für die Exponentenmenge $E = \{\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3\} = \{1, 2, 3\}$ gesetzt werden kann. Mit diesen α_k können demnach die Urelemente der Menge $U = \{H_1, H_2, H_3\}$ gemäß $\alpha_k H_k = 1$ ausgedrückt werden, welche die E_k aus den Sphärendiametern zum zeitlichen Nullpunkt der Welt bestimmen. Ist wieder O_j eine allgemeine Operation, dann würde $x O_j x = \alpha_1$ mit $\alpha_1 = 0$ bis $\alpha_3 = 3$ einerseits einer Erweiterung $U \rightarrow U'$ entsprechen, aber andererseits das Bildungsgesetz natürlicher Zahlen wiedergeben; denn vom Begriff 0 ausgehend wird hier jede andere natürliche Zahl explizit durch den Nachfolger definiert. Die Beziehungen $x O_j x = \alpha_1$ sollen aus Symmetriegründen einer Symmetrie hinsichtlich des Kardinalzahlenkomplexes $tl-K = \{1; 2; 3\}$ genügen.

Im folgenden werde zunächst aus der Potenzmenge $P(M) = \{\{a\}, \{b\}, \{a, b\}\}$ die zugehörige Operationenmenge bestimmt. In $P(M)$ sind offensichtlich die Teilmengen $T_\alpha(M) = \{\{a, b\}\}$ sowie $T_\beta(M) = \{\{a\}, \{a, b\}\}$ und $T_\gamma(M) = \{\{a\}, \{b\}, \{a, b\}\}$ enthalten. Mit den Operationszeichen $+$ und $\bullet$ können für die Indizierungen α bis γ Operationen in folgender Form definiert werden:

$$c = a(\frac{\alpha}{\beta})b = a+b, \quad c = a(\frac{\alpha}{\beta}+)b = a+(a+b), \quad c = a(+\frac{\beta}{\bullet})b = a+\bullet b,$$

$$c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b),$$

$$c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b),$$

$$c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b),$$

$$c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b),$$

$$c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b),$$

$$c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b),$$

$$c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b),$$

$$c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b),$$

$$c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b),$$

$$c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b),$$

$$c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b),$$

$$c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b),$$

$$c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b),$$

$$c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b),$$

$$c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b),$$

$$c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b),$$

$$c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b),$$

$$c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b),$$

$$c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b),$$

$$c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b),$$

$$c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b),$$

$$c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b),$$

$$c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b),$$

$$c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b), \quad c = a(\frac{\alpha}{\bullet}+)b = a(a+b),$$

aufbauen. Hier läßt die Indizierung der einzelnen Operationen durch α, β oder γ derjenigen Teilmenge, aus welcher die betreffende Operation stammt, deutlich die K-Symmetrie der Verknüpfungsmenge (F) erkennen. Die einzelnen Mengenelemente liefern also die Verknüpfungen, wenn $a=b=x$ gesetzt wird. Es wird erhalten:

$$x(\frac{\alpha}{\beta})x = 2x = 1 \text{ für } x = 1/2, \quad x(\frac{\alpha}{\bullet})x = 0 \text{ für } x = 0, \quad x(+\frac{\beta}{+})x = 3x = 1 \text{ für } x = 1/3,$$

$$x(+\frac{\beta}{\bullet})x = x+x^2 = 2 \text{ für } x = \frac{1}{2}, \quad x(\frac{\beta}{+})x = x(x+x) = 2x^2 = 2 \text{ für } x = 1/3,$$

$$x(\frac{\beta}{\bullet})x = x(x+x) = 2x^2 = 2 \text{ für } x = \frac{1}{2}, \quad x(\frac{\beta}{\bullet})x = x(x+x) = 2x^2 = 2 \text{ für } x = 1/3,$$

$$x(\frac{\beta}{\bullet})x = x(x+x) = 2x^2 = 2 \text{ für } x = \frac{1}{2}, \quad x(\frac{\beta}{\bullet})x = x(x+x) = 2x^2 = 2 \text{ für } x = 1/3,$$

$$x(\frac{\beta}{\bullet})x = x(x+x) = 2x^2 = 2 \text{ für } x = \frac{1}{2}, \quad x(\frac{\beta}{\bullet})x = x(x+x) = 2x^2 = 2 \text{ für } x = 1/3,$$

$$x(\frac{\beta}{\bullet})x = x(x+x) = 2x^2 = 2 \text{ für } x = \frac{1}{2}, \quad x(\frac{\beta}{\bullet})x = x(x+x) = 2x^2 = 2 \text{ für } x = 1/3,$$

$$x(\frac{\beta}{\bullet})x = x(x+x) = 2x^2 = 2 \text{ für } x = \frac{1}{2}, \quad x(\frac{\beta}{\bullet})x = x(x+x) = 2x^2 = 2 \text{ für } x = 1/3,$$

$$x(\frac{\beta}{\bullet})x = x(x+x) = 2x^2 = 2 \text{ für } x = \frac{1}{2}, \quad x(\frac{\beta}{\bullet})x = x(x+x) = 2x^2 = 2 \text{ für } x = 1/3,$$

$$x(\frac{\beta}{\bullet})x = x(x+x) = 2x^2 = 2 \text{ für } x = \frac{1}{2}, \quad x(\frac{\beta}{\bullet})x = x(x+x) = 2x^2 = 2 \text{ für } x = 1/3,$$

$$x(\frac{\beta}{\bullet})x = x(x+x) = 2x^2 = 2 \text{ für } x = \frac{1}{2}, \quad x(\frac{\beta}{\bullet})x = x(x+x) = 2x^2 = 2 \text{ für } x = 1/3,$$

$$x(\frac{\beta}{\bullet})x = x(x+x) = 2x^2 = 2 \text{ für } x = \frac{1}{2}, \quad x(\frac{\beta}{\bullet})x = x(x+x) = 2x^2 = 2 \text{ für } x = 1/3,$$

$$x(\frac{\beta}{\bullet})x = x(x+x) = 2x^2 = 2 \text{ für } x = \frac{1}{2}, \quad x(\frac{\beta}{\bullet})x = x(x+x) = 2x^2 = 2 \text{ für } x = 1/3,$$

$$x(\frac{\beta}{\bullet})x = x(x+x) = 2x^2 = 2 \text{ für } x = \frac{1}{2}, \quad x(\frac{\beta}{\bullet})x = x(x+x) = 2x^2 = 2 \text{ für } x = 1/3,$$

$$x(\frac{\beta}{\bullet})x = x(x+x) = 2x^2 = 2 \text{ für } x = \frac{1}{2}, \quad x(\frac{\beta}{\bullet})x = x(x+x) = 2x^2 = 2 \text{ für } x = 1/3,$$

$$x(\frac{\beta}{\bullet})x = x(x+x) = 2x^2 = 2 \text{ für } x = \frac{1}{2}, \quad x(\frac{\beta}{\bullet})x = x(x+x) = 2x^2 = 2 \text{ für } x = 1/3,$$

$$x(\frac{\beta}{\bullet})x = x(x+x) = 2x^2 = 2 \text{ für } x = \frac{1}{2}, \quad x(\frac{\beta}{\bullet})x = x(x+x) = 2x^2 = 2 \text{ für } x = 1/3,$$

$$\langle x_{1,2} = 1, 2 \rangle$$

1

$\langle 1, 0, 1, 2, 2, 1 \rangle$, worin die Komponente 0 einmal, die Komponente 2 zweimal und 1 dreifach enthalten ist. Der Zahlenmenge $T_N = \{0, 1, 2\} \subset N_0$ ist also der Kardinalzahlenkomplex $\{1; 3; 2\}$ weisbar. Die 6 Beziehungen haben also die Lösungsmenge

daß

Bestandsübersicht des Depositum „Burkhard Heim“

Der Gesamtbestand des am 28.04.2011 und 23.12.2011 eingelieferten Depositums „Burkhard Heim“ wurde nach der Sichtung und Erfassung auf insgesamt 27 Standard Archiv Kartons (38 x 27 x 11 cm) verteilt. Der thematische Umfang beträgt:

Karton	Inhalt	Anmerkungen
01	Urkunden, Immobilien und Korrespondenz mit Behörden	Stammbuch, Zeugnisse, Photos und Institutsunterlagen
02	Briefe und persönliche Korrespondenz	Verhältnismäßig geringfügiger Bestand
03	Handschriften I	Mathematik Bd. 1 - 5
04	Handschriften II	Mathematik Bd. 6 - 8 Skript „Anorganische Chemie“
05	Handschriften III	Theoretische Physik Bd. 1 - 8
06	Handschriften IV	Theoretische Physik Bd. 9 - 15
07	Handschriften V	Theoretische Physik Bd. 16 - 17 Syntrometrie Bd. 1, 7 und 8
08	Handschriften VI	Syntrometrie Bd. 9, Kraftfeld-Theorie und Kladden
09	Kleinere Handschriften	Transzendente Stimmen Bd. 1 - 9 Syntrometrie Bd. 18 Weltraumschiffahrt I und II Gravitation
10	Aufsätze und kleinere Schriften I	Hauptsächlich Originale und Durchschläge als Einzelblätter
11	Aufsätze und kleinere Schriften II Manuskripte I	Vollständige Originale in Umschlägen geordnet, teilweise digitalisiert
12	Manuskripte II	Teilweise unvollständige umfangreiche Manuskripte in Maschinenschrift
13	Buch-Manuskripte	Teilweise unvollständige Manuskripte zu den Büchern aus dem Resch-Verlag
14	Korrekturfahnen Resch I	Korrekturfahnen zu den Bänden „Elementarstrukturen der Materie“
15	Korrekturfahnen Resch II	Korrekturfahnen zu den Bänden „Elementarstrukturen der Materie“
16	Korrespondenz Dröscher I	Korrespondenz mit Walter Dröscher zu den Buch-Manuskripten im Resch-Verlag
17	Korrespondenz Dröscher II	Korrespondenz mit Walter Dröscher zu den Buch-Manuskripten im Resch-Verlag
18	DESY Hamburg	Protokolle der Berechnungen zur Massenformel am DESY Rechenzentrum
19	Prozesse	Prozesse gegen Wolf-Dieter Schott, Norgard Heim und diverse Mietparteien

nach (3d) wäre also vorerst $\Delta x_7 \sim (\delta l)^{1/2}$, $\Delta x_8 \sim (\delta l)^{-1}$ und $\Delta x_7 \Delta x_8 \sim 1$ erfüllt. Da, wie weiter oben gezeigt, alle R_{12} -Koordinaten die gleiche Dimensionierung haben müssen, wäre $\Delta x_7 \sim \delta l_0 (\delta l / \delta l_0)^{1/2}$ und $\Delta x_8 \sim \delta l_0 (\delta l / \delta l_0)^{-1}$ zu setzen, worin die Elemente δl_0 , δl_7 und δl_8 noch zu bestimmen sind. Das Element δl_0 könnte eine Zeitfunktion sein. Wird dies unterstellt, dann wäre $\delta l_0(t)$, doch sind in $\pi D^2 = \pi r$ auch D , n und r solche Zeitfunktionen, so daß $\delta l_0(t) = \delta l_0(n(t)) = \delta l_0(r) = \delta l_0(\delta l)$ gelten müßte. Dies würde aber im Widerspruch stehen zu den Proportionalitäten von Δx_7 und Δx_8 zu $(\delta l)^{1/2}$, woraus folgt, daß δl_0 zeitunabhängig sein muß. Eine solche Zeitunabhängigkeit würde durch $\delta l_0 = \sqrt{\pi D_1 d_1}$ erreicht, was numerisch $\delta l_0 = 1,4312488$ in [m] ergibt. Der Nachweis der Zeitunabhängigkeit dieses Elementes δl_0 kann mit den in IV., 4. entwickelten Methoden durchgeführt werden. Es ergaben sich dort die Durchmesser D und D' nach (37) und (37a), die mit den metronischen Elementen $\sqrt{r}$ und $\sqrt{r'}$ zusammenhängen. Es ergab sich explizit $D\sqrt{r} = D'\sqrt{r'}$ und $D'\sqrt{r'} = E \cdot \pi / e$. Diese Beziehung gilt für alle t , also auch für $t=0$. Mit $D'(0) = d_1$ und $r(0) = \pi D_1^2$ wird demnach $d_1 D_1 \cdot \sqrt{\pi} = E \pi / e$, also mit $\delta l_0 = \sqrt{\pi d_1 D_1}$ unmittelbar $\delta l_0 = \text{const}$ hinsichtlich t . In Elementarlängen ausgedrückt gilt demnach $\Delta x_7 \sim \delta l_0 (\delta l / \delta l_0)^{1/2}$ und $\Delta x_8 \sim \delta l_0 (\delta l / \delta l_0)^{-1}$, worin vorerst das Vorzeichen des Exponenten i noch nicht eindeutig zugeordnet werden kann.

Wie in IV., 4. bereits gezeigt, gibt es seit dem Termin der Materiekosmogonie (vor einigen 10^{10} Jahren) metronische Elementarlängen $\delta s_{1,2} = \delta s_0 (1 \pm u)$, also $\delta s_1 + \delta s_2 = 2\delta s_0$ mit $\delta s_0 = \frac{1}{2} \sqrt{r}$ und $u = R/S = (M_0/M)^4$, wenn $M = m(1,0) = \mu \cdot 4\sqrt{2}$ die obere Schranke des Spektrums (27a) ist. Wenn $\delta s_1 = \delta s_0 (1-u)$ auch für δs_2 gelten soll, dann muß die Masse $M_0 = m_0$ eines ponderablen H_2 durch $\bar{m}_0 = \pm m_0 \sqrt{\pm i}$ substituiert werden; denn nur dann wird $\bar{m}_0^4 = -m_0^4$ und δs_1 wird entgegengesetzt in δs_2 gekrümmt. Hier geht die Krümmung von δs_1 allein auf u und diejenige von δs_2 auf $-u$ zurück, d.h. die δs_1 -Krümmung wird von m_0^4 und die δs_2 -Krümmung durch $\bar{m}_0^4$ bedingt, wogegen M nach (27a) eine stets positive reelle Naturkonstante ist. Nach diesen Untersuchungen wird also jede H_2 -Masse m_0 sozusagen von einer Schattenmasse $\bar{m}_0 = \pm m_0 \sqrt{\pm i}$ begleitet. Wird eine solche Schattenmasse in

* (Δ) kennzeichnet noch teilbare Differenzen, δ hingegen 10^{-10} Elementargrößen, so die Proportionalitätsfaktoren i.A. nur ganze Zahlen (≥ 1) sein können.)

den Energiedichten (3c) additiv eingeführt, dann ist der Energiedichtetensor im R_6 nichtmehr hermitesch. Die 24 nach (3c) von 0 verschiedenen Komponenten können gespalten werden in solche m_0 und andere die $\bar{m}_0$ proportional sind. Damit verdoppelt sich die Zahl der Tensorkomponenten die nicht verschwinden auf 48, d.h., diese 48 Komponenten können in einem Tensorschema vom Rang 8 mit 16 verschwindenden Komponenten ~~untergebracht werden, was~~ $R_4 \rightarrow R_8$ erscheinen die Elementes in einem R_8 darstellbar ist. Im R_4 erscheinen die Elementarlängen $\delta l = \delta s_0$ bzw. $\delta l = i\delta s_0$ mit $\delta s_0 = \sqrt{l}$, doch werden auch $\Delta x_7 = \Delta x_7(\delta l)$ und $\Delta x_8 = \Delta x_8(\delta l)$ von diesen Elementarlängen bestimmt, weil das Tensorschema der Energiedichten komplexer Art ($R_4 \rightarrow R_8$) in den R_8 gestellt wurde. Es wird also nicht nur $R_4 \rightarrow R_8$, sondern auch $R_4 \rightarrow R_8$ energetisch bedingt, so daß eindeutig $\Delta x_7 \sim i\delta l_0(\delta l/\delta l_0)^{1/2}$ und $\Delta x_8 \sim i\delta l_0(\delta l/\delta l_0)^{-1/2}$ geschrieben werden kann. Nach (3d) gilt energetisch $R_2 \rightarrow R_0$ oder $R_6 \rightarrow R_{12} \rightarrow R_0$. Mit $\Delta x_{11} = \Delta x_{12} \cdot \delta l/\delta l_0$ wird $\Delta x_7 \cdot \Delta x_{12} \sim (\delta l)^2(\delta l/\delta l_0)^2$ und $\Delta x_8 \Delta x_{12} \sim (\delta l)^2(\delta l/\delta l_0)^2$, d.h. für den Hauptwert Δl ist damit die Abbildung $R_2 \rightarrow R_0$ gewährleistet.

Wählt man mit $j=7$ oder $j=8$ für die Koordinatendifferenz $\Delta x_j \sim \frac{\delta l}{\delta l_0}(\delta l/\delta l_0)^{\pm 1}$ und hierin $\delta l = \delta s_0$, dann wird mit den numerischen Werten für $\delta s_0 = \sqrt{l}$ und $\delta l_0 = \sqrt{\pi D_1 d_1}$ die Darstellung $\alpha \delta l/\delta l_0 = \exp(-i\pi\alpha)$ mit $\alpha = 12,7385$ möglich. Andererseits gilt bekanntlich $e^{ix} = \cos x + i \sin x$, also $(\delta l/\delta l_0)^{\pm 1} = \exp(\pm 2\pi i \alpha)$, was mit $e^{2\pi i m} = \cos(2\pi m) + i \sin(2\pi m) = 1$ (wenn m die ganzen Zahlen $-\infty < m < +\infty$ bezeichnet) zu $\exp(\pm 2\pi i \alpha - 2\pi m)$ erweitert werden kann. Wegen

$\alpha = 12,7385$ gilt in guter Näherung $\exp(\pm 2\pi i \alpha) \approx \pm i$, doch wird diese Näherung praktisch exakt, wenn δl_0 durch einen aus dem Limes $\lim_{\delta l \rightarrow 0} \frac{\delta l}{\delta l_0}$ der Beziehung (M14) und der Zahl η aus (28a) der Proportionalitätsfaktor $\beta \alpha_0 = 2\sqrt{\eta}$ ermittelt und δl_0

gesetzt wird. Damit folgt $\Delta x_7 \sim i\delta l_0 \exp(2\pi m)$ und $\Delta x_8 \sim i\delta l_0 \exp(-2\pi m)$ mit $-\infty < m < +\infty$. Da für die Differenzen der R_6 -Koordinaten $\Delta x_k \sim \delta s_0$ für $k \leq 3$ und $\Delta x_k \sim i\delta s_0$ für $k > 4$ ~~gilt, ist der $R_6 \rightarrow R_8$ die einfache Erweiterung des bekannten~~ $R_6 \rightarrow R_8$ ~~folgt:~~ $\Delta x_{11} = \Delta x_{12} \cdot \delta l/\delta l_0$, während wegen

Daraus folgt: $\Delta x_9 = \Delta x_{10} \sim i\delta l_0$ anzunehmen wäre. Für die metrischen Elementarlängen gelten also $\delta x_k = \delta s_0$ für $k \leq 3$, ferner $\delta x_k = i\delta s_0$ für $k > 4$ bis $k=6$, sowie $\delta x_7 = i\delta l_0 \exp(2\pi m)$, $\delta x_8 = i\delta l_0 \exp(-2\pi m)$ mit $-\infty < m < +\infty$ und $(m) \text{MOD}(1) = 0$, aber $\delta x_9 = \delta x_{10} = i\delta l_0$ und $\delta x_{11} = \delta x_{12} \sim i\delta l_0 \exp(2\pi m)$. Bei der Herleitung der R_6 -Signatur (+++---) wurde gezeigt, daß als Folge der beobachteten mikro- und makromaren Stabilitäten der Welt nur drei

der Zeit und abhängig von δl_0 der $x_7 \dots x_{12}$ im Zeit des Relativ wird $\alpha \delta l_0 = \delta l_0$ u. somit $\alpha = 1$ sein.

$R_{12} \rightarrow R_8$
 $\Delta x_9, \Delta x_{10} \sim i\delta l_0$
 $\Delta x_{11}, \Delta x_{12} \sim i\delta l_0 \exp(2\pi m)$
sowie mit δl_0 u. $\delta l_0 \exp(2\pi m)$ lösbar (4) Elementarlängen

(xx) sowie $\Delta x_7 \sim i\delta l_0 \exp(2\pi m)$ u. $\Delta x_8 \sim i\delta l_0 \exp(-2\pi m)$ gelten,

Ordnung die Dimension dieser Darstellung ist; denn die Matrizen transformieren einen Vektorraum ^{der} Darstellungsräume. Eine Permutationsgruppe S_n ^{wird} die $k \leq n$ Basisvektoren b_k eines Darstellungsräume permutieren. Es wird also einer jeden Permutation der Elemente $k \leq n$ eine lineare Transformation zugeordnet, welche die b_k als Basisvektoren des n -dimensionalen darstellenden Vektorraumes permutiert. Hätte z.B. das Gruppenelement

~~$(\begin{smallmatrix} 1 & 2 & 3 & \dots & n \\ k & 1 & 2 & \dots & k \end{smallmatrix})$~~ die Form $\downarrow \begin{smallmatrix} 1 & 2 & 3 & \dots & n \\ 3 & 1 & 2 & \dots & \end{smallmatrix}$, dann würde dies bedeuten, daß

$b_1 = (1, 0, 0, \dots)$ in $b_3 = (0, 0, 1, \dots)$, $b_2 \rightarrow b_1$ usw. überführt wird. Die b_k ^{angeordnet in der Form} $b_1, b_3, \dots$ ^{bilden} die Spalten einer quadratischen Matrix vom Typ n , der mit dem Matrizenrang identisch ist.

Die $k!$ Gruppenelemente ~~$\times$~~ werden also den k Matrizen vom Rang n zugeordnet. Auf diese Weise wird eine (natürliche) Darstellung der Dimension n gewonnen.

Existiert eine Gruppe A der Form $S_m \times S_n$, dann hat die Darstellungsmatrix den Rang $m+n$, während die Darstellungsentri von S_m und S_n auf der Hauptachse der Darstellungsmatrix von A sozusagen "aufgefädelt" erscheinen. Die übrigen Matrixelemente sind 0-Elemente. Die ^{Basisvektoren} der zugehörigen darstellenden Vektorräume in n , bzw. m Dimensionen sind dabei nur innerhalb der jeweiligen darstellenden Räume permutierbar.

Für das Polynom $f=w^7-w-q=0$ der ^{nach C} kosmologischen Beziehung ~~(37) mit (37a) aus Band II.~~ existiert während $0 \leq t \leq \sqrt[3]{3}$ des ersten Aktualisierungsschrittes die Gruppe $G=S_3 \times (S_2 \times S_2)$, aber für alle $t > \sqrt[3]{3}$ der Welt die Gruppe $H=S_4 \times (S_3 \times S_3)$, so daß für eine zeitlich unabhängige Gruppe $G \times H$ zu setzen ist. ^{Falls} ~~es~~ sowohl für die reellen als auch für die komplexen Nullstellen ^{jedoch} ~~existiert, kann durch das äußere Produkt die Gruppe~~ $H=G \times H \times G \times \dots$ gebildet werden. Eine zu $\bar{H}$ isomorphe Gruppe ist dann $\bar{H}=(S_1 \times S_1) \times (S_2 \times S_2) \times (S_2 \times S_2) \times (S_3 \times S_3) \times (S_3 \times S_3) \times (S_3 \times S_3)$. In dieser Gruppe erscheint $S_k \times S_k$ für $1 \leq k \leq 3$ für jeden Index k -fach, was die Symmetrie der Gruppe kennzeichnet. Ihr Kardinalzahlenkomplex ist wiederum $K=\{3; 1; 2\}$, was der hermetrischen R_6 -Struktur analog ist.

Es kann nun versucht werden, aus $\bar{H}$ auf eine entsprechende Symmetriegruppe des R_{12} zu schließen. Wie oben gezeigt, sind metronische Längenelemente δx_i immer dann austauschbar, wenn sie den gleichen Wert haben, so daß sie gegen eine Permutationsgruppe der Form $S_m \times S_n \times \dots$ invariant sind. Die

< beide Polynome von (B) gleichzeitig existieren, dann wird die zugeordnete ⁶
 *) Hier ist die allgemein möglichste Gruppe.

chen. Hier läge dann der Fall einer völlig freien Wahl aller Lebensantriebe vor, was im animalen oder vegetativen Bereich des Bios ein Novum wäre. Zwar entspricht die spezifische Charakteristik der freien R_4 -Aktionen der Natur des steuernden Asomaton π_+ ($x_7 \dots x_{12}$) $\subset I_2 \cup G_4$ als mentalem Persönlichkeitskern, doch gibt es trotz einer beschleunigten zeitlichen Evolution erhebliche Schwierigkeiten, weil hinsichtlich der sozialen Korrelationen starke Fehlleistungen möglich werden, die bei der eindeutigen G_4 -Steuerung nicht auftreten können. Auch sind die Belange des π_+ (als Asomaton) möglicherweise in einigen Bereichen kontraoperativ hinsichtlich der Belange des adaptierten S_2 -Holomorphismus eines an sich animalen Soma, was zu weiteren Schwierigkeiten führen muß. Diese mehrdeutige freie π_+ -Sekundärsteuerung entspricht offensichtlich der Humanstruktur, so daß sich die Frage stellt, inwieweit die Empirie einer Humanpsychologie und Psychosomatik sowie menschliche Sozietätenbildungen durch dieses Prinzip mehrdeutiger Steuerungen über π_+ -Adaptionen einheitlich verstanden werden können. Allerdings ist wegen $\pi_+ \subset I_2 \cup G_4$ ein solches Asomaton (im Gegensatz zum R_6 -Soma) zeitlos, was weitere Fragen entstehen läßt. Darüber hinaus könnte noch gefragt werden, ob es Übergänge des Prinzips der mehrdeutigen π_+ Steuerung in den animalen Bereich (z. B. Primaten) gibt und wo hier die Grenze liegt.

Zweifelloso eröffnet die vorangegangene Schrift mit [1] und [2] die Möglichkeit eines umfassenden Rahmens für ein Bild der Welt und ihres Hintergrundes, doch sei darauf hingewiesen, daß ein solches Bild, welches sich aus den genannten Schriften ergibt, zunächst nur die Skizze des quantifizierbaren (also physischen) Schattens der wirklichen Welt und ihres Hintergrundes sein kann.

voraussetzt, durch den neue, zeitlich relative Nullpunkte gesetzt werden. Es gibt drei Formen solcher Prozesse, nämlich den Zeitpunkt $t = 0$ des Weltalters, zu dem einfachste präformative algebräische Strukturen des Apeirons in die Zeitlichkeit eintreten, und den Zeitpunkt $t = T_1$ (wesentlich später als $t = 0$), als eine inflationäre Kosmogonie der Materie einsetzt. Die dritte Form solcher dynamischer Prozesse ist gegenwärtig in den verschiedensten Wechselwirkungen materieller Strukturen zu sehen, die aber die kosmische Bewegung des Raumes nach der Materiekosmogonie vollständig beherrschen, so daß nach dieser Materiekosmogonie der Transzugriff ständig erfolgt.

Das Eckereignis $t = 0$ der Welt ist nach [2, Kap. V, Gl. 37] durch mehrere Diameter charakterisiert, die aufeinander bezogen zu urtümlichen undimensionierten Zahlen werden, die ebenso primoriginär sind wie die in die Zeitlichkeit bei $t = 0$ eingetretenen präformativen algebräischen Strukturen. Denn eine Anwendung der Methoden abstrakter Mengentheorie lieferte eine solche Urmenge raum- und zeitloser algebräischer Urelemente.

^{mit} Werden auf diese Urmenge Methoden einfachster Verknüpfungen angewandt und an ihren Elementen Potenzmengen aufgebaut, dann ergibt sich eine Serienraum- und zeitloser urtümlicher Wahrscheinlichkeiten, die wegen ihrer Zeitlosigkeit die kosmische Bewegung von $t = 0$ bis zur Gegenwart $t = T$ begleiten. Die numerische Bestimmung dieser Wahrscheinlichkeiten zeigt, daß es sich dabei um sämtliche Wechselwirkungskonstanten handelt, die gegenwärtig als Baugesetz der Materie die materielle Welt strukturieren. Tatsächlich sind die physikalischen Wechselwirkungskonstanten als Emissions- und Absorptionswahrscheinlichkeiten von Wechselwirkungsquanten zu interpretieren.

Diese Untersuchungen zeigen, daß es im energetischen Bereich, also im R_4 , neben den bekannten Klassen von Wechselwirkungen (starke und schwache Kraft sowie Elektromagnetismus und Gravitation) noch zwei Klassen sehr schwacher, ausgearteter Wechselwirkungen geben muß, die wahrscheinlich ebenfalls in gravitativer Form erscheinen. Darüber hinaus existieren jedoch noch sechs Wechselwirkungskonstanten transformatorischer Art, die jenseits des R_4 energetische Wechselwirkungen latent begleiten, aber eine energetische Wechselwirkung umformen können. Alle 12 Wechselwirkungskonstanten sind explizit aus den Urelementen der Welt herleitbar. Bei der numerischen Kalkulation liefern die energetischen Wechselwirkungen mit großer

* in ihnen Austausch

Jeweils Querschnitt über $\Delta \bar{E}, \Delta t, \Delta s_4$

Mittelwert der Summe der Quadrate von Abweichungen durch einen zeitunabhängigen

gebracht werden soll, dann muß Δs_4 ausgedrückt werden, so daß

gigen Mittelwert $\Delta \bar{s}_4$ gilt. Nach der Statistik kann $\Delta \bar{s}_4 = \Delta \bar{s}_4 (1 + i \Delta t / \Delta s_4)$ gilt. Nach der Statistik kann

$\Delta s_4 = i c (t - t_0)$ über sehr viele derartige Differenzen als Summe der Quadrate dieser Abweichungen gemittelt werden, was

$i c \sqrt{(t - t_0)^2} = \Delta \bar{s}_4$ liefert. Mithin sind Δs_4 und Δs_4^2 statistische Schwankungen, für welche $\Delta s_4 \rightarrow 0$ und $\Delta s_4^2 \rightarrow 0$ gilt,

was $\Delta \bar{s}_4 = \Delta \bar{s}_4 (1 + i \Delta t / \Delta s_4)$ erforderlich macht. Demnach wäre auch E/E_0 durch den Differenzenquotienten $\Delta E / \Delta E_0$ und

dieser durch den Mittelwert $\Delta \bar{E} / \Delta E_0$ zu ersetzen, so daß eine zeitunabhängige Verhältnisgröße entsteht. wird $\Delta \bar{s}_4 / \Delta s_4 =$

$1 + i \Delta t / \Delta s_4$ mit $\Delta \bar{s}_4 / \Delta s_4 = 1 + \Delta \bar{E} / \Delta E_0$ vergleichen, dann

folgt $\Delta \bar{s}_4 \Delta \bar{s}_4 \Delta \bar{E} \Delta E_0$ als eine Differenzengleichung, in welcher konstante Energiebeiträge keine Bedeutung mehr haben. Auch sind

$\Delta \bar{s}_4$ und ΔE_0 Größen im mikromaren Bereich, die von der spezifischen Natur eines M_q nicht abhängen, so daß

$$\Delta E_0 \Delta \bar{s}_4 = a = \text{const} \quad (G)$$

gesetzt werden muß. Damit wird die Ungleichung zu $\Delta \bar{E} \Delta \bar{s}_4 \geq a$.

Würde in $\Delta \bar{E}$ ein konstanter Energiebeitrag überwiegen, dann käme $\Delta \bar{s}_4$ nur ein einziger Wert zu, doch ist dies wegen $\Delta \bar{s}_4 \rightarrow \Delta \bar{s}_4$

mit Sicherheit auszuschließen, d.h., in $\Delta \bar{E}$ gibt es solche konstanten Beiträge nicht. Dies wiederum bedeutet, daß ein Energie-

betrag E nur bis auf eine statistische Schwankung $\Delta E = E - E_0$ angegeben werden kann, was auch für die Zeit $\Delta s_4 = i c (t - t_0) =$

$= i c \Delta t$ gilt. Die Ungleichung wird damit zu $\Delta \bar{E} \Delta t \geq a / c = \text{const}$,

woraus geschlossen werden kann, daß die statistischen Schwankungen ΔE während Δt durch einen Zugriff von (x_7, x_8) auf (x_5, x_6)

des R_6 erfolgen. I.B. auf diesen Zugriff ist die Zeit, wie schon

durch (3c) angedeutet, völlig offen, so daß futurische Aussagen nur

Wahrscheinlichkeitsaussagen möglicher Aktualisierungen sein können.

Hinsichtlich $\Delta s_4, \Delta \bar{s}_4$ und $\Delta s_4^2 = \Delta s_4 (1 + i \Delta t / \Delta s_4)$

wäre für jeweils ein bestimmtes Zeitintervall $\Delta s_4^2 + \Delta \bar{s}_4^2 = 0$ und

$\Delta s_4^2 + \Delta \bar{s}_4^2 = 0$. Gilt dagegen $\Delta s_4^2 = \Delta s_4 (1 + i \Delta t / \Delta s_4)$, aber

$\Delta \bar{s}_4^2 = \Delta \bar{s}_4 (1 + i \Delta t / \Delta \bar{s}_4) = -\Delta s_4 (1 - i \Delta t / \Delta s_4)$, dann wird

* zunächst $\Delta \bar{s}_4 \Delta \bar{s}_4$ für den positiven Zweig, also

Warum?

Termselektor erforderlich. Immerhin können die unteren Schranken der Spektren c und d ermittelt und durch allgemeine Naturkonstanten dargestellt werden. Es handelt sich um die kleinsten wägbaren Massen einer R_3 -Struktur, wobei sich für d die Elektronenmasse und für c eine um ca 0,1% unter der Elektronenmasse liegende neutrale Masse ergibt. In [2] wird gezeigt, daß die obere Realitätsschranke eines Gravitationsfeldes mit abnehmender Feldquelle steigt, d.h. für die kleinstmögliche Ruhemasse ergibt sich ein Maximalwert $R_{\max}$, so daß $2R_{\max}=D$ die größtmögliche Distanz im R_3 ist, die in [2] als Universumsdurchmesser definiert wurde, aber allein von elementaren Naturkonstanten abhängt. Substituiert man mit τ nach (15) in [1], dann verschwinden diese Konstanten in der Beziehung und es verbleibt ein algebraischer Ausdruck höheren Grades für die Abhängigkeit $D(\tau)$, der als kosmologische Beziehung (37) mit (37a) in [2] bezeichnet wurde. Aus astrophysikalischen Gründen ist für die zeitliche Änderung $\dot{D} > 0$ zu setzen, was $\dot{\tau} < 0$ zur Folge hat. Geht man in der zeitlichen Vergangenheit zurück, nimmt D ab, während τ ansteigt. Dies hat ein Ende, wenn τ als τ_0 ein "Protouniversum" D_0 umschließt, also $\pi D_0^2 = \tau_0$ gilt. Da τ nicht unterschreitbar ist, liegt hier ein Eckereignis des R_4 vor, für welches es keine Vergangenheit mehr gibt, so daß dies Ereignis als Zeitpunkt $t=0$ des kosmogonischen Ursprungs definiert wurde. Mit einer geeigneten Substitution nimmt $D(\tau)$ die Gestalt eines Galois-Polynoms 7. Grades an, daß für $t=0$ und nach Überschreitung eines Maximalwertes $D_{\max}$ und einer Kontraktionsphase $\dot{D} < 0$ bei $t=0 \leftarrow *$ Im offenen Intervall $0 < t < \infty$ gibt es hingegen nur eine reelle Lösung. Bei der Aktualisierung kosmischer Bewegung von $t=0$ in $t > 0$ beginnt die Expansion $\dot{D} > 0$ in einem zeitlichen Nacheinander der kosmogonischen Sphären, was wesentlich später (wahrscheinlich im Intervall der Materiekosmogonie) nach einem Symmetriebruch globaler Gruppen die Entstehung von 3 Struktureinheiten $k_{(\mu)} \neq k_{(\mu)}^*$ im Sinne tensorieller Kerne von Integraloperatoren zur Folge hat. Dies bedingt nach dem metronischen Differenzenkalkül durch Iterationen 2. Grades Strukturtenoren allgemein nichthermitescher partieller Art $g_{(\mu\nu)} = sp(k_{(\mu)}^* k_{(\nu)})$.

* ,also dem Ursprung $t=0$ und der Endzeit $t=\infty$ sechs reelle Lösungen im Sinn von 2 Sphärendreiecken und eine komplexe Lösung hat.

Der Übergang $Sl_0 \rightarrow Sl_v$ von S_{x_1} u. S_{x_2} hat, wie schon gezeigt wurde, für $t=T_1$ stattgefunden. Demnach kann auch für den jetzigen Zeitpunkt T_1 ein Sl_v gemäß (F1) vorausgesetzt werden.

(Bemerkung zu $Sl_0 \rightarrow Sl_v$: Als kleinste mögliche Länge kann $\Delta S_8 = i\delta S_v$ auftreten u. somit E_v wegen $Sl_v E_v$ E_v ist aber die größte mögliche Teilchenmasse, von der Vermehrungsgeschwindigkeit, * auf S. 15)

m_{20} hinsichtlich δx_g in (E) in Betracht. Es ist also $\delta x_g \exp(-2\pi i)$ wenn $\delta x_g = i\delta l_0 \exp(2\pi i) \cdot i\delta l_0 \exp(-2\pi i)$ und $\delta x_g = i\delta l_0 \exp(-2\pi i)$ gilt. Die Längen $\delta x_g = i\delta l_0 \exp(2\pi i)$ und $\delta x_g = i\delta l_0 \exp(-2\pi i)$ liefern für μ_2 die gleiche Zählung wie für μ_1 und μ_3 bestimmte Differenzen wären dann durch ganze Zahlen k und p bestimmte Summen aus diesen Elementarlängen, welche durch die ganzen Zahlen k und p gemäß $\Delta s_g = i\delta l_0 \exp(-2\pi i)$ und $\Delta s_g = i\delta l_0 \exp(2\pi i)$ bestimmt werden können. Für $\mu_j \rightarrow \infty$ und $\mu_q \rightarrow \infty$ wird $\Delta s_g = \Delta s_g = 0$, aber für $\mu_j = \mu_q = 0$ folgt $\Delta s_g = i\delta l_0 \exp(2\pi i)$ und $\Delta s_g = i\delta l_0 \exp(-2\pi i)$. Nichtin gelten die Intervalle $\Delta s_g = i\delta l_0 \exp(2\pi i)$ und $\Delta s_g = i\delta l_0 \exp(-2\pi i)$ in Bd. II, S. 22 liefert das Ergebnis $\Delta s_g = i\delta l_0 \exp(2\pi i)$ mit $\Delta s_g = i\delta l_0 \exp(2\pi i)$ als R_3 -Projektion $\Delta s_g = i\delta l_0 \exp(2\pi i)$, worin Δs_g und Δs_g vielfach von $i\delta S_0$ sind. Damit wird $\Delta s_g \gg \Delta s_g$ und auch $\Delta s_g \gg \Delta s_g$ deutlich. Da nach der in Bd. II hergeleiteten Semantik Δs_g und Δs_g organisatorische Koordinaten sind, ist dies auch für Δs_g und Δs_g anzunehmen, so daß bei ihrer Projektion in den R_4 sowohl $\Delta s_g \gg \Delta s_g$ als auch $\Delta s_g \gg \Delta s_g$ gelten, während auch wohl $\Delta s_g \gg \Delta s_g$ oder $\Delta s_g \gg \Delta s_g$ angenommen werden kann, wobei Δs_g und Δs_g austauschbar sind, weil Δs_g und Δs_g die gleiche algebraische Gestalt haben. Im Fall $\Delta s_g \ll \Delta s_g$ könnte in erster Näherung $\Delta s_g \approx 0$ und $\Delta s_g \approx i\delta l_0 \exp(2\pi i)$ gesetzt werden. Wegen der möglichen Übergänge $\Delta s_g = i\delta l_0 \exp(2\pi i)$ werden in einem R_8 -Volumenelement ΔV_8 Elementarlängen $i\delta l_0 \exp(2\pi i)$ erzeugt und eine kleinere Zahl dieser Elemente vernichtet. Im Unterraum $R_4 \subset R_8$ hätte dies in einem Parallelvorgang eine analoge Erzeugung und Vernichtung metronischer Elemente $\delta S_0 = \sqrt{\tau}$ und (oder) $i\delta S_0$ zur Folge, was sich nach (19) als Erhöhung oder Verminderung von Δs_g , also als Verdichtung oder Verdünnung metronischer Kondensationen ausdrückt. Diese metronischen Kondensationen sind, der Matrixspur von (19) $\Delta s_g = i\delta l_0 \exp(2\pi i)$ energetischer Natur, so daß dieser Prozeß entsprechend IV., 4. eine Energiebildung aus dem "Nichts" (bezogen auf den R_3) als Kosmogonie der Materie gleichkäme. Da im R_6 das Energieprinzip exakt und im R_4 zumindest makromolar gültig ist, muß in Analogie zu $\delta s_1 + \delta s_2 = 2\delta s_0$ aus IV., 4. eine analoge Invarianzbedingung, nämlich $\Delta s_g + \Delta \tilde{s}_g = 0$ oder $\Delta s_g = -\Delta \tilde{s}_g$ konzipiert werden, was dann $-i\delta l_0 \exp(2\pi i) \leq \Delta s_g \leq i\delta l_0 \exp(2\pi i)$ bedingt. Andererseits sind diese Differenzen Zeitfunktionen, so daß für einen Zeitpunkt t_1 die Differenz $\Delta s_g(t_1)$ und $\Delta \tilde{s}_g(t_2)$ erst für die Zeit $t_2 > t_1$ erreicht wird. Dies bedeutet, daß für hinreichend kleine Intervalle $(t_2 - t_1)$ das Energieprinzip kurzfristig

sein Forschungsvorhaben. Die Persönlichkeitsschutzrechte und Urheberrechte sind zu beachten, eine Einstellung ins Internet ist nicht gestattet.

Ich denke aber, dass wir mit dem Verfahren den berechtigten Forschungsinteressen gerecht werden und uns auch dem verstorbenen Herrn Heim gegenüber richtig verhalten.

Herrn Fenske sende ich eine Durchschrift.

Ihnen einen guten Tag

Mit freundlichen Grüßen
Ekkehard Just

Stadtarchiv Northeim
Scharnhorstplatz 1
37154 Northeim
05551/966285

Am 29.01.2013 14:15, schrieb Olaf Posdzech:

Sehr geehrter Herr Just,

anbei sende ich Ihnen meinen Antrag, die von Herrn Markus Fenske erstellten Kopien aus dem Heim Archiv nutzen zu dürfen (Anhang).

Es geht um die Rekonstruktion der früheren Variante der Massenformel. Diese Formel wurde von Herrn Heim in Form von Schreibmaschinenskripten veröffentlicht und an verschiedene Kollegen verteilt. Allerdings befinden sich in allen uns derzeit bekannten Varianten Schreibfehler (vor allem fehlende Klammern), so dass die genaue Formel bisher nicht vollständig rekonstruiert werden konnte.

Es handelt sich hierbei nicht um Material, das Herr Heim geheim gehalten hat.

Wie sie vielleicht wissen, habe ich - zuletzt unter Beteiligung von Herrn Javier Mazzone, der sehr viel wissenschaftliche Arbeit in die Rekonstruktion der Formeln gesteckt hat - verschiedene Varianten der Massenformel programmiert und der Allgemeinheit verfügbar gemacht. Dadurch konnte ich unter anderem widerlegen, dass die Massenformel von Burkhard Heim gar nicht existiere (wie von Skeptikern behauptet wurde).

Ich bitte sie um positiven Bescheid per email, so dass ich ihre Freigabe an Herrn Fenske weiterleiten kann.

Mit herzlichem Dank
Olaf Posdzech

reelle Koordinaten möglich sind. Diesem Sachverhalt entsprechen sämtliche Elementarlängen δx_i mit $1 \leq i \leq 12$ des R_{12} .

Menge N mit $1 \leq i \leq k$ in $\{a_1, \dots, a_k\}$ festgelegt, dann entspricht dies einer Vektordarstellung. Fehlt diese Darstellung, dann wird $N = \langle a_1, \dots, a_k \rangle$ einer Punktdarstellung analog. In diesem Fall sind immer in N Verknüpfungsvorschriften O_j möglich, welche Mengenelemente miteinander verbinden. In einem solchen Fall würde eine Abbildung $N^k \rightarrow N$ stattfinden, wenn $O_j(a_1, \dots, a_k)$ gilt. So ist $T(M)$ eine Menge, deren Elemente als nichtgeordnete Mengen aufgefaßt werden können. Werden diese Teilmengen beispielsweise durch Operationen O_j und O_k verknüpft, dann wäre eine Abbildung der Gestalt $C = a O_j(a O_k b) O_j(a O_k b) O_j(a O_k b O_k c)$ möglich. Ist speziell $O_j = +$, $O_k = \cdot$ dann gilt $C = a + (a \cdot b) + (a \cdot b + c)$. Hier wird $\cdot$ als Verknüpfung operation verwendet, so daß $C = a + b + c$ geschrieben werden kann. Hier wird das Bildungsgesetz arithmetischer Reihen deutlich. Neben dieser additiven Verknüpfung können noch die Verknüpfungsoperationen $+$, $\cdot$, $\cdot\cdot$ verwendet werden. So entsteht z.B. mit $a = a$, $b = c = q$ und $O_j = +$, $O_k = \cdot$ die Verknüpfung $C = a + a q + a q^2$, welche das Gesetz der geometrischen Reihenbildung darstellt. (C)

Das aus (37) und (37a) mit πD^2 folgende Polynom $w^7 - w - q = 0$ hat im Ereignis $t=0$ der Raumzeit wegen $n=1$ mit $q=0$ und $w=\eta$ in der Form $\eta^7 - \eta - a = 0$ insgesamt $1 \leq j \leq 3$ reelle Lösungen η_j , welche die Sphärentritinitäten D_j und d_j beinhalten. Stehen im Fall D_j die Durchmesser zueinander in Beziehung, dann liegen im einfachsten Fall die Verhältnisse $g_j = D_j / D_1$ als dimensionslose Zahlen vor. Werden den D_j wie in IV., 4. die numerischen Werte $D_1 = D_f$, $D_2 = D_m$ und $D_3 = D_p$ zugeordnet, dann ergeben sich für diese Verhältnisse numerisch die Werte $g_1 = 1$, $g_2 = 1,1699745$, und $g_3 = 4,06763212$. Mit $H_1 = 1$, $H_2 = 1/2$ und $H_3 = 1/3$ wird dann $g_1 = H_1$, aber $g_2 \approx H_2(H_1 + H_3)$ und $g_3 \approx H_1 + H_2 + H_3$. Die Elemente H_j bilden hier die Menge $U = \{H_1, H_2, H_3\}$. Neben diesen drei Lösungen reeller Art muß $\eta^7 - \eta - a = 0$ noch $4 \leq k \leq 7$ komplexe Lösungen haben, so daß im primitivsten Fall noch die Imaginärzahl $i = \sqrt{-1}$ als Mengenelement heranzuziehen ist. Als Menge ergibt sich dann $U' = \{H_1, H_2, H_3, i\}$, so daß $U'' = \{\{H_1, H_2, H_3\}, \{i, -i\}, \{0\}\}$ gewählt werden kann. Wegen der durch $|U''|$ bedingten Symmetrie liefern die reziproken Werte der Elemente von U oder U' Exponenten der Elementarlängen $\delta l = \delta s = v \tau$ oder $\delta l = i \delta s$. Die auf diese Weise gebildeten Volumina lassen die Dimensionen der Hermetrieräume erkennen. Mit $V = \{1/H_1, 1/H_2, 1/H_3\} = \{1, 2, 3\}$ wird dann: $\delta l, (\delta l)^2$ und $(\delta l)^3$. Somit gilt $\Delta x_1 \Delta x_3 \sim (\delta l)^3$ sowie $\Delta x_4 \sim \delta l$ und $\Delta x_5 \Delta x_6 \sim (\delta l)^2$. Entsprechend U'' wäre dann für Δx_7 und Δx_8 eine Proportionalität zu $(\delta l)^{\pm 1}$ anzunehmen. Werden $R_0 \rightarrow R_1$

Δx_2 $\emptyset$ um $|K| = \{3, 2, 1\}$ zu erhalten.

wobei α ein dimensionsloser Faktor ist, der noch zu bestimmen ist.

Einführung
Abstrakt

KAP. I

- 1) Gegenwärtiger Stand physikalischer Wechselwirkungstheorien
- 2) Vorschlag eines strukturtheoretischen Ansatzes
- 3) Hyperräume der Welt

KAP. II

Hyperraumdynamik

- 1) Projektionen in Zeit und Raum
- 2) Symmetrien des kosmogonischen Ursprungs
- 3) Kosmogonie der Elemente eines Subuniversums
- 4) Hyperraumdynamik und indeterministische Quantentheorie

KAP. III

Wechselwirkungen

- 1) Apeiron und Zeitlichkeit
- 2) Die raum- und zeitlosen Kopplungskonstanten
- 3) Kosmogonisch Erweiterung
- 4) Formen raumzeitlicher Wechselwirkungen

KAP. IV

Steuerung der Zeitstruktur

- 1) Transformatorische Kopplungen
- 2) Informationshermetrie und Synmetronok
- 3) Kosmogonie der Materie

Konsequenzen und Fragen

Literaturverzeichnis
Begriffsregister

vorliegt, ist G mit der Galoischen Gruppe S_n des Polynoms identisch. Diese ~~symmetrische~~ Gruppe ist also die Permutationsgruppe von n Elementen, so daß $|S_n| = n!$ die Zahl der Elemente von S_n ist. Im Fall der zu $w^7 - w - q = 0$ umgeformten kosmologischen Beziehung (37) und (37a) mit (15) und (15a) gilt also die ~~symmetrische~~ Galoische Gruppe S_7 , ~~aus~~ ^{bestehend} $|S_7| = 7!$ Elementen.

Zur Zeit $t=0$ wird $w=\eta$ nach (47) und $q=a$, also ~~jeweils~~ $f(\eta) = \eta^7 - \eta - a = 0$. Diese Beziehung hat wegen $n=1$ neben den drei reellen noch 4 zueinander konjugiert komplexe Lösungen, und zwar

deshalb, weil in der Darstellung $f(\eta) = \prod_{k=1}^7 (\eta - w_k) = \eta^7 - \eta - a = 0$ ~~wegen des Auftretens von 2 in $f(4)$ die Bedingung~~ $k=1$ ~~erfüllt~~ w_k für $k \leq 3$ ~~erfüllt~~ $w_k = w_k^*$ ist. Beziehen sich die w_k für $k \leq 3$ auf die drei reellen Nullstellen, dann wäre $(w_1 + w_2 + w_3)^* =$

$= w_1 + w_2 + w_3$ wegen der Realität $w_k = w_k^*$, was zwangsläufig auch für die komplexen Nullstellen $k > 3$ trotz $w_k \neq w_k^*$ die Bedingung

$(\sum_{k=4}^7 w_k)^* = \sum_{k=4}^7 w_k$ zur Folge hat; denn die Summe der w_k ist reell. Die Realität der Summe für $k > 3$ kann für komplexe Nullstellen $w_k \neq w_k^*$ jedoch nur erfüllt werden, wenn $w_6 = w_4^*$ und

$w_7 = w_5^*$ gilt. Wird zur Kürzung $w_k = \alpha_k = \alpha_k^*$ für $k \leq 3$ und $\beta_1 + \beta_1^*$ für $i=1$ oder $i=2$ gesetzt, dann wäre $w_4 = \beta_1, w_5 = \beta_2$, aber $w_6 = \beta_1^*$ und $w_7 = \beta_2^*$. Weiter folgt mit $f_1 = \prod_{k=1}^3 (\eta - \alpha_k)$ sowie

$f_2 = (\eta - \beta_1)(\eta - \beta_2)$ und $f_3 = (\eta - \beta_1^*)(\eta - \beta_2^*)$ die Kurzfassung $f(\eta) = f_1 f_2 f_3$. Permutationen sind in jedem Faktor f_j mit $j \leq 3$ möglich, d.h., in f_1 existiert eine S_3 und in f_2 sowie in f_3

jeweils eine ~~Galois-Gruppe~~ ^{symmetrische Gruppe} S_2 . Da die Permutationen innerhalb der f_j unabhängig voneinander erfolgen, muß es eine Symmetriegruppe $G = S_3 \times (S_2 \times S_2)$ geben. Phase

Ist nach dem ersten Chronon τ die erste der kosmischen Entwicklung vollzogen, dann folgt für $t > \tau$ wegen $n > 1$ nach IV., 4., daß $w^7 - w - q = 0$ nur noch eine reelle Nullstelle, aber sechs zueinander konjugiert komplexe Nullstellen hat. In völliger Analogie zu G kann daraus eine Symmetriegruppe $H = S_1 \times (S_3 \times S_3)$ konstruiert werden.

Gibt es eine Gruppe A , die zu einer Gruppe quadratischer Matrizen homomorph ist, dann wird bekanntlich diese Gruppe quadratischer Matrizen als Darstellung von A bezeichnet, deren

Einzufügende nummerierte Bezugsbeziehungen, die an den mit un bezeichneten Stellen anzubringen sind.

INT.

5.1. (2) :

Mit den Substitutionen

$$\pi D^2 = \pi r, \quad 2w^2 = f \cdot 6\sqrt{6n}/\pi, \quad f^2 (eD^2 (Ev\pi n))$$

$$a\sqrt{\pi} = 6\sqrt{\pi/6} \quad (A)$$

$$V_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{eD^2}{E\sqrt{\pi n}}}^{-1}, \quad q = a \cdot \sqrt[3]{n},$$

die kosmogonische Beziehung als das Polynom

$$W - W = +q.$$

9

$$0 = \bar{b} - w - \lambda^w$$

٥٦٥

(D)

$$\vec{H} = (S_1 \times S_1) \times (S_2 \times S_2) \times (S_3 \times S_3)$$

$H = (S_1 \times S_1) \times (S_2 \times S_2) \times (S_3 \times S_3)$,
S.10, (4) : Zusammengefaßt werden diese Elementarlängen

in

$$bx_7 = 1010 \text{ c n f},$$

$$\delta x_k = \delta s_0, \quad k \leq 3, \quad \delta x_k = \delta s_0, \quad 4 \leq k \leq 10, \quad (m) \bmod(1) = 0, \\ \delta x_8 = \delta l_0 \exp(-2\pi m), \quad -\infty < m < +\infty,$$

$$\delta\chi_H = \delta\chi_{H2} \sim i\delta f_p(E)$$

$$\delta x_9 = \delta x_{10} \sim i \delta l$$

~~$\delta x_{I1} = \delta x_{I2}$~~ with δl_0 in δx_{I1}

mit den Längenelementen

(E1)

$$\delta S_0 = \sqrt{\tau}, \quad \delta L_0 = \sqrt{\pi D_1} d_1$$

$$u. (gew\ddot{a}hrt): d\alpha = d\beta,$$

$$dL_B = -dL_0$$

~~oder evtl. mit der Korrektur~~

~~$$3\epsilon_1 - 2\sqrt{\pi} D_1 d_1$$~~

(E2)

worin für $m=0$, der Symmetrie entsprechend, die Elemente δx_7 bis δx_{10} identisch sind. Man kann jedoch

$$\int x_1 = \int x_2$$

Bestandsübersicht des Depositum „Burkhard Heim“

Der Gesamtbestand des am 28.04.2011 und 23.12.2011 eingelieferten Depositums „Burkhard Heim“ wurde nach der Sichtung und Erfassung auf insgesamt 27 Standard Archiv Kartons (38 x 27 x 11 cm) verteilt. Der thematische Umfang beträgt:

Karton	Inhalt	Anmerkungen
01	Urkunden, Immobilien und Korrespondenz mit Behörden	Stammbuch, Zeugnisse, Photos und Institutsunterlagen
02	Briefe und persönliche Korrespondenz	Verhältnismäßig geringfügiger Bestand
03	Handschriften I	Mathematik Bd. 1 - 5
04	Handschriften II	Mathematik Bd. 6 - 8 Skript „Anorganische Chemie“
05	Handschriften III	Theoretische Physik Bd. 1 - 8
06	Handschriften IV	Theoretische Physik Bd. 9 - 15
07	Handschriften V	Theoretische Physik Bd. 16 - 17 Syntrometrie Bd. 1, 7 und 8
08	Handschriften VI	Syntrometrie Bd. 9, Kraftfeld-Theorie und Kladden
09	Kleinere Handschriften	Transzendente Stimmen Bd. 1 - 9 Syntrometrie Bd. 18 Weltraumschiffahrt I und II Gravitation
10	Aufsätze und kleinere Schriften I	Hauptsächlich Originale und Durchschläge als Einzelblätter
11	Aufsätze und kleinere Schriften II Manuskripte I	Vollständige Originale in Umschlägen geordnet, teilweise digitalisiert
12	Manuskripte II	Teilweise unvollständige umfangreiche Manuskripte in Maschinenschrift
13	Buch-Manuskripte	Teilweise unvollständige Manuskripte zu den Büchern aus dem Resch-Verlag
14	Korrekturfahnen Resch I	Korrekturfahnen zu den Bänden „Elementarstrukturen der Materie“
15	Korrekturfahnen Resch II	Korrekturfahnen zu den Bänden „Elementarstrukturen der Materie“
16	Korrespondenz Dröscher I	Korrespondenz mit Walter Dröscher zu den Buch-Manuskripten im Resch-Verlag
17	Korrespondenz Dröscher II	Korrespondenz mit Walter Dröscher zu den Buch-Manuskripten im Resch-Verlag
18	DESY Hamburg	Protokolle der Berechnungen zur Massenformel am DESY Rechenzentrum
19	Prozesse	Prozesse gegen Wolf-Dieter Schott, Norgard Heim und diverse Mietparteien

Darstellungsräume sind dann $n=12$ und $n=28$. Wird die Abbildung $R_n \rightarrow R_{n-2} \subset R_n$ durchgeführt, dann würde sich ein R_{10} und ein R_{26} ergeben. Es ist erwähnenswert, daß die sog. „Super-string-theorie“ einen R_{10} und die heterotische String-theorie einen R_{26} verwendet.

Zur konkreteren Untersuchung des R_{12} kann zunächst festgestellt werden, daß nach (3d) und (4b) die Übergänge $R_6 \rightarrow R_{12} \rightarrow R_6^*$ wegen $R_2 \rightarrow R_0$ existieren. Das Dimensionsgesetz (3d) liefert $R_4 \rightarrow R_6$ aufgrund des Energiedichtetensors (3c), doch sollte wegen $R_6 \rightarrow R_{12}$ auch ein Energiedichtetensor $/R_{12}$ existieren. Sind seine Komponenten ϵ_{rs} , dann wäre dies für $\epsilon_{rs} \approx 0$ denkbar, wenn diese näherungsweise verschwindenden Komponenten außerhalb des R_6 -Abschnittes im R_{12} -Tensor liegen, wodurch $R_6 \rightarrow R_{12} \rightarrow R_6^*$ oder (4b) veranschaulicht werden kann. Ist M_k irgendeine Energiemasse und gilt $\Delta x_k = n_k \alpha_k$ mit $\alpha_k \sim \delta s = \sqrt{r}$, dann würde $\Delta x_k \sim 1/M_k$ mit $n_k > 1$ „energetisch“, einen R_6 beschreiben, sofern $\Delta x_k \gg \delta s$ und $k > 6$ ist, jedoch i.B. auf das Volumen eines R_{12} , für dessen Volumendifferenz $|\Delta V_{12}| = |\Delta V_6| \frac{12}{k \cdot 12} |\Delta x_k|$ gilt. Es wäre denkbar, daß Δx_k mit $k > 6$ über

Dimensionierung
von Δx_k , $k > 6$
wird für $R_6 \rightarrow R_{12}$
vorausgesetzt.
Ansonsten wäre
Existenz von
 R_{12} nicht über
 ϵ_{rs} beweisbar.

haupte nicht dimensioniert, sondern in Verhältnissen $\Delta x_k / \Delta x_k$ erscheint. Da nach (3) und (3a) bzw. (3b) der Übergang $R_4 \rightarrow R_6$ auf $\epsilon_{rs} \sim \tilde{r}(p)(k,m)\phi_{km}^{(p)}$ ebenso zurückgeht wie (3d) und ϵ_{rs} für $r \leq 12$ und (oder) $s \leq 12$, aber ϵ_{rs} stets die gleiche Dimensionierung erhält, muß dies auch für Δx_k mit $k > 6$ zutreffen, Betrachtet man andererseits die Semantik der Hermetrieform a bis a im Zusammenhang mit der hermetrischen R_6 -Struktur, dann scheinen sich x_5 und x_6 auf das energetisch schwächste physikalische Feld (Gravitation) zu beziehen, was möglicherweise ebenfalls $\epsilon_{rs} \approx 0$ außerhalb des R_6 -Abschnittes im Energiedichtetensor des R_{12} erklärt.

Aus einer Potenzmenge einer Menge M , also $P(M) = \{\{\emptyset\}, \{a\}, \{b\}, \{c\}, \{a,b\}, \{a,c\}, \{b,c\}, \{a,b,c\}\}$, weil a, b und c die ^{Elemente} Teilmengen von M sind, können Mengenelemente so herausgenommen werden, daß sie eine Kette, wie ~~beispielsweise~~ ^{Kette von} $\{\emptyset\} \subset \{a\} \subset \{a,b\} \subset \{a,b,c\}$ bilden. Diese Kettenglieder bilden eine Teilmenge in welcher jedoch für die folgenden Betrachtungen das Element $\{\emptyset\}$ als nichtrelevant fortgelassen wird. Es ist im Beispiel $T(M) = \{\{a\}, \{a,b\}, \{a,b,c\}\}$. Ist die Folge der

Somit wäre eine Menge

Sind die Elementar

vorhanden.