

Ausgewählte Ergebnisse einer neuen einheitlichen
Quantenfeldtheorie der Materie und Gravitation

Burkhard Heim, Deutsches Forschungsinstitut für
Kraftfeldphysik und allgemeine Kosmologie, Northheim/Han.,
Germany (BRD).

Vorbemerkung:

In der vorliegenden Abhandlung sollen einige ausgewählte Ergebnisse einer neuen einheitlichen Quantenfeldtheorie der Gravitation und Materie zur Diskussion gestellt werden. Auf die außerordentlich schwierige und umfangreiche explizite Herleitung der diskutierten Ergebnisse kann hier im einzelnen nicht eingegangen werden, da dies nur im Rahmen eines mehrbändigen Werkes geschehen kann, welches sich z.Zt. in Vorbereitung befindet und erst zu einem späteren Termin erscheinen kann.

I. Einführung:

Um einen Anschluß an den gegenwärtigen Stand der Arbeiten auf dem Gebiet der einheitlichen Feldtheorie zu haben, sollen zunächst einige wesentliche Methoden der Annäherung erwähnt werden.

Man unterscheidet zwischen einer einheitlichen Feldtheorie, die das Spektrum der Elementarteilchen zu finden sucht, und unter Ausklammerung der gravitativen Wechselwirkung arbeitet, und zwischen einer einheitlichen Feldtheorie, die im wesentlichen weitreichende Kräfte unter Ausklammerung der singulären Feldquellen untersucht. Eine einheitliche Feldtheorie der Elementarteilchen versucht Heisenberg [1] mit einer nichtlinearen Spinorthetheorie aufzustellen, indem er gruppentheoretisch eine Trennlinie zwischen "exakten Symmetrien" und des Grundzustandes "Welt" einerseits und den angenäherten Symmetrien des dynamischen Ursprungs andererseits zieht. Als mathematisches Hilfsmittel dient ihm die S-Matrix. Es lassen sich solche S-Matrizen konstruieren,

die mit den Unitaritätsforderungen und mit der speziellen Relativitätstheorie verträglich sind und keine divergenten Terme besitzen. Der mathematische Rahmen der Quantenmechanik erfährt wegen der indefiniten Metrik im Hilbertraum eine Erweiterung. Diese Erweiterung wird damit interpretiert, daß der Wahrscheinlichkeitsbegriff nicht auf Raumgebiete kleiner als 10^{-14} cm angewendet werden kann. Die Auswahlregeln für Erzeugung und Vernichtung von Teilchen werden aus den Symmetrieeigenschaften einer fundamentalen Gleichung, in der neben einer fundamentalen Länge nur die physikalischen Konstanten, Lichtgeschwindigkeit und Wirkungsquantum auftreten, abgeleitet. Auch die Erhaltungsgesetze für Energie, Impuls und Drehimpuls für den klassischen sowie für den Quantenformalismus folgen aus dieser Gleichung.

Nun weisen aber theoretische Gründe darauf hin, daß man in einer fundamentalen Feldgleichung die gravitative Wechselwirkung mit berücksichtigen muß:

Aus dem Feynmanschen Phasenintegral für die Einstein-Feldgleichungen leitet Wheeler [2] eine Beziehung ab, die besagt, daß das Produkt aus dem Quadrat der Schwankung einer Längenmessung und der Schwankung des Gravitationspotentials größer sein muß als das Quadrat der "Planckschen kleinsten Länge" $L = 10^{-32}$ cm.

Peres und Rosen [3] und Deser [4] konnten unter Anwendung der Heisenbergschen Unschärferelation eine ähnliche Beziehung angeben. Für sehr genaue Zeitmessungen werden die Schwankungen des Gravitationsfeldes nach Rechnungen von Wigner [5] ebenfalls sehr groß. Alle diese Beziehungen folgen nach De Witt [6] auch aus den Kommutationsregeln für das quantisierte Gravitationsfeld. In der Nähe der Feldquellen kann demnach das Gravitationsfeld nicht mehr als schwach vorausgesetzt werden.

Die andere Annäherung an das Problem erfolgt nicht von der quantenmechanischen, sondern von der allgemeinen relativistischen Seite. Klassisch gibt es drei Methoden, die weitreichenden Felder Gravitation und Elektromagnetismus einheitlich zu beschreiben:

1. Nicht-Riemannsche Theorien
2. Mehrdimensionale Theorien
3. Geometrodynamische Theorien

1. Eine modifizierte Riemannsche Geometrie verwendet Weyl [7] in einer Eichtheorie 1918 in einem Versuch, alle physikalischen Kräfte auf elektromagnetische und gravitative Feldgleichungen so zu reduzieren, daß sie zu Lösungen für stabile geladene Teilchen führen. Zu gleichen Resultaten führt eine von Lyra [8] vorgeschlagene Modifizierung der Weylschen Geometrie, in die eine Eichfunktion eingeführt wird, welche ein Bezugssystem und eine Eichung definiert. Diese Erweiterung beseitigt einerseits die Nichtintegrabilität der Längenübertragung in der Weyl-Theorie und enthält außerdem einen kosmologischen Term in den Feldgleichungen [9]. Lanczos [10] entwickelt eine einheitliche Feldtheorie auf Grund einer Riemannschen Geometrie, die durch ein Wirkungsprinzip mit nichtlinearen Krümmungskomponenten ausgezeichnet ist. Einstein [11] und Schrödinger [12] arbeiten mit symmetrischen und unsymmetrischen affinen Zusammenhängen und metrischen Koeffizienten, gelangen aber zu keinen mit der physikalischen Empirie verträglichen Aussagen. Alle einheitlichen Feldtheorien, die auf einem unsymmetrischen Zusammenhang beruhen, sollen nach Sciama [13] hingegen nichts mit Elektromagnetismus zu tun haben.
2. Mit einer 5-dimensionalen Feldtheorie interpretieren Kaluza [14] und Klein [15] die Einstein-Maxwelltheorie durch quasi-geometrische Terme. Die Weltlinie eines geladenen Testpartikels im Raum-Zeit-Kontinuums sollen übereinstimmen mit einer Geodätischen im 5-dimensionalen Raum. Dabei wird die 5. Koordinate als raumartig angesehen. Eine andere Verallgemeinerung des Formalismus [16] besteht in der Preisgabe der Zylindrizitätsbedingung und der Annahme einer periodischen x^5 -Abhängigkeit aller Feldvariablen. Allerdings ist die physikalische Interpretation der in x^5 periodischen Funktion äußerst schwierig. Daher vermutet Pauli [17], daß es außer dem metrischen

$$\gamma_{\mu\nu}(x^5, x^i) - \text{Feld} \quad (\mu, \nu = 1, \dots, 4; i = 1, 2, 3)$$

noch andere z.B. Spinorfelder geben muß, die Teilchen mit niedriger Masse beschreiben.

Nach Fierz [18] ist es für eine unzweideutige Interpretation der γ_{55} als Gravitationskonstante erforderlich, spezifische Annahmen über die Wechselwirkung mit materialen Teilchen zu machen, ohne die die Zeitabhängigkeit der aus den atomaren Dimensionen abgeleiteten Standortlängen und die Zeitabhängigkeit der Gravitationswirkungen zwischen den Partikeln noch nicht definiert sind.

Jordan [19] benutzt den Formalismus von Kaluza und die γ_{55} als Skalarfeld, um die Gravitationskonstante der gewöhnlichen Theorie durch ein zeitabhängiges Feld ersetzen zu können. Der Gedanke einer zeitabhängigen Gravitationskonstante war schon früher von Dirac [20] vertreten worden, der vermutete, daß diese dem Weltalter umgekehrt proportional sei. Nach einer Kritik von Hönl und Dehnen [21] an der Jordanschen Theorie, auf Grund von Untersuchungen über die Strahlungsverdünnung der 3° K-Hintergrundstrahlung, ändert Jordan seine Feldgleichungen [22], und erhält als Ergebnis eine Gravitationstheorie mit zeitabhängiger Gravitationskonstante wie sie der von Brans und Dicke entspricht [23].

Ebenfalls 5-dimensional arbeiten Rayski [24], dessen Theorie die Existenz eines Teilchens mit 10^5 Nukleonmassen voraussagt, und Kalitzin [25], dessen fünfte Koordinate zeitartig ist. Komar [26] weist daraufhin, daß die große Zahl der Elementarteilchen, Erhaltungssätze und Resonanzen, sowie die Entdeckungen Danjon's, daß eine Korrelation zwischen dem 11-Jahreszyklus der Sonnenaktivität und der Rotationsgeschwindigkeit der Erde besteht, und der Entdeckung Nedelov's, daß eine Korrelation existiert zwischen der Variation der astronomischen Einheit und dem 27-Tage-Variationen der Sonnenaktivität, vermuten lassen, daß das Konzept des Raum-Zeit-Kontinuums nur eine Näherung eines Universums mit weiteren Dimensionen sei.

3. 1912 macht Mie [27] den ersten Versuch, Feld und Teilchen gemeinsam zu beschreiben, indem er die Existenz geladener Teilchen allein aus der Theorie des Elektromagnetismus ableitet.

störungen, sowie für die statische Feldverteilung bedingt durch die Quellendichte σ_0 muß ein kanonischer Formalismus existieren. Betrachtet werde ein hinreichend schwaches g -Feld im Vakuum, welches als Feldstörung fortschreitet. Unter dieser Voraussetzung kann der kanonische Formalismus in der bekannten Weise entwickelt werden. Für die allgemeine Feldfunktion $\bar{\psi}$ muß dabei die Eichinvarianz gefordert und der empirisch unpolare Charakter des Gravitationsfeldes durch $\bar{\psi} = \bar{\psi}^x$ berücksichtigt werden, was auch für das kanonisch konjugierte Feld gilt. Über diesen kanonischen Formalismus gelangt man schließlich zu den ergänzenden Aussagen $\bar{A} \sim \bar{\mu}$ und für die Feldstörung $\omega^2 \operatorname{div} \operatorname{grad} \bar{\psi} = -\ddot{\bar{\psi}}$. Dies ist offenbar keine Wellengleichung, wohl aber eine raumzeitliche Potentialgleichung für ein Potential, welches sich mit der Geschwindigkeit ω ausbreitet. Es kann nun versucht werden, den kanonischen Formalismus in der üblichen Weise zu quantisieren. Bei einer derartigen Quantisierung zeigt sich, daß einem jeden Gravitationsfeld eine endliche gravitative Wellenlänge zugeordnet ist, welche jedoch nicht von M_0 sondern von der mittleren Masse m derjenigen Nuklide bestimmt wird, welche in ihrer Summe M_0 aufbauen. Die gravitative Wellenlänge eines Gravitationsfeldes wird also von der atomistischen Mikrostruktur m der Feldquelle allein bestimmt, während die makroskopische Feldquelle M_0 als Summe der atomaren Massen die Feldintensität kennzeichnet. Aus der Quantisierung folgt für die Feldenergie E_μ des $\bar{\mu}$ -Feldes mit der Kürzung r ($h^2 - \gamma^2 m^2 r$) $\bar{Q} = \bar{r}_0$ ($h^2 + \gamma^2 m^2 r$) im statischen Fall, also $\bar{g} = \operatorname{grad} \varphi$ die Beziehung

$E_\mu = 4 \alpha c^2 \int \frac{\bar{Q}}{r_0} (\operatorname{grad} \varphi + \bar{Q} \varphi) dV$, wenn h das Wirkungsquantum $\hbar$ ist und dV ein Volumenelement des R_3 ist. Für das $\bar{g}$ -Feld folgt dagegen der Energieteil $E_g = \alpha \int (\operatorname{grad} \varphi)^2 dV$, so daß die freie Feldenergie ~~durch E_g~~ durch $E_g + E_\mu$ gegeben ist. Schließlich muß noch eine Ruheenergie E_0 der Feldquelle M_0 existieren, für welche nach dem Energiematerieäquivalent $E_0 = M_0 c^2 =$

$= \alpha c^2 \int \operatorname{div} \operatorname{grad} \varphi \cdot dV$ gesetzt werden muß. Die Gesamtenergie E eines gravitativen statischen Systems setzt sich aus diesen drei Anteilen gemäß

$$E = E_0 + E_g + E_\mu = \alpha c^2 \int \operatorname{div} \operatorname{grad} \varphi \cdot dV + \alpha \int (\operatorname{grad} \varphi)^2 dV + 4 \alpha c^2 \int \bar{Q} (\operatorname{grad} \varphi + \bar{Q} \varphi) dV$$

zusammen. Mit der Energiedichte $\eta = \frac{dE}{dV}$ ergibt sich also nach räumlicher Differentiation die nichtlineare Differentialgleichung

$c^2 \operatorname{div} \operatorname{grad} \varphi + (\operatorname{grad} \varphi)^2 + 4 c^2 \bar{Q} (\operatorname{grad} \varphi - \bar{Q} \varphi) = \eta/\alpha$,
welche die unbekannte gravitative Feldfunktion φ beschreibt.

2.) Das makroskopische Gravitationsfeld im ungestörten statischen Fall

Im vorausgesetzten statischen Fall gilt die nichtlineare phänomenologische Differentialgleichung für φ , in welcher offenkundig für die gesamte Energiedichte $\eta = c^2 \cdot \sigma$ und für diejenige der Ruheenergie der Feldquelle $c^2 \operatorname{div} \operatorname{grad} \varphi = c^2 \sigma_0/\alpha$ gesetzt werden darf. Damit wird aber die Differentialgleichung für φ zu $(\operatorname{grad} \varphi)^2 + 4 c^2 \bar{Q} (\operatorname{grad} \varphi + \bar{Q} \varphi) = (\sigma - \sigma_0) \cdot c^2/\alpha$. Wegen der Annahme des makroskopischen Bereiches der für diesen Absatz vorausgesetzt wurde, muß die Dichte der gravitativen Feldmasse außerordentlich gering werden. Da sich σ aber auf M_0 zuzüglich der im betreffenden Volumen verteilten gravitativen Feldmasse bezieht, kann im makroskopischen Bereich σ praktisch nicht mehr in relevanter Weise von σ_0 abweichen, so daß in äußerst guter Näherung in diesem Bereich $\sigma_0 - \sigma = 0$ und damit $(\operatorname{grad} \varphi)^2 + 4 c^2 \bar{Q} (\operatorname{grad} \varphi + \bar{Q} \varphi) = 0$ gesetzt werden darf. Schließlich wurde noch vorausgesetzt, daß das Gravitationsfeld ungestört, also kugelsymmetrisch sei, so daß $\varphi(x_1, x_2, x_3) = \varphi(r)$ und $\operatorname{grad} = \bar{r}_0 \cdot d/dr$ nur durch den Abstand r vom Gravitationszentrum bestimmt wird. Auf diese Weise entsteht also die elementar integrierbare Form $(d\varphi/dr)^2 + 4 c^2 Q (d\varphi/dr + Q \varphi) = 0$, in welcher für die Kürzung $\boxed{r(h^2 - \gamma^2 m^2 r) Q = h^2 + \gamma^2 m^2 r}$ zu setzen ist. Mit der Transformation $\varphi = c^2 q' (2 - q')$ kann elementar integriert werden, was die Lösung $r q' e^{-q'} = B (h^2 - r \gamma^2 m^2)^2$ mit der Integrationskonstanten B liefert. Da auf jeden Fall Singularitäten im Sinne von Unendlichkeitsstellen vermieden werden müssen, kommt von q' nur der negative Zweig $q = 1 - \sqrt{1 - \frac{\varphi}{c^2}}$ in der Lösung zur Anwendung. In dieser Lösung $r q e^{-q} = B (h^2 - r \gamma^2 m^2)^2$ muß φ im Bereich interstellarer Entfernungen und im Fall hinrei-

Nach der Feldtheorie von Born und Infeld [28] werden Massen und Ladungen vollständig durch die Charakteristiken des Feldes bestimmt. 1967 greifen Misner und Wheeler [29] einen Gedanken von Rainich [30] wieder auf, die Feldquellen rein topologisch zu beschreiben, indem sie die Dynamik von "Wurmlöchern" und "Geons" untersuchen. Die Raumzeit bekommt eine "Schaumstruktur". Die Einsteinschen Differentialgleichungen werden durch Integralbedingungen ersetzt. Da alle Maßstäbe, die kleiner als die Planck'sche Länge sind, zu einer Störung der Metrik der Lorentz-Minkowski-Signatur des Raum-Zeit-Kontinuums führen, ist es erforderlich, Riemannsche Räume zu untersuchen, in denen die Signatur eine notwendige diskrete Feldfunktion ist, wenn man die Bedingung der allgemeinen Kovarianz beibehalten will [31] .

Die Geometrodynamik kann aber weder die Existenz einer Elementarladung noch Felder mit Spin beschreiben. Auch kann sie die experimentell gefundene kleinste Länge von 10^{-14} cm nicht verstehen.

Eine Feldtheorie, die weitreichende Felder und Elementarteilchen mit allen Wechselwirkungen einheitlich beschreibt, muß den Quantenbegriff einführen. Die Quantisierung der Gravitation ist einmal erforderlich, um die Quantenbegrenzungen der Gravitationsfeldmessungen verstehen zu können, zum anderen wäre es unlogisch, wenn ein Massenpunkt, der ein klassisches Schwarzschildfeld erzeugt, selbst den Heisenbergschen Unsicherheitsprinzipien unterliegen sollte.

a



Einstein [32]

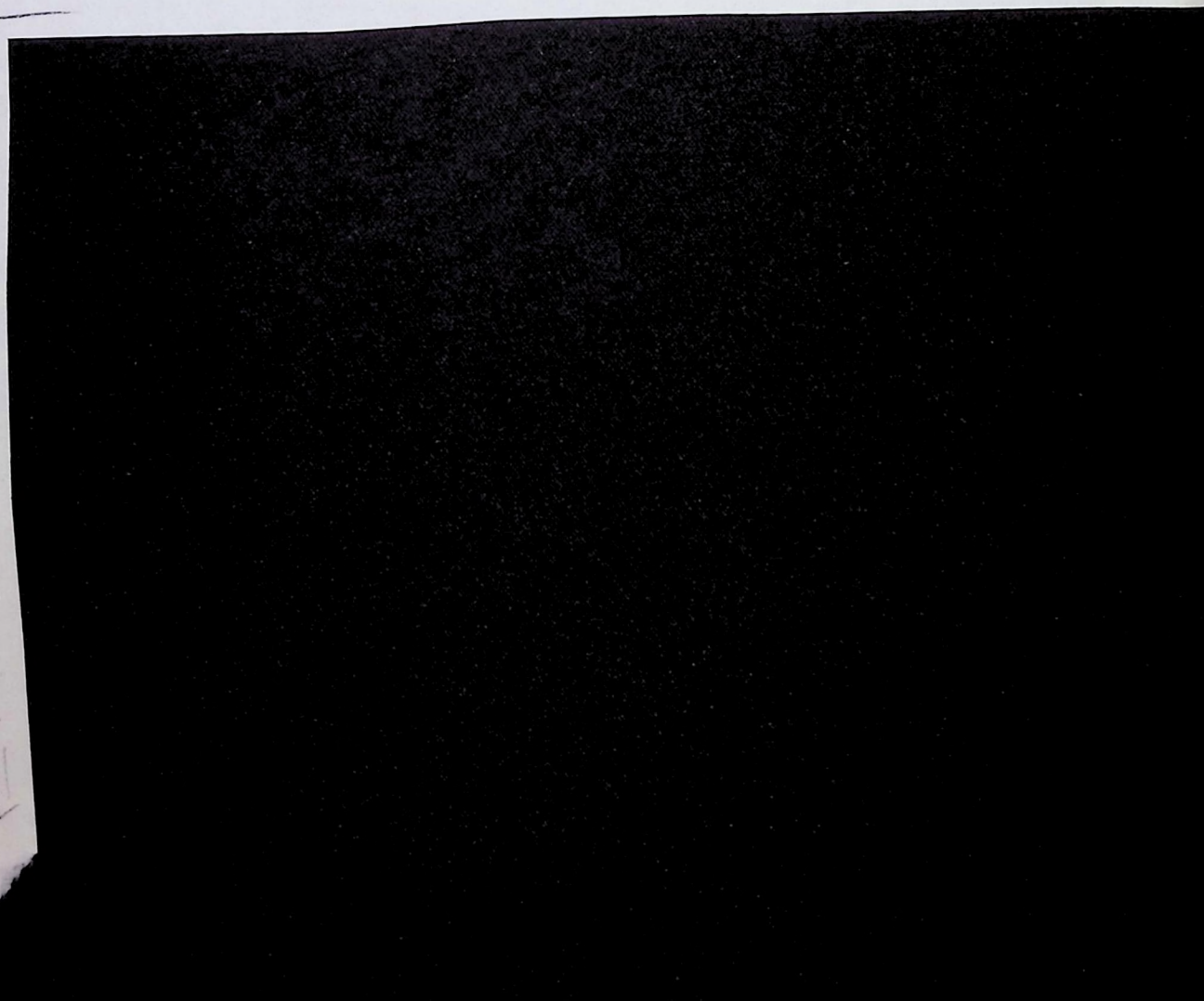
lehnte diese Methode zeitlebens ab.

1. Als Folge der Nichtlinearität der Theorie wird der Lichtkegel selbst verschoben, was zu Divergenzen führt, die wesentlich anders aussehen als die in anderen Feldtheorien.
2. Wie sind raumartige Oberflächen einer quantisierten Metrik zu identifizieren.
3. Die asymmetrische Behandlung von Raum und Zeit durch den kanonischen Formalismus führt zur Verletzung der Invarianzgruppe.
4. Die Eichung der metrischen Komponenten ist willkürlich.
5. Die Existenz der Koordinaten-Invarianzgruppe gibt Anlaß zu Beschränkungsgleichungen, welche die "Anfangsdaten" befriedigen, die die individuellen Lösungen der dynamischen Gleichungen charakterisieren.
6. Die Bestimmung der wirklichen physikalischen Observablen ist recht unsicher.

(c)

↓

7



S. 6 a
Die ersten Versuche zur Quantisierung der Gravitation stammen von Bergmann (1949). Er ging aus von der Hamiltonschen Formulierung des klassischen Systems.

S. 10 c
m Wenn die kanonischen Koordinaten und Impulse, die den Zustand des Systems beschreiben, gegeben sind und die Hamiltonfunktion eine Funktion dieser Variablen ist, so existiert ein einheitlicher Formalismus zur Konstruktion der entsprechenden Quantenbeschreibung dieses Systems.

S. 26
ram Daher wurde zunächst nach der Konstruktion eines Hamilton-Formalismus der allgemeinen Relativität gesucht. Wegen der großen Schwierigkeiten in dieser Richtung wurden auch andere Wege beschritten.

Bergmann und Komar (1962) und DeWitt (1962) suchten nach Koordinaten-invarianten Größen, die man in der Theorie konstruieren kann und berechneten ihre Kommutatoren in der klassischen Theorie. Denn sind erst einmal diese Kommutatoren für einen vollständigen Satz von Invarianten bekannt, so sollte es möglich sein, Operator-Darstellungen für sie zu finden, die ihre klassische Kommutator-Algebra angeben würde.

Wheeler et al. (1957) näherten sich von einer anderen Seite. Sie gingen aus von der Feynmanschen Weg-Integral Formulierung der Quantenmechanik.

ram Das Schwingersche Variationsprinzip für den Quellentheorie-Formalismus wurde von Arnowitt, Deser und Misner (1959, 1962) auf die allgemeine Relativitätstheorie angewendet. Es gibt noch mehrere Quantisierungsverfahren, die jedoch alle nicht recht zum Ziele geführt haben.

2. Ausgangspunkte der theoretischen Untersuchung:

Wenn man versuchen will, eine allgemeine Theorie zu entwickeln, mit deren Hilfe eine einheitliche Beschreibung aller materiellen Strukturen dieser Welt möglich sein soll, dann muß diese Theorie zu einem von gut fundierten empirischen Sachverhalten ausgehen und zum anderen so beschaffen sein, daß sie eine Beschreibung der Elementarkorpuskeln und Strahlungsquanten, sowie deren Wechselwirkungen impliziert; denn eine derartige einheitliche Theorie materieller Strukturen kann nur eine Theorie dieser elementaren Materiefeldquanten sein. An eine derartige einheitliche Theorie des materiellen Geschehens sind nach unserer Auffassung die folgenden Anforderungen zu stellen:

- a) Felder und Quellen müssen einheitlich beschrieben werden.
- b) Alle Erscheinungsformen der Materie müssen als Raumzeit-Strukturen darstellbar sein, und Materiefeldquanten sollten als Eigenlösungen eines Systems nichtlinearer Feldgleichungen abgeleitet werden können.
- c) Die geometrische Struktur des Universums muß mit der Mikrostruktur der Materiefeldquanten in unmittelbarem Zusammenhang stehen.
- d) Alle Kopplungskonstanten der Wechselwirkungsfelder müssen eine zahlenmäßige Bestätigung erhalten. Insbesondere muß die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante auf natürliche Weise aus der Theorie folgen. (Dann muß sich eine der drei physikalischen Konstanten als abgeleitete Größe erweisen.) [59]
- e) Die Zahlenwerte der physikalischen Konstanten müssen ableitbar sein und das Wirkungsquantum muß eine natürliche Deutung erfahren. Die Theorie hat zu klären, warum Ladungen nur als ganzzahlige Vielfache einer Elementarladung erscheinen könne, warum die Anzahl der elektrischen Kraftfeldlinien notwendig beschränkt ist, und warum die elektrische Feldstärke des Elektrons um einen Faktor 10^{40} größer als seine gravitative Feldstärke ist.

- f) Eine einheitliche Feldtheorie muß singularitätenfrei sein. Divergenzen der Feldenergie von Punktquellen dürfen nicht mehr auftreten. Das aus der Theorie abgeleitete kosmologische Modell darf keine metrische Singularität am Zeitursprung zeigen.
- g) Neben dem Spektrum der Elementarteilchen müssen die Wechselwirkungs-Zerfallprozesse erklärt werden können.
- h) Die einheitliche quantisierte Feldtheorie muß als Näherung die Aussagen der Newton'schen Gravitationstheorie, der Maxwelltheorie und der Quantentheorie beeinhalteten.
- i) Die Theorie muß experimentell überprüfbar sein und gegebenenfalls physikalische Voraussagen machen.
- j) Es muß die Möglichkeit gegeben sein, den Elementarprozeß biologischen Geschehens zumindest im Prinzip aufzuzeigen. [1]

Diese zehn Forderungen dienten unseren theoretischen Bemühungen hinsichtlich einer einheitlichen Beschreibung der Natur als Konzept.

Bei der Wahl der empirischen Basis wurde versucht, möglichst allgemeine empirische Prinzipien zu finden und deren Zahl so klein als möglich zu halten. Es handelt sich bei dieser Basis zunächst um die empirischen Prinzipien:

- a) Im makromakromaren Bereich verläuft das materielle Geschehen immer in Raum und Zeit, derart, daß Energie sowie Impuls erhalten bleiben und die Entropie eines Systems von selbst nicht abnehmen kann.
- b) Im mikromakromaren Bereich erscheinen alle Wirkungen quantisiert; insbesondere gibt es kein materielles Kontinuum.

Neben diesen empirischen Prinzipien wurde es nötig, in die Basis noch deskriptive, aber empirisch gefundene Naturgesetze aufzunehmen. Es handelt sich dabei um:

- c) Das elektromagnetische Induktionsgesetz nach Maxwell,

Das Gravitationsgesetz nach Newton und das proportionale Anwachsen der Atomkernmassen mit dem Kubus des Kernradius.

Es wurde berücksichtigt, daß die Aussagen von c nicht exakt zu sein brauchen und sehr wahrscheinlich nur Näherungscharakter tragen.

Bei der mathematischen Durchführung des Programms wurden die folgenden mathematischen Prinzipien berücksichtigt:

1. Lorentzprinzip
2. Kovarianzprinzip
3. Quantisierungsprinzip
4. Prinzip der Singularitätenfreiheit
5. Prinzip dimensionsloser Naturkonstanten
6. Äquivalenzprinzip
7. Korrespondenzprinzip
8. Hamilton-Jakobi-Prinzip
9. Prinzip der kleinsten Wirkung
10. Prinzip größtmöglicher Symmetrie *Symmetrie*
11. Geodätisches Prinzip

Da bei der theoretischen Entwicklung von uns großer Wert auf einen deduktiven Charakter gelegt wurde, kam in extremer Weise das Arbeitsprinzip zur Anwendung neue Hypothesen wenn irgendmöglich, und Spekulationen grundsätzlich zu vermeiden.

Elementare Struktur der

3. Skizzenhafte Darstellung des theoretischen Ansatzes.

Eine einheitliche Theorie der Materie und ihrer Wechselwirkungen kann nur auf eine Theorie der Elementarteilchen, also der elementaren Materiefeldquanten (M_q) hinauslaufen, wobei auch die elektromagnetischen Strahlungsquanten als M_q aufzufassen sind. Das Spektrum der bekannten M_q ist überaus mannigfaltig, doch ist eine Eigenschaft für alle charakteristisch, nämlich ihre Massenträgheit. Daher wurde zunächst versucht, für den statischen Fall eine Beschreibung des Gravitationsfeldes

$\vec{F} = \text{grad } \varphi$ für dessen Quelle $\text{div } \vec{F} = \sigma$ mit $4\pi \gamma \alpha = 1$ gilt. Hierin bezieht sich σ auf $M(r)$ und ist ebenfalls eine unbekannte Ortsfunktion. Es kann jedoch stets ein Vektorfeld $\vec{A}$ gefunden werden, dessen Quelle die Dichte der gravitativen Feldmasseⁱⁿ ist, so daß $\text{div } \vec{A} = \sigma_0 - \sigma$ gilt. Addition beider Divergenzen liefert $\text{div } (\alpha \vec{F} + \vec{A}) = \sigma_0$, so daß die unbekannte Ortsfunktion σ durch das unbekannte Feld $\vec{A}$ substituiert wurde. Im allgemeinen Fall ist M_0 in einer strömenden Bewegung der lokalen Geschwindigkeit $\vec{v}$, doch kann stets ein Minimalabstand $r' > r_0$ gefunden werden, derart, daß kein Anteil von M_0 das Volumen

4/3 $\pi r'^3$ verläßt. Umgekehrt soll auch keine Masse von außen in dieses Volumen gelangen. Dieser Sachverhalt gelte auch für die Abstände $r > r'$ und bedeutet, daß immer $d\sigma_0/dt = 0$ bleibt, während die partielle zeitliche Änderung $\dot{\sigma}_0 \neq 0$ bleiben kann, wenn eine innere Bewegung der felderregenden Masse vorliegt. Wird zur Kürzung für den korrigierten Feldvektor $\bar{g} = \bar{r} + \bar{A}/\alpha$ gesetzt, dann liefert die partielle Zeitdifferentiation von $\alpha \operatorname{div} \bar{g} = \sigma_0$ die Beziehung $\alpha \operatorname{div} \dot{\bar{g}} = \dot{\sigma}_0$. Da andererseits auch $d\sigma_0/dt = 0$ ist und in der bekannten Weise $d\sigma_0/dt = \dot{\sigma}_0 + \bar{v} \operatorname{grad} \sigma_0$ geschrieben werden kann, aber $\bar{v}$ der inneren Bewegung quellenfrei ist, wird

$$0 = \delta_0 + \bar{v} \operatorname{grad} \sigma_0 = \cancel{\delta_0 + \bar{v} \operatorname{grad} \sigma_0} + \sigma_0 \operatorname{div} \bar{v} =$$

$$= \delta_0 + \operatorname{div} (\sigma_0 \bar{v}) \text{ oder } \delta_0 = - \operatorname{div} (\sigma_0 \bar{v}), \text{ womit in}$$

$\alpha \operatorname{div} \dot{\bar{g}} = \dot{\sigma}_0$ substituiert werden kann, was zur Quellenfreiheit $\operatorname{div} (\alpha \dot{\bar{g}} + \sigma_0 \bar{v}) = 0$ führt. Diese Divergenzfreiheit kann im allgemeinsten Fall nur durch $\alpha \dot{\bar{g}} + \sigma_0 \bar{v} = \operatorname{rot} \bar{\mu}$ erfüllt werden, wobei $\bar{\mu}$ eine weitere unbekannte Feldfunktion ist.

Das durch $\alpha \operatorname{div} \bar{g} = \sigma_0$, sowie $\alpha \dot{\bar{g}} + \sigma_0 \bar{v} = \operatorname{rot} \bar{\mu}$ und $\bar{g} = \bar{f} + \bar{A}/\alpha$ mit $\operatorname{div} \bar{A} = \sigma_0 - \sigma$ beschriebene zeitlich veränderliche Gravitationsfeld muß gravitative Feldstörungen erfahren, welche mit einer unbekannten Geschwindigkeit ω fortschreiten. Die Aussage $\omega = c$ (Lichtgeschwindigkeit) die sich häufig in der Literatur findet, halten wir für eine Spekulation. Auf jeden Fall muß ω im offenen Intervall $0 < \omega < \infty$ liegen und für die mit ω fortschreitenden Feldstörungen muß ein kanonischer Formalismus existieren. Betrachtet werde ein hinreichend schwaches g -Feld im Vakuum, welches als Feldstörung fortschreitet, so daß $\sigma_0 = 0$ und in sehr guter Näherung $\sigma \approx 0$ gesetzt werden kann. Unter dieser Voraussetzung kann der kanonische Formalismus in der bekannten Weise entwickelt werden. Für die allgemeine Feldfunktion $\bar{\psi}$ muß dabei die Eichinvarianz gefordert werden und der empirisch unpolare Charakter des Gravitationsfeldes durch $\bar{\psi} = \bar{\psi}^{\chi}$ berücksichtigt werden, was auch für das kanonisch konjugierte Feld gilt. Über diesen kanonischen Formalismus gelangt man schließlich zu den ergänzenden Aussagen $\bar{A} = \bar{\mu}/\omega$ und $\operatorname{rot} \bar{g} = \beta \dot{\bar{\mu}}$, worin der Proportionalitätsfaktor β zu $\beta = \left(\frac{3}{2c}\right)^2 \pi \chi^2$ bestimmt werden kann. Für die allgemeine Feldfunktion $\bar{\psi} = \bar{\psi}^{\chi}$ liefert dieser kanonische Formalismus schließlich $\operatorname{div} \operatorname{grad} \bar{\psi} = -\ddot{\bar{\psi}}/\omega^2$ hinsichtlich gravitativer Feldstörungen im Vakuum, und dies ist offensichtlich keine Wellengleichung, sondern die raumzeitliche Potentialgleichung eines Potentials, welches sich mit der Geschwindigkeit ω ausbreitet.

Mit den Ergänzungen wird das zeitlich veränderliche Gravitationsfeld beschrieben durch die Divergenzen $\alpha \operatorname{div} \bar{f} = \sigma$, $\operatorname{div} \bar{\mu} = \omega (\sigma_0 - \sigma)$, ferner $\operatorname{rot} \bar{\mu} = \alpha \dot{\bar{g}} + \sigma_0 \bar{v}$ und $\operatorname{rot} \bar{g} = \beta \dot{\bar{\mu}} + \bar{q}$, sowie $\bar{g} = \bar{f} + \frac{\bar{\mu}}{\omega \alpha}$, wobei $\bar{q} = 0$ nur für $\dot{\sigma}_0 - \dot{\sigma} = 0$ gilt; denn es muß $\operatorname{div} \dot{\bar{\mu}} = \omega (\dot{\sigma}_0 - \dot{\sigma})$ bleiben. Wird wieder der Fall einer hinreichend schwachen Feldstörung im Vakuum, also $\sigma_0 = 0$ und $\sigma \approx 0$ angenommen, dann folgt nach partieller Zeitdifferentiation und Substitution wegen $\operatorname{rot} \operatorname{rot} = \operatorname{grad} \operatorname{div} - \operatorname{div} \operatorname{grad}$ im R_3

unter Berücksichtigung der Divergenzfreiheiten

$\text{div grad } \bar{\psi} = - \alpha \beta \ddot{\bar{\psi}}$, wenn $\bar{\psi}$ für die Bestimmungsstücke $\bar{r}$ und $\bar{\mu}$ steht. Der Vergleich mit $\omega^2 \text{ div grad grad } \bar{\psi} = - \ddot{\bar{\psi}}$ liefert dann für die unbekannte Ausbreitungsgeschwindigkeit $\alpha \beta \omega^2 = 1$. Werden hierin die Naturkonstanten $4 \pi \gamma \alpha = 1$ und $4 c^2 \beta = 9 \pi \gamma^2$ eingesetzt, dann ergibt sich für die Ausbreitungsgeschwindigkeit gravitativer Feldstörungen $3 \omega = 4 c$. Es ist also $\omega > c$, doch bildet dies keinen Widerspruch zu dem elektromagnetischen Relativitätsprinzip. Die Funktion φ ist nämlich als Beschleunigungsniveau stets das Quadrat einer Geschwindigkeit $\varphi > 0$. Wird dies näherungsweise im Relativitätsprinzip berücksichtigt, dann folgt, daß die Lorentzmatrix positiv orientierter cartesischer Koordinaten, welche mit $v = \beta c$ parallel bewegt werden

$$\begin{pmatrix} (1 - \beta^2)^{-1/2} & 0 & 0 & -i\beta(1 - \beta^2)^{-1/2} \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ i\beta(1 - \beta^2)^{-1/2} & 0 & 0 & (1 - \beta^2)^{-1/2} \end{pmatrix}$$

in ihren Elementen teilweise mit einem Korrekturfaktor

$J = (1 + \varphi/\omega^2)^{-1/2}$ zu versehen ist, wenn die Koordinatensysteme auf reale relativ bewegte Materie (definiert durch $\varphi > 0$) bezogen sind. Es folgt dann für die Matrix

$$\begin{pmatrix} J(1 - \beta^2)^{-1/2} & 0 & 0 & -i\beta J(1 - \beta^2)^{-1/2} \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ i\beta J(1 - \beta^2)^{-1/2} & 0 & 0 & J(1 - \beta^2)^{-1/2} \end{pmatrix}$$

Hieraus wird deutlich, daß $\omega > c$ in J nichts an der relativistischen Aussage $v < c$ ändert. Auch bleibt φ selbst im Bereich kosmischer Massen $\varphi \ll \omega^2$, so daß in jedem beobachtbaren Fall $1 - J \neq 0$ unter den Meßbarkeitsgrenzen bleiben dürfte.

Wenn M_0 ein konservatives Massensystem bildet, dann kann offensichtlich für die gravitative Feldstruktur ein Energieprinzip definiert werden, wobei Wirkungen und Energien quantisiert sein müssen und M_0 atomistisch aus den mittleren Nuklidmassen m aufgebaut erscheint. Zunächst kann ein Ausdruck für die Leistungsdichte gravitativer Feldenergie gewonnen werden, wenn rot $\bar{\mu}$ skalar mit

$\bar{g}$, aber $\text{rot } \bar{g}$ skalar mit $\bar{\mu}$ multipliziert und beide Produkte voneinander subtrahiert werden. Man erhält

$$\bar{g} \text{ rot } \bar{\mu} - \bar{\mu} \text{ rot } \bar{g} = \alpha \bar{g} \dot{\bar{g}} - \beta \bar{\mu} \dot{\bar{\mu}} + \sigma_0 \bar{v} \bar{g} - \bar{\mu} \bar{q}$$

und dies ist bereits die erwähnte Leistungsdichte. Da andererseits im R_3 Vektorprodukte als Determinanten darstellbar sind, gilt auch

$$\bar{g} \text{ rot } \bar{\mu} - \bar{\mu} \text{ rot } \bar{g} = - \text{div } \bar{g} \times \bar{\mu} = - \text{div } \bar{f} \times \bar{\mu}, \text{ also } \alpha \bar{g} \dot{\bar{g}} - \beta \bar{\mu} \dot{\bar{\mu}} + \sigma_0 \bar{g} \bar{v} - \bar{\mu} \bar{q} = - \text{div } \bar{f} \times \bar{\mu}.$$

Mit diesem Ausdruck der gravitativen Leistungsdichte kann nunmehr unter Berücksichtigung des Quantenprinzips und der atomistischen Natur der Materie ein Energiesatz entwickelt werden. Ist η_0 die Dichte der Ruheenergie von M_0 , h das Wirkungsquant und m die mittlere Nuklidmasse, welche atomistisch M_0 aufbaut, dann ergibt sich für die Beschreibung der gravitativen Feldfunktion φ aus diesen energetischen Darlegungen

$$c^2 \text{ div grad } \varphi + (\text{grad } \varphi)^2 + 4 c^2 \bar{Q} (\text{grad } \varphi + \bar{Q} \varphi) = \eta_0 /$$

wobei φ die unbekannte Ortsfunktion $M(r)$ der gravitativen Feldmassenverteilung im R_3 impliziert. Hier ist die Kürzung $\bar{Q}$ definiert durch

$$r (h^2 - \gamma^4 m^2 r) \bar{Q} = \bar{r}_0 (h^2 + \gamma^4 m^2 r)$$

mit $\bar{r} = \bar{r}_0 \cdot r$.

Man kann von dieser nichtlinearen Beziehung ausgehend eine Strukturtheorie des Gravitationsfeldes entwickeln, wobei jedoch eine Schwierigkeit in Bezug auf die Metrik auftritt, weil eine gravitative Feldmasse berücksichtigt wurde. Auch erscheinen in der uns vorliegenden Strukturtheorie von vornherein quantenhafte Unstetigkeiten, derart, daß sämtliche Funktionen zu zahlentheoretischen Funktionen ganzzahliger Indizes werden, was uns zu einer radikalen Quantisierung geometrischer Einheiten zwang. Es erscheinen hier sämtliche Flächen als ganzzahlige Vielfache einer Elementarfläche τ , die eine Naturkonstante ist und von uns zu

$$\tau \approx 6,15 \cdot 10^{-70} \quad [m^2]$$

bestimmt werden konnten. Dies sei unter Bezugnahme auf die Vorbemerkung nur am Rande erwähnt. Im Folgenden soll zunächst die nichtlineare phänomenologische Gravitationsfeldgleichung für φ im beobachtbaren makrokosmischen Bereich für den statischen ungestörten Fall diskutiert werden.

eines M_q durchzuführen, wobei jedoch berücksichtigt wurde, daß jeder räumlich verteilten Feldenergie Trägheitsmasse als Feldmasse äquivalent ist.

Ähnlich gehen auch Freund, Maheshwari und Schonberg vor [60] . Der Energie-Impulstensor ist um den Tensor erweitert, der die gravitative Feldmasse beschreibt. Die Theorie ist nicht mehr allgemein kovariant und läßt eine Quantisierung zu.

Das Newton'sche Gravitationspotential wird durch das Neumann-Yukawapotential ersetzt, und die Reichweite des attraktiven Gravitationsfeldes ist durch den Hubblerradius beschränkt. Die letzteren hypothetischen Annahmen hinsichtlich Hubblerradius und Yukawapotential werden in unserer Theorie nicht gemacht.

Für das gravitative Feldniveau γ ergibt sich, wenn r der räumliche Abstand vom Symmetriezentrum und

$$\lambda = h/2mc \text{ die halbe Wellenlänge } h/mc \text{ ist,}$$

eine Differentialgleichung, die jedoch nicht als Eigenwertproblem aufgefaßt werden kann.

Ihre Lösung $P_1 \exp (P_2 + P_3 \cdot z + P_4 \cdot q) = \text{const}$ enthält γ implizit in den $P_k (r, \lambda, \gamma)$, doch brauchen diese P_k für das folgende nicht diskutiert zu werden. Im halboffenen Intervall $0 \leq r < \infty$ haben sie jedenfalls keine Singularitäten. Die Funktionen z und q dagegen liefern weitere Aussagen; denn für sie gelten

$$z^2 = 1 - \frac{3}{8} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{v^2}{c^2}} \right)$$

und

$$q^2 = \frac{n \cdot h}{F v^3} \left(\sqrt{9n^2 + 63,25} - 3n + 8 \right) - \frac{v}{\omega}$$

In diesen beiden Ausdrücken ist v die Geschwindigkeit einer gravitativen Wirkung (z.B. eine M_q), F eine durch ein Feld bestimmte Fläche oder ein Teil davon (Niveaufläche), während $n > 0$ als Quantenzahl irgend eine positive ganze Zahl des reellen algebraischen Körpers

sein soll. Weiter ist k eine Naturkonstante, die sich zu $K \approx 5,2 \cdot 10^{-46} \text{ m}^5 \text{ sec}^{-3}$.

bestimmen läßt (es wird das internationale Maßsystem verwendet). Auch ω muß eine Naturkonstante sein, da es sich dabei um die zur Zeit noch völlig unbekannte Ausbreitungsgeschwindigkeit gravitativer Feldstörungen handelt.

Die in der heutigen Literatur häufig zitierte Aussage $\omega = c$ erscheint uns doch sehr spekulativ.

Da das Gesetz $P_1 \exp(P_2 z + P_3 z + P_4 q) = \text{const}$ immer reell bleiben muß, gelten die Bedingungen $z^2 \geq 0$

und $q^2 \geq 0$. Extremwerte liegen offensichtlich bei $z^2 = 0$ und $q^2 = 0$, denn $z^2 = 0$ bedeutet, daß

$$\frac{3}{8} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{v^2}{c^2}} \right)$$

ein nicht mehr überschreitbares Maximum wird, was auch für $v = v_{\text{max}}$ zur Folge hat.

$$\text{Aus } 1 - \frac{3}{8} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{v_{\text{max}}^2}{c^2}} \right) = 0 \quad \text{folgt} \quad v_{\text{max}} = \frac{4}{3} c$$

Da nach dem elektromagnetischen Relativitätsprinzip für die Geschwindigkeiten v aller M_q das Intervall $0 \leq v \leq c$ gilt, aber $v_{\text{max}} > c$ ist, kann nur $v_{\text{max}} = \omega$ sein, oder, für die unbekannte Ausbreitungsgeschwindigkeit gravitativer Feldstörungen gilt $\omega = \frac{4}{3} c$, wenn c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum ist.

Die andere Extrembeziehung $q^2 = 0$ legt für v den Extremwert ω nahe, und dies hat

$$\frac{n \cdot K}{F \cdot \omega^3} (\sqrt{9 \cdot n^2 + 63,25} - 3n + 8) - 1 = 0$$

oder allgemein für irgendwelche Niveauflächen

$$F = \frac{n \cdot K}{\omega^3} (\sqrt{9 \cdot n^2 + 63,25} - 3n + 8)$$

zur Folge. Der Flächeninhalt erscheint somit als zahlentheoretische Funktion eines ganzzahligen Index $n > 0$. Für die Fläche des kleinstmöglichen Inhalts $\tau = F_{\text{min}}$ wäre demnach der kleinstmögliche Wert für n , nämlich $n = 1$ zu setzen.

Mit $K \approx 5,2 \cdot 10^{-46} \text{ m}^5 \text{ sec}^{-3}$ und $\omega = \frac{4}{3}c \approx 4 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{sec}^{-1}$ wäre dann

$$(\text{weil } \sqrt{72,25} = 8,5 \text{ ist})$$

$$\tau \approx 5,2 \cdot \frac{13,5}{64} \cdot 10^{-70} \approx 10^{-70} \text{ m}^2$$

Dieses etwas eigenartige Ergebnis sagt offensichtlich aus, daß irgendeine Raumfläche, die durch ein Kraftfeld bestimmt wird, nicht als mathematisches Punktkontinuum aufgefaßt werden darf, sondern aus einer endlichen Zahl von Elementarflächen vom jeweiligen Flächeninhalt τ zusammengesetzt wird, deren Flächeninhalt ungefähr 10^{-70} m^2 beträgt.

Die Bildung des Feldvektors von φ zeigt schließlich noch, daß dieser Vektor aus zwei zueinander orthogonalen Vektoren besteht, von denen der eine als Newton'scher Beschleunigungsvektor interpretierbar ist, während der andere im Betrag wesentlich kleinere Vektor (von uns als Mesofeld bezeichnet) empirisch direkt nicht meßbar ist, aber als eine Art Koppelungsgröße der Gravitation (quantisiert) an die M_q aufgefaßt werden muß.

Die weitere Analyse ging von den Ergebnissen $\omega = \frac{4}{3}c$ sowie $\tau > 0$ und der Existenz dieses koppelnden Zwischenfeldes aus. Unter Voraussetzung hinreichend schwacher Gravitationsfelder $\varphi \ll c^2$ kann zunächst die Ausbreitung gravitativer Feldstörungen mit ω untersucht werden. Hierbei zeigte sich, daß die Matrix des elektromagnetischen Relativitätsprinzips (also die Lorentzgruppe der speziellen Relativitätstheorie) eine Korrektur erfahren muß. Die Elemente dieser vierreihigen quadratischen Matrix sind nämlich mit Korrekturfaktoren der Form $\gamma = (1 + \frac{\varphi}{\omega^2})^{-\frac{1}{2}}$ teilweise zu versehen. Auf diese Weise wird aus der Lorentzmatrix positiv orientierter parallel mit $v = \beta c$ bewegter Koordinatensysteme:

$$\begin{pmatrix} (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}} & 0 & 0 & -i\beta(1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}} \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ i\beta(1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}} & 0 & 0 & (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}} \end{pmatrix}$$

das durch } korrigierte Schema

$$\begin{pmatrix} \gamma(1-\beta^2)^{-\frac{1}{2}} & 0 & 0 & -i\beta\gamma(1-\beta^2)^{-\frac{1}{2}} \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ i\beta\gamma(1-\beta^2)^{-\frac{1}{2}} & 0 & 0 & \gamma(1-\beta^2)^{-\frac{1}{2}} \end{pmatrix}$$

Diese gravitative Korrektur kann jedoch bei Messungen an relativistisch bewegten Objekten nicht festgestellt werden, weil in dem Korrekturfaktor γ das gravitative Beschleunigungsniveau des bewegten Objektes ist. Selbst im Fall kosmischer Massen bleibt im allgemeinen $\gamma \ll \omega^2$, so daß die Korrekturfaktoren empirisch unter der Meßbarkeitsgrenze bleiben; aber auch dann, wenn dies nicht gegeben ist, hat der Korrekturfaktor trotz $\omega > c$ keinen Einfluß auf das relativistische Geschwindigkeitsintervall $0 \leq v < c$ ponderabler Objekte.

Aufgrund der hier kurz skizzierten Basis schien uns die Möglichkeit gegeben zu sein, den Begriff der gravitativen Wechselwirkung zu erweitern, und die allgemeine Gravitation durch eine nichthermitesche raumzeitliche Struktur über einem R_4 mit $x_4 = i c t$ zu beschreiben, wobei das Gravitationsfeld als gemischtvariantes Tensorfeld $\gamma_{\kappa\lambda}^i$ erscheint. Liegt ein nichthermitescher Fundamentaltensor zugrunde, dann kompensieren sich zwar durch den Summationsprozeß in einer Metrik die antihermiteschen Tensorkomponenten, doch können immerhin mit $g_{ik} \neq g_{ki}$ Parallelverschiebungen definiert werden, die in ihren kovarianten Komponenten spaltbar sind. Mit derartigen Feldgrößen können dann in der bekannten Weise die tensoranalytischen Differentialoperatoren $\nabla_{(p)}$ oder $\nabla_{(pq)}$ in einem metrischen Strukturfeld definiert werden, wenn die Indizierungen p , beziehungsweise q jeweils für die Ziffern 1 und 2 stehen.

Sind nun b und $\underline{b}$ zwei Massensysteme, welche über die gravitativen Feldstrukturen ψ und $\underline{\psi}$ in einem physikalischen Zusammenhang stehen, dann kann diese Wechselwirkung

mit einem Strukturoperator Ω durch das nichtlineare System

$$\Gamma_{(p)} \Gamma_{(pq)} \Omega (\psi + \underline{\psi}) = 0$$

$$\Gamma_{(2)} \Gamma_{(pq)} \Omega (\psi + \underline{\psi}) = 0$$

$$\Gamma_{(p)} \Gamma_{(pq)} \Omega (\psi + \underline{\psi}) = 0$$

$$\Gamma_{(2)} \Gamma_{(pq)} \Omega (\psi + \underline{\psi}) = 0$$

beschrieben werden. Dieses System konnte noch nicht gelöst werden und soll aus diesem Grunde hier nicht weiter diskutiert werden. Liegt dagegen ein ungestörtes Feld ψ vor, welches nicht mit irgendeinem System b in Wechselwirkung tritt, dann wird $\underline{\psi} = 0$. Dies bedeutet aber, daß das tensorielle System aus Operatorgleichungen durch eine einzige tensorielle Operatorbeziehung gegeben ist, nämlich

$$C \psi = \lambda \times \psi \quad \text{mit dem Funktionaloperator}$$

$$C = C \left(\frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_k}, \frac{\partial}{\partial x_m}, \psi, g_{ik}, \frac{\partial g_{ik}}{\partial x_m}, \frac{\partial^2 g_{ik}}{\partial x_m \partial x_i} \right)$$

der als metrischer Zustandsoperator interpretierbar ist. Bildung des Matrizenpektrums liefert

$sp C \cdot \psi = \lambda \psi$, worin die λ als Eigenwerte in einem diskreten Punktspektrum liegen und eine Quantisierung des Gravitationsfeldes andeuten. Ist $A = \text{const}$ ein konstanter Tensor und φ das skalare ^{Gravitationspotential} (Beschleunigungsniveau des Gravitationsfeldes), dann wird $\psi = A \varphi$ möglich.

Setzt man weiter für diesen Fall $sp C = K$, dann deutet $K \varphi = \lambda \varphi$ trotz des stark approximativen Charakters dieser Beziehung eine Revision des Newton'schen Gravitationsgesetzes an. Hierbei muß allerdings gefordert werden, daß unter gegebenen Approximationsbedingungen $\varphi \rightarrow \varphi_n$ in das Newton'sche Beschleunigungsniveau ^{potentiell} $r \cdot \varphi_n = \gamma M_0$ übergeht, wenn r der Abstand vom Gravitationszentrum, M_0 die Masse der Feldquelle und γ die Gravitationskonstante ist.

4. Revision des Gravitationsgesetzes und Gravitations- grenzen.

Wird in der Beziehung $K \varphi = \lambda \varphi$ angenommen, daß φ hinsichtlich der Zeit konstant ist und kugelsymmetrisch in einem euklidischen R_3 verläuft, so dass

$$\varphi(x_1, x_2, x_3) = \varphi(r) \quad \text{ist, und wird da-}$$

rüberhinaus nach dem Korrespondenzprinzip ein makromarer kontinuierlicher Feldverlauf untersucht, dann kann stets $\lambda \varphi = a \sigma$ der Massendichte σ der Feldquelle proportio-

$$\lambda \varphi = a \sigma$$

nal gesetzt werden, während sich für K wegen $g_{lm} = \delta_{lm}$ des R_3 die Darstellung

$$K = \operatorname{div} \operatorname{grad}(\varphi) + (\operatorname{grad} \varphi)^2 + 4c^2(\bar{Q} \operatorname{grad}(\varphi) + \bar{Q}^2 \varphi)$$

aufgrund der vorausgesetzten zeitlichen Konstanz ergibt. Man hat also

$$\operatorname{div} \operatorname{grad} \varphi + (\operatorname{grad} \varphi)^2 + 4c^2(\bar{Q} \operatorname{grad} \varphi + \bar{Q}^2 \varphi) = a \sigma,$$

worin $\bar{Q}$ durch die mittlere Masse m derjenigen Nuklide bestimmt wird, welche die makromare Feldquelle M_0 aufbauen. Mit dem Einheitsvektor $\bar{r}_0$ in Richtung r und dem Wirkungsquant h gilt für $\bar{Q}$ die Beziehung

$$r(h^2 - \gamma m^3 r) \bar{Q} = \bar{r}_0(h^2 + \gamma m^3 r)$$

Unter Voraussetzung der Kugelsymmetrie wird dann

$$\operatorname{div} \operatorname{grad} \varphi + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial r}\right)^2 + 4c^2 \bar{Q} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial r} + \bar{Q} \varphi\right) = a \sigma$$

Für $\operatorname{div} \operatorname{grad} \varphi$ kann in der bekannten Weise $\operatorname{div} \operatorname{grad} \varphi \approx a \sigma$

gesetzt werden, wobei es sich jedoch um eine weitere Approximation handelt; denn exakt gilt diese Beziehung nur für $\varphi = \varphi_n$. Mit dieser weiteren Näherung ergibt sich also die elementar integrierbare nichtlineare Differentialgleichung

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial r}\right)^2 + 4c^2 \bar{Q} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial r} + \bar{Q} \varphi\right) = 0 \quad \text{welche wegen } \varphi(r)$$

in die totale Form

$$\left(\frac{d\varphi}{dr}\right)^2 + 4c^2 \bar{Q} \left(\frac{d\varphi}{dr} + \bar{Q} \varphi\right) = 0 \quad \text{mit}$$

4. Revision des Gravitationsgesetzes im makromakromaren ungestörten statischen Fall.

Liegt der statische Fall eines Gravitationsfeldes vor, dann gilt $\dot{\vec{r}} = \vec{0}$ sowie $\dot{\vec{p}} = \vec{0}$ und $\vec{v} = \vec{0}$, was $\text{rot } \vec{p} = \vec{0}$ und $\text{rot } \vec{r} = \vec{0}$, also $\vec{r} = \text{grad } \varphi$ zur Folge hat. In der phänomenologischen nichtlinearen Feldgleichung $c^2 \text{div grad } \varphi + (\text{grad } \varphi)^2 + 4 c^2 \bar{Q} (\text{grad } \varphi + \bar{Q} \varphi) = \eta_0 / \alpha$ bedeutet aber $\text{grad } \varphi = \vec{r}$, daß $c^2 \text{div grad } \varphi = c^2 \text{div } \vec{r} = c^2 \sigma / \alpha$ gilt, während für η_0 nach dem Energiematerieäquivalent $\eta_0 = \sigma_0 \cdot c^2$, also $(\text{grad } \varphi)^2 + 4 c^2 \bar{Q} (\text{grad } \varphi + \bar{Q} \varphi) = c^2 / \alpha (\sigma_0 - \sigma)$ gesetzt werden darf. Im makromakromaren Bereich der für diesen Absatz vorausgesetzt wurde, muß die Dichte der gravitativen Feldmasse außerordentlich gering werden. Da sich σ aber auf M_0 zuzüglich σ im betreffenden Volumen verteilten gravitativen Feldmasse bezieht, kann im makromakromaren Bereich σ praktisch nicht mehr in relevanter Weise von σ_0 abweichen, so daß in äußerst guter Näherung in diesem Bereich $\sigma_0 - \sigma = 0$ und damit $(\text{grad } \varphi)^2 + 4 c^2 \bar{Q} (\text{grad } \varphi + \bar{Q} \varphi) = 0$ gesetzt werden darf. Schließlich wurde noch vorausgesetzt, daß das Gravitationsfeld ungestört, also kugelsymmetrisch sei, so daß $\varphi(x_1, x_2, x_3) = \varphi(r)$ und $\text{grad} = \vec{r}_0 \cdot d/dr$ nur durch den Abstand r vom Gravitationszentrum bestimmt wird. Auf diese Weise entsteht also die elementar integrierbare Form $(dy/dr)^2 + 4 c^2 Q (dy/dr + Q \varphi) = 0$, in welcher für die Kürzung $(r(h^2 - \gamma^2 m^2 r) Q = h^2 + \gamma^2 m^2 r)$ zu setzen ist.

X

~~$r (h^2 - \gamma m^3 r) \varphi = h^2 + \gamma m^3 r$ gebracht werden kann.~~

Mit der Transformation $\varphi = c^2 [1 - (1 - q')^2]$

kann elementar integriert werden, was die Lösung

$$r q' e^{-q'} = B (h^2 - \gamma m^3)^2$$

mit der Integrationskonstanten B liefert.

Da auf jeden Fall Singularitäten im Sinne von Unendlichkeitsstellen vermieden werden müssen, kommt von q' nur der negative Zweig

$$q = 1 - \sqrt{1 - \frac{\varphi}{c^2}}$$

in der Lösung

zur Anwendung. In dieser Lösung

$$r q e^{-q} = B (h^2 - \gamma m^3)^2$$

muß φ im Bereich interstellarer Entfernungen und im Fall hinreichend schwacher Feldstärken in sehr guter Näherung in das Newton'sche Gesetz $\varphi \rightarrow \varphi_n$ übergeben. In diesem Fall (interstellarer Entfernungen und schwacher Gravitationsfeldstärken) muß dann aber auch $(\varphi_n / c^2)^\mu \approx 0$ für alle Potenzen $\mu \geq 2$ erfüllt sein, während für diese astronomischen Entfernungen auch für den Fall der schwersten Elemente des periodischen Systems $\gamma m^3 \ll h^2$ bleibt, so daß nach Reihenentwicklung der Lösung die Newton'sche Näherung

$$r \varphi_n = 2 B c^2 h^4$$

liefert, was mit dem Newton'schen Gravitationsgesetz

$$r \varphi_n = \gamma M_0$$

~~liefert und mit dem Newton'schen Gravitationsgesetz~~

verglichen, die Bestimmung der Integrationskonstanten zu

$$2 B c^2 h^4 = \gamma M_0$$

ermöglicht. B ist also eine reelle positive Zahl, welche in der Lösung mit einer ebenfalls reellen Zahl (nämlich einem Quadrat) multipliziert erscheint, so daß auch $r q e^{-q}$ oder q reell bleiben muß, was $0 \leq \varphi \leq c^2$ bedingt. Die Lösung zeigt, daß von einem Anfangswert $\varphi > 0$ die Funktion $\varphi(r)$ abfällt, jedoch nicht in der asymptotischen Form $\varphi \rightarrow 0$ für $r \rightarrow \infty$, weil es einen Wert $r = \rho < \infty$ geben

muß, für welchen $h^2 - r \gamma m^3 = 0$, also auch $q(\rho) = 0$ werden muß, was aber nur durch $\varphi(\rho) = 0$ möglich werden kann.

$\varphi(r) > 0$ fällt also ab, bis bei $r = \rho < \infty$ der Wert $\varphi(\rho) = 0$ erreicht wird, während für $r > \rho$ wiederum $\varphi > 0$ ansteigt, weil in

$$r q e^{-q} \sim (h^2 - r \gamma m^3)^2$$

das Vorzeichen nicht geändert wird, wenn

$$h^2 - r \gamma m^3 < 0$$

wird. Für diese kritische Distanz ρ folgt aus dem Verschwinden dieser Differenz $\rho \gamma m^3 = h^2$. Wird diese mit B in die Lösung eingesetzt, dann ergibt sich

$$r q e^{-q} = \frac{\gamma M_0}{2 c^2} \left(1 - \frac{r^2}{\rho^2}\right)^2$$

$$q = 1 - \sqrt{1 - \frac{r^2}{\rho^2}}, \quad 0 \leq r \leq \rho \quad (1)$$

$$\rho \gamma m^3 = h^2$$

Zur Interpretation der Distanz ρ wird diese Beziehung nach r differenziert und berücksichtigt, daß der Betrag des Feldvektors, als der Fallbeschleunigung im kugelsymmetrischen Fall durch $g = \frac{d\varphi}{dr}$ gegeben ist. Die Differentiation liefert

$$g(r) = - e^q \frac{\gamma M_0}{r^2} \left(1 - \frac{r^2}{\rho^2}\right) \quad (2)$$

Aus dieser Beziehung folgt aber unmittelbar die Interpretation von ρ , denn da e^q immer nur zwischen den Werten 1 und e liegen kann, bleibt für $r < \rho$ stets $g < 0$ eine attraktive Beschleunigung, welche abfällt und für $r = \rho$ mit $\varphi(\rho) = 0$ ebenfalls zu $g(\rho) = 0$ wird. Während aber $\varphi > 0$ für $r > \rho$ wieder ansteigt, wechselt g für $r > \rho$ das Vorzeichen zu $g > 0$ und wird somit jenseits ρ zu einer abstoßenden Beschleunigung, welche ^{sich} für $r \gg \rho$ einem konstanten Wert annähert. ρ kann demnach als Grenze des attraktiven Gravitationsfeldes aufgefaßt werden, jenseits derer die Gravitation nicht mehr als Attrak-

XII

tionsfeld wirksam ist. Es erschien uns interessant, daß M_0 als makromare Feldquelle nur die Steilheit des Verlaufes der Funktionen $\varphi(r)$ und $g(r)$ bestimmt, während ρ als ebenfalls makromare Größe allein von der mikromaren Zusammensetzung m dieser Feldquelle abhängt.

Ist A_t das mittlere Atomgewicht und m_n die Nukleonenmasse, dann kann

$$m \approx A_t m_n \quad \text{oder} \quad A_t^3 \cdot \rho \approx \frac{h^2}{\gamma m_n^3}$$

gesetzt werden, was nach Einführung der Naturkonstanten eine zur schnellen Abschätzung der Gravitationsgrenzen geeignete Beziehung

$$A_t^3 \rho \approx 1,41 \cdot 10^{24} m \approx 46 \text{ Mpc} \quad (3)$$

liefert.

Da aus spektroskopischen Beobachtungen die ungefähre chemische Zusammensetzung und somit auch das mittlere Atomgewicht A_t der Spiralnebel in grober Näherung bekannt ist, kann mit (3) der Betrag von ρ eines Spiralnebels abgeschätzt werden. Aufgrund solcher Abschätzungen müßte ρ eines Spiralnebels zwischen 10^7 und $8 \cdot 10^7$ Lichtjahren liegen. Wenn also die Spiralnebelabstände unter dieser Schranke liegen, dann müßten sie sich nach (2) im Sinne eines attraktiven Zusammenhanges beeinflussen und als Spiralnebelnest das Bild eines gravitierenden Systems bieten. Sind dagegen die Spiralnebel weiter voneinander entfernt, so daß $r > \rho$ gilt, dann kann nach (2) kein attraktiver Zusammenhang bestehen und die Materie müßte sich völlig chaotisch im Raum verteilen.

Wir sind geneigt, in diesem Sachverhalt den Grund dafür zu sehen, daß zwar Spiralnebelnester, aber keine übergeordneten Systeme beobachtbar sind. Vor längerer Zeit äußerte uns gegenüber W. Bade [61] die Auffassung, daß man hierin zwar keine quantitative, wohl aber eine qualitative Bestätigung der Beziehung (1) sehen kann.

5. Elektronen und das kosmologische Problem.

Nach der Entwicklung des im vorletzten Abschnitt kurz skizzierten Systems raumzeitlicher Differentialgleichungen zur Beschreibung der gravitativen Wechselwirkung lag die Frage nahe, in wie weit dieses System eindeutig erweitert werden kann, derart, daß sämtliche überhaupt möglichen Wechselwirkungen beschrieben werden können. In einer derartigen Beschreibungsweise müßten dann singuläre Bereiche erscheinen, welche quantenhafte Diskontinuitäten bilden und die Quellen aller Wechselwirkungen darstellen. Solche Zentren müssen aber die empirisch bekannten, sowie die zur Zeit noch unbekannten Elementarkorpuskeln implizieren. Bei den Bemühungen um eine derartige Erweiterung zeigte sich zunächst, daß die Raumzeit R_4 als Argumentbereich zu einem R_6 erweitert werden muß, von welchem der R_4 ein Unterraum ist, denn nur so können die notwendigen Symmetrieforderungen erfüllt werden. Auf diese Weise kann eine nichtlineare quantisierte Strukturtheorie entwickelt werden, welche einerseits hermitesch ist, aber andererseits in ihrer nichtquantisierten Näherung nach dem Korrespondenzprinzip keine phänomenologischen Glieder enthält. Auch erschien es uns notwendig, die im vorletzten Abschnitt skizzierte Aussage $\tau > 0$ zu berücksichtigen. Dies führte jedoch zu der Schwierigkeit, daß nunmehr die Limesrelationen des Integrals und des Differentialquotienten nicht mehr gelten, doch konnte ein passendes Kalkül für $\tau > 0$ entwickelt werden. Die explizite Herleitung dieses ganzen Weges muß der in der Vorbemerkung erwähnten Publikation vorbehalten bleiben, doch können an dieser Stelle einige exakte Ergebnisse dieser Theorie zur Diskussion gestellt werden.

Für hinreichend große Abstände r von der Feldquelle wird das Korrespondenzprinzip wirksam, so daß der Anschluß an die Feldfunktion der Beziehung (1) erfolgt. Im mikromaren Bereich ändert sich dagegen der Verlauf des quantisierten Gravitationsfeldes verhältnismäßig stark. Ist λ die Materiewellenlänge der elementaren ponderablen Feldquelle, dann wird der Verlauf des Gravitationsfeldes bei der Annäherung $r > \lambda$ aus $r \gg \lambda$ immer steiler, so daß in der Umgebung $r \gg \lambda$ auch das Gravitationsfeld nicht mehr als Feld schwacher Wechselwirkungen

betrachtet werden kann. Im Intervall $\lambda/2 \leq r < \lambda$ geht dieses nun nicht mehr als schwach zu bezeichnende Gravitationsfeld in ein ganzes Spektrum der verschiedensten starken und stärksten Wechselwirkungen über, welche sämtlich Nahwirkungscharakter tragen und steil exponentiell abfallen. Im Fall elektrisch neutraler Korpuskeln unter Ausklammerung der gravitativen Wechselwirkung besteht dieses Spektrum aus 29, aber im Fall elektrisch geladener Korpuskeln aus 71 Wechselwirkungsfeldern, welche sich in ihrer Stärke und Struktur unterscheiden. Ein solches Spektrum definiert schlechthin eine Elementarkorpuskel, welche nach dieser Auffassung als singulärer Bereich eines quantisierten Gravitationsfeldes erscheint.

Auf diese Weise kann man tatsächlich zu einem Massenspektrum möglicher Elementarkorpuskeln kommen, wobei die jeweilige Masse als zahlentheoretische Funktion ganzer Quantenzahlen auftritt. Allerdings ist dieses Massenspektrum noch nicht diskutabel; denn seine Terme liegen außerordentlich dicht.

Zwar passen auf diese Weise die Massen aller empirisch bekannten Elementarkorpuskeln ausnahmslos bis auf unmeßbar geringe Fehlerabweichungen in dieses Schema, doch müßten wegen der sehr hohen Dichte der Termfolge weitaus mehr Elementarkorpuskeln nachweisbar sein, wenn in diesem Punkt die Theorie bereits vollständig wäre.

Wenn als Ergebnis einer wie auch immer gearteten Elementarteilchentheorie eine derartige zahlentheoretische Funktion extrem dichter Termfolge für die möglichen Massenwerte vorliegt, dann gestattet dies nach unserer Auffassung nur die folgenden Interpretationen:

- a) Die Theorie gibt neben den real existenten Strukturen mit einer Lebensdauer $t > 0$ auch sämtliche, zwar logisch möglichen, aber in der Natur nicht verwirklichten Strukturen mit $t = 0$ wieder.
- b) Alle Terme eines derartigen Massenspektrums müssen als Anregungszustände mehr oder minder geringerer Lebensdauer einzelner Grundstrukturen mit $t \rightarrow \infty$ aufgefaßt werden.

Würden wir die Interpretation (a) zulassen, dann fehlt eine Auswahlregel der Massenquantenzahlen für $t > 0$. Leider ist uns zur Zeit keinerlei Möglichkeit gegeben einen derartigen Ansatz für eine solche Auswahlregel zu finden. Im Fall (b) der Interpretation wäre evtl. ebenfalls das Problem einer Auswahlregel relevant, doch bietet sich diese Interpretation in sofern an, als es empirisch tatsächlich mindestens drei Strukturen mit $t \rightarrow \infty$ gibt, nämlich Neutrino, Elektron und Proton.

Akzeptiert man diese Interpretation (b), dann tritt allerdings die ebenfalls noch nicht beantwortete Frage nach der inneren Natur der mehr oder weniger kurzlebigen Anregungszustände auf, was zunächst mindestens eine Beschreibung der Grundstrukturen "Elektron" und "Proton" erforderlich macht. Unabhängig von den noch nicht beantworteten Fragen hinsichtlich einer Auswahlregel der Terme oder hinsichtlich der Natur der Anregungszustände und unabhängig von der Entscheidung für die Interpretation (a) oder (b) wurde es trotzdem möglich, Aussagen über die Existenz einer elektrischen Elementarladung $\varepsilon_{\pm}$ sowie über die untere Schranke des Massenspektrums zu gewinnen, welche imstande ist $\varepsilon_{\pm}$ zu tragen.

Zur Anwendung gebracht wurden zwei Extremalprinzipien für Ladung und Masse. In Bezug auf die Ladung zeigte sich dabei, daß auf jeden Fall eine elektrische Elementarladung $\varepsilon_{\pm} \neq 0$ existiert. Mit $2 \pi \hbar = h$ und dem elektromagnetischen Wellenwiderstand R des leeren Raumes ergab sich für $\varepsilon_{\pm}$ ein Wert $\pi^2 \varepsilon_{\pm} = \pm 3 \sqrt{\hbar/R}$, der um + 0,125% über der empirischen Elektronenladung $e_{\pm}$ liegt. Da sich für die untere Schranke des Massenspektrums, welche noch $\varepsilon_{\pm}$ tragen kann, die Aussage

$$c \eta m_e s_0 = 4 \sqrt[4]{\pi \cdot \eta} \cdot \sqrt[3]{3 \pi s_0 \gamma \hbar} \sqrt{\frac{c \hbar}{3 \gamma}}$$

mit der Kürzung $\eta \cdot \sqrt[4]{4 + \pi^4} = \pi$ und der Einheitsstrecke $s_0 = 1$ m als Eichfaktor ergab, kann $\varepsilon_{\pm}$ mit m_e nur als Elektron aufgefaßt werden; denn m_e deckt sich praktisch mit der empirisch gemessenen Elektronenmasse. Offenbar sind also Elektronen tatsächlich als elementare elektrische Ladungsquanten

XVI

anzusprechen. Die Abweichung $|\varepsilon_{\pm}| > |e_{\pm}|$ geht auf die Tatsache zurück, daß ein Elektron keine Punktladung, sondern ein räumliches quantisiertes Feld einer Struktur ist, welche als Ladungsfeld eines Elektrons erscheint. Auf diese Weise bleibt ein Ladungsanteil $\varepsilon_{\pm} - e_{\pm} \neq 0$ latent. Dieser Sachverhalt kann auch formal in $\varepsilon_{\pm}$ berücksichtigt werden, was zur Darstellung der Elektronenladung im ungestörten wechselwirkungsfreien Fall

$$4 e'_{\pm} = \varepsilon_{\pm} (3 + \sqrt{\eta})$$

oder

$$4 \pi^2 e'_{\pm} = \pm 3 (3 + \sqrt{\eta}) \sqrt{\hbar/R}$$

führt. Diese Beziehung beschreibt den Strukturzustand "Elektron" im wechselwirkungsfreien Fall. Dieser Strukturzustand ändert sich dagegen, wenn das Elektron beispielsweise den s - Term auf der K - Schale eines H - Atoms besetzt und beim Quantensprung aus einem Anregungszustand unter H - Linienemission in den Grundzustand zurückgeht. Wegen dieser Andersartigkeit des Strukturzustandes im s - Niveau hat die Proportionalität $e_{\pm}^2 \sim \alpha c \hbar$ zwischen $e_{\pm}^2$ und der Feinstrukturkonstanten α nur den Wert einer Näherung hinsichtlich $e'_{\pm}$, so daß nach unserer Auffassung nicht mit der Proportionalität substituiert werden darf um α zu errechnen. Es muß vielmehr die Änderung des Strukturzustandes durch die Koppelung in den s - Term berücksichtigt werden, was tatsächlich zu einer Darstellung der empirisch meßbaren Elektronenladung $e_{\pm} \neq e'_{\pm}$, nämlich

$$4 \pi^2 e_{\pm} = \pm 3 \sqrt{2(5\eta + 2\sqrt{\eta} + 1) \hbar / R}$$

mit der bereits erwähnten Kürzung η führt. Erst mit dieser Beziehung kann in $e_{\pm}^2 \sim \alpha c \hbar$ substituiert werden, was dann eine Darstellung der Feinstrukturkonstanten durch reine Zahlen, nämlich

$$(2 \pi)^5 \alpha = 9 (5\eta + 2\sqrt{\eta} + 1)$$

liefert. Die theoretische Beschreibung des Elektrons als elektrische Elementarladung wird zusammengefaßt in

$$e_{\pm} = \pm \frac{3}{4\pi^2} \sqrt{2(5\eta + 2\sqrt{\eta} + 1) \hbar / R}$$

(4)

$$m_e = \frac{4}{c \eta s_0} \sqrt[4]{\pi \eta} \sqrt[3]{3\pi s_0 \gamma \hbar} \sqrt{\frac{c \hbar}{3\gamma}}$$

$$\alpha = \frac{9}{(2\pi)^5} (5\eta + 2\sqrt{\eta} + 1)$$

$$\eta = \sqrt[4]{\frac{\pi^4}{4 + \pi^4}}$$

Und diese Aussagen sind sämtlich überprüfbar.

Wir setzten γ , $\hbar$ und c in Gleichung (4) ein und errechneten $e_{\pm}$ sowie α und m_e mit einem IBM-Rechner.

Hierbei zeigte sich, wie leicht nachgeprüft werden kann, daß die Fehlerabweichungen derart gering sind, daß die Aussage (4) hinsichtlich des Elektrons als exakt bezeichnet werden darf. Auch erweist sich α als kosmologische Konstante, was ebenfalls durch die Vermessung extragalaktischer Spiralnebelspektren von sehr weit entfernten Objekten bestätigt wird. Die theoretischen Werte lauten:

$$e_{\pm} = 1,60210327 \cdot 10^{-19} \text{ A sec}$$

$$m_e = 0,91076 \cdot 10^{-30} \text{ Kg}$$

$$\alpha = 1/137,03803$$

In der Literatur wird häufig die sogenannte Planck'sche Länge L verwendet, welche durch $L = \sqrt{\gamma \hbar / c^3}$ definiert ist. Nach unserer Auffassung handelt es sich hierbei lediglich um eine Naturkonstante mit Längendimensionierung, die aber kein Kriterium des leeren Raumes zu sein braucht. Aufgrund der Herleitung beschreibt L eine gedachte Elementarkorpuskel, deren Massendichte so hoch ist, daß an ihrer ebenfalls gedachten Oberfläche die zirkuläre Geschwindigkeit einer nach dem Newton'schen (!) Gravitationsgesetz gravitierenden Probemasse mit der Lichtgeschwindigkeit identisch wird. Wir können hierin zwar keine Möglichkeit zur Raumquantisierung erkennen, doch kann man L zur Kürzung als längendimensionierte Naturkonstante verwenden. Mit L folgt dann für m_e die einfache Darstellung

$$m_e \sqrt[3]{s_0^2} \sim \frac{\hbar}{c^2 L}$$

worin der Proportionalitätsfaktor eine reine Zahl ist. In diesem Zusammenhang konnte von Ludwiger [62] zeigen, daß das Verhältnis V der gravitativen zur elektrostatischen

Attraktion eines Elektronenpaares, also

$$V = 4\pi\epsilon_0 \gamma \left(\frac{mc}{e_{\pm}} \right)^2$$

(hierin ist ϵ_0 die Influenzkonstante) allein durch L ausdrückbar ist. Einsetzen von m_e und $e_{\pm}$ aus (4) in V liefert dann wegen

$$c \epsilon_0 R = 1$$

für

$$V \sim \frac{L}{s_0} \cdot \sqrt[3]{\frac{L}{s_0}},$$

wobei der Proportionalitätsfaktor wiederum eine reine Zahl ist.

Weiterhin zeigt v. Ludwiger [63], daß wegen der Existenz von $\tau > 0$ angenommen werden muß, daß der Querschnitt einer "elektrischen Feldlinie" mindestens den Wert τ haben muß. Wird nun angenommen, daß die Elektronenwellen $\lambda = h/m_e c$ der Durchmesser eines kugelförmigen Elektrons ist, dann folgt für die Oberfläche $F = \pi \lambda^2$, von welcher elektrische Feldlinien vom Mindestquerschnitt τ ausgehen. Die Höchstzahl N dieser Feldlinien einer Elementarladung wäre dann

$$N = \frac{F}{\tau} = \frac{\pi h^2}{\tau c^2 m_e^2}$$

oder mit der Beziehung (4) und einer reinen Zahl als Proportionalitätsfaktor schließlich

$$N \sim s_0 L / \tau \sqrt[3]{\frac{s_0}{L}}$$

Es wird deutlich, daß N zwar sehr hoch liegt, aber wegen $\tau > 0$ doch $N < \infty$ bleibt, so daß hierin der Grund für die Endlichkeit der Zahl elektrischer Feldlinien zu sehen ist. Schließlich liefert noch das Produkt aus N und V die weitere Proportionalität $N \tau V \sim L^2$.

Mit der Beziehung (4) könnte nach unserer Auffassung auch das kosmologische Problem neu gestellt werden. Es kommt dabei im wesentlichen darauf an, einen Weg zu finden, zwischen zwei konträren Auffassungen des Universums zu entscheiden. Im ersten Fall wird der Radius D des R_3 als zeitlich variabel und im zweiten Fall als konstant angenommen. Die Vorstellung eines dynamischen (expandierenden) Universums fordert $\dot{D} \neq 0$ und diejenige des statischen Universums $\dot{D} = 0$ läge $\dot{D} \neq 0$ vor, dann müßte $H = \dot{D}/D$ einen Beitrag zur beobachteten Linien-

verschiebung extragalaktischer Spiralnebelspektren liefern. Nach einer Hypothese von Dirac [20] und Jordan [19] müßte γ vom Weltalter abhängen, derart, daß $H \sim \dot{\gamma}/\gamma$ gilt, so daß $\dot{\gamma} \neq 0$ unmittelbar $\dot{D} \neq 0$ zur Folge hat. Wenn es also gelingt, γ so exakt zu messen, daß $\dot{\gamma} \neq 0$ nachweisbar ist, dann wäre damit zwischen den beiden Gruppen konträrer Kosmologien entschieden. Alle direkten gravimetrischen Verfahren zur γ -Bestimmung (einschließlich des Laser-Reflektors/auf dem irdischen Mond) enthalten wegen des außerordentlich geringen Wertes $\dot{\gamma}$ derart viele unbekannte Störparameter, daß uns diese direkte Gravimetrie überaus problematisch erscheint.

Nimmt man im allgemeinen Fall an, daß über die Hypothese von Dirac und Jordan hinaus neben γ auch ϵ_0 , c und h vom Weltalter abhängen, dann wäre denkbar, daß in

$$V = 4\pi\epsilon_0 \frac{\dot{\gamma}}{\gamma^2}$$

auch das Verhältnis κ der Elementarladung zur Elektronenmasse, also $m_e \kappa = |e\hbar|$ vom Weltalter abhängig ist.

Da mit der Induktionskonstante μ_0 (die im allgemeinen Fall auch als Funktion des Weltalters angesprochen werden kann) immer $c\sqrt{\epsilon_0\mu_0} = 1$ gilt, folgt aus einer Zeitdifferentiation von $\epsilon_0 \frac{\dot{\gamma}}{\gamma^2} \sim L \frac{3}{\sqrt{L}}$ die Beziehung

$$\frac{\ddot{\gamma}}{\gamma} = 6 \frac{\dot{\kappa}}{\kappa} + 3 \frac{\dot{\mu}_0}{\mu_0} + 2 \frac{\dot{h}}{h}$$

Demnach kann also allgemein

$$H = \frac{\dot{D}}{D} \sim \frac{\dot{\gamma}}{\gamma} = 6 \frac{\dot{\kappa}}{\kappa} + 3 \frac{\dot{\mu}_0}{\mu_0} + 2 \frac{\dot{h}}{h}, \quad (5)$$

$$m_e \kappa = |e\hbar|$$

gesetzt werden. Im speziellen Fall wären μ_0 und h kosmologische Konstanten, so daß $\dot{\gamma} \neq 0$ mit $\dot{D} \neq 0$ zwangsläufig $\dot{\kappa} \neq 0$ zur Folge hätte. Labortechnisch käme es also zunächst darauf an, κ spektroskopisch so genau als möglich zu messen und zu untersuchen, ob eine geringfügige Zeitänderung festzustellen ist. Dieses indirekte Verfahren scheint uns weniger problematisch als die direkte Gravimetrie, weil hier alle

XX

unbekannten Parameter entfallen. Allerdings besteht die Möglichkeit, daß im Fall $\mu_0 \neq 0$ und $\dot{h} \neq 0$ eine Kompensation

$$3 \frac{\dot{\mu}_0}{\mu_0} + 2 \frac{\dot{h}}{h} = -6 \frac{\ddot{x}}{x}$$

eintritt, was $\dot{\gamma} = 0$ ergeben würde. Sind jedoch μ_0 und h kosmologische Konstanten, dann würde

$$\frac{\ddot{\gamma}}{\gamma} = 6 \frac{\ddot{x}}{x} \quad (5a)$$

nach unserer Auffassung eine brauchbare Methode zur Feststellung von $\dot{D} \neq 0$ oder $\dot{D} \approx 0$ bieten.

Es wäre zu bemerken, daß bei einem negativen Ausgang des durch (5a) angedeuteten Experimentes die Beziehung

$H \sim \frac{\dot{\gamma}}{\gamma} \neq 0$ trotzdem richtig bleiben muß, weil die zweifellos richtigen Aussagen der Beziehung (4) nicht mit der Vorstellung eines statischen Universums $\dot{D} = 0$, sondern nur unter der Voraussetzung $\dot{D} \neq 0$ gewonnen werden konnten.

Ein negativer Ausgang des Experimentes (5a) würde nach unserer Auffassung lediglich bedeuten, daß H nicht mit der empirischen Hubble-Konstante A identisch ist. Es wäre dann $H \ll A$ so daß $\frac{\dot{\gamma}}{\gamma}$ weit unter der spektroskopischen Meßbarkeitsgrenze von $\frac{\ddot{x}}{x}$ liegt.

Das in (5a) angedeutete Experiment sollte demzufolge nicht zwischen $\dot{D} \neq 0$ und $\dot{D} = 0$ entscheiden, sondern nur über das dynamische Universum $H = A$ oder den quasistatischen Fall

$H \ll A$, weil die Beziehung (4) mit ihren zweifellos richtigen Aussagen bereits $\dot{D} \neq 0$ entscheidet.

Im Fall $H = A$ wäre die Rotverschiebung extragalaktischer Spiralnebelspektren durch $\dot{D} > 0$ vollständig erklärt.

Im Fall $H \ll A$ dagegen würde H nur einen geringen Beitrag zur Rotverschiebung liefern (der dann allerdings auch eine Blauverschiebung sein könnte), so daß in diesem quasistatischen Fall die durch A bedingte Rotverschiebung anders erklärt werden muß.