

MAGNETFELD UND DREHIMPULSDICHTE

von

B. Heim

341 NORTHEIM, Schillerstraße 2

Vorbemerkung:

In der vorliegenden Schrift wird ein Zusammenhang makroskopischer phänomenologischer Größen behandelt, der sich als eine der Konsequenzen approximativ aus einer strukturellen einheitlichen Quantenfeldtheorie der Materie und Gravitation ergeben hat.

Die im Text häufig verwendeten in Klammern gesetzten Ziffern sind die Numerierungen von Bezugsgleichungen, die einem zur Publikation vorgesehenen Manuskript entnommen werden können, welches aufgrund eines mit dem Autor abgeschlossenen Beratervertrages der Firma MBB vorliegt. Herr Dipl.-Phys. I. von Ludwiger ist in die Materie eingearbeitet und kann Auskünfte erteilen.

Zunächst wird aus einer Differenzierung des Begriffes der elektromagnetischen Wechselwirkung der Zusammenhang zwischen Magnetfeld und Drehimpulsdichte hergeleitet. Da die Konsequenzen einer solchen Aussage allgemein von großer Tragweite sein dürften, erscheint eine empirische Überprüfung sinnvoll, zumal durch eine derartige Empirie gewisse Mehrdeutigkeiten eliminierbar werden, die gegenwärtig der Entwicklung einer phänomenologischen Gravitationsdynamik im Wege stehen.

1.) Elektromagnetische Proton-Elektronwechselwirkung

Die Interpretation (101b) zeigt, daß die beiden d- Terme der Multipletts x_2 und x_8 mit e^- und p identisch sind, deren ponderable Massen m_e und m_p abgeschätzt werden konnten, was $m_p \gg m_e$ und die zeitliche Stabilität dieser Terme aufzeigte. Der große Unterschied zwischen den ponderablen Massen bedingt nach dem Quantendualismus für die Wellenlängen $\lambda_p \ll \lambda_e$ dieser ponderablen M_q , so daß die attraktive elektromagnetische Wechselwirkung zwischen $e^-(e_-)$ und $p(e_+)$ auf p bezogen werden kann.

Die schwache elektromagnetische Korrespondenz (e^-p) muß also wegen des Quantenprinzips (c) hinsichtlich p im reellen R_3 zur Ausbildung einer K-Schale führen, derart, daß e^- den

stabilen Grundzustand eines s-Terms besetzt. Eine derartige Struktur höherer Ordnung ist aber mit dem H_1^1 -Atom identisch, dessen Valenzschale mit dieser K-Schale identisch ist, während das mit e^- besetzte s-Niveau zur Emission der H-Spektralserien (als b-Hermetrie) angeregt werden kann, wobei die Kopplungskonstante dieser schwachen elektromagnetischen Korrespondenz als Feinstrukturkonstante α dieser Spektralserien erscheint. Der theoretische Näherungswert aus (29a) erwies sich numerisch als fehlerhaft, was im Hinblick auf die Beziehungen (98) bis (101c) durchaus verständlich erscheint; denn die Internstrukturierung stratonischer Elemente konnte bei der Entwicklung von (29a) nicht berücksichtigt werden). Vielmehr wurde die phänomenologische Beziehung $e_-^2 \sim \alpha'$ mit dem theoretischen Wert (29) verwendet. Dies bedeutet aber, daß die Mißweisung $\alpha' \neq \alpha$ auf $e_-^2 \sim \alpha'$ zurückgehen muß, weil hier phänomenologisch unterstellt wurde, daß die Internstrukturierungen von e^- und p sich nicht ändern, wenn e^- als Folge der elektromagnetischen Korrespondenz in die K-Schale des p-Feldes als s-Term eingebunden wird. Diese Voraussetzung (ausgedrückt durch $e_-^2 \sim \alpha'$) kann aber gar nicht erfüllt sein, weil bereits durch den Quantendualismus und $\lambda_p \ll \lambda_e$ das Elektron als zirkuläre Elektronenwelle die gesamte Oberfläche der K-Schale bestimmt und auf p strukturell zurückwirkt. Zwar ändert sich die Protosimplexbesetzung der Konfigurationszonen von e^- und p durch diese Korrespondenz nicht, doch ändert sich offenbar die R_3 -Strukturierung dieser Protosimplexbesetzungen des jeweiligen Stratons, was offenbar die Linienemission der b-Terme beeinflusst und $\alpha' \neq \alpha$ bedingt.

Bei der Beschreibung dieser elektromagnetischen Korrespondenz ist zu berücksichtigen, daß e_- bezogen auf $\epsilon=+1$ gemäß (93) den Zustand e^- bedingt, während e^+ als Komponente von $\bar{x}_2$ aus (101b) durch $\epsilon=-1$ gekennzeichnet wird. Mithin könnte man annehmen, daß die e_- in e^- und e_+ in p bestimmenden Protosimplexkorrelationen sich zueinander wie $\epsilon=+1$ und $\epsilon=-1$ verhalten, während e^- und p durch die zeitlich stabilen invarianten Grundmuster $(+(127))(\pm(345))(-6)$ der d-Hermetrie charakterisiert werden. Wenn nun die $e_+(p)$ bedingende partielle Korrelation als Antistruktur $\epsilon=-1$ hinsichtlich $e_-(e^-)$ aufgefaßt wird, dann wäre e^- beschreibbar durch $(+(127))_e^+(\pm(34))_e^+$

aber $(\pm 5)_e^+(-6)_e^+$ als Partialstruktur e_- , während sich für p die Darstellung $(+(127))_p^+(\pm 34)_p^+$ mit der partiellen Ladungsfeldstruktur $(\pm 5)_e^+(-6)_e^+$ des Zustandes e_+ der Antielektronenladung ergeben würde. Die elektromagnetische Korrespondenz kann hier nur über die Struktur (± 3) zeitartig erfolgen; denn (± 5) ist über (-6) die Quellstruktur von (± 3) . Es kann also für diese Korrespondenz $[(+(127))_e(\pm 4)_e](\pm 5)_e^+(-6)_e^+(\pm 3)_e \rightarrow 2^+ - (\pm 3)_p$
 $(\pm 3)_p(-6)_e^-(\pm 5)_e^-[(\pm 4)_p^+ (+(127))_p^+]$ in der Richtung e^- nach p und
 $[(+(127))_e^+(\pm 4)_e^+] (\pm 5)_e^+(-6)_e^+(\pm 3)_e \rightarrow 2^- - (\pm 3)_p(-6)_e^-(\pm 5)_e^-[(\pm 4)_p^+ (+(127))_p^+]$
 $[(\pm 4)_p^+ (+(127))_p^+]$ für die reaktive Korrespondenz p nach e^- gesetzt werden. Da für die internen Flußkorrelationen $(-p)$ stets Eichinvarianzen gelten, bleiben im R_3 außerhalb des sphärischen Korrespondenzvolumens $\frac{4}{3}\pi r_H^3$ der elektromagnetischen Korrespondenz (e^-, p) eines H-Atoms die Strukturen $(\pm 5)(-6)(\pm 3)$ latent und daher irrelevant, so daß für die wechselseitige Korrespondenz $[(+(127))_e(\pm 4)_e] \rightarrow 2 - [(\pm 4)_p(+(127))_p]$ geschrieben werden kann, welche das H-Atom als dynamisch stabiles Korrespondenzgefüge beschreibt.

Es könnte nun versucht werden, diese Korrespondenz nach (98) aus den Potentialen interner Ladungsfeldkomponenten zu verstehen. Beschreibt δ eine Variation in der Größenordnung $\sqrt{\tau}$, dann könnten die Variationen von Potentialen bezogen auf die jeweils variierte Größe, also in der Form $(\delta V()):V()$ derart beschaffen sein, daß die Summe dieser Variationen von $V'(\varphi\varphi)$ und $V''(\varphi\varphi)$ so geartet ist (V' beziehe sich auf $k=1$, aber V'' auf $k=2$), daß sie identisch wird mit der Differenz der Variation von $V'(\delta)$ und $V''(\omega)$ zuzüglich der umgekehrten Differenz zwischen $V''(\delta)$ und $V'(\omega)$. Dies wäre also darstellbar durch $(\delta V'(\varphi\varphi)):V'(\varphi\varphi) + (\delta V''(\varphi\varphi)):V''(\varphi\varphi) = (\delta V'(\delta)):V'(\delta) - (\delta V''(\omega)):V''(\omega) + (\delta V''(\delta)):V''(\delta) - (\delta V'(\omega)):V'(\omega)$ oder $\delta \ln V'(\varphi\varphi) + \delta \ln V''(\varphi\varphi) = \delta \ln V'(\delta) - \delta \ln V''(\omega) + \delta \ln V''(\delta) - \delta \ln V'(\omega)$.

Diese Potentiale müssen dabei alle von V_{ee} , also $4\pi\epsilon_0 f(r)V_{ee} = \epsilon_+^2$ ausgehen (untere Integrationsgrenze), während die obere Grenze für $V(\varphi\varphi)$, $V(\delta)$ und $V(\omega)$ die $V_{\varphi\varphi}$, $V_{e\delta}$ und $V_{e\omega}$ für $k=1$ und (oder) $k=2$ sind. Dies liefert dann, wenn $\ln A = \text{const}$ die Integrationskonstante ist $\ln V'_{\varphi\varphi} V'_{\varphi\varphi} - 2 \ln V_{ee} + \ln A = \ln V'_{e\delta} - \ln V'_{e\omega} + \ln V'_{e\delta} - \ln V'_{e\omega}$. Einsetzen von $f(r)V_{ee} \sim e_{ee}$ und Substitution

beliebige
 Ladungsfeldkomponente
 $S, \omega, \delta \dots$

der internen Ladungsfeldkomponenten gemäß (98) liefert dann nach Potenzierung

$$\eta_{11}\eta_{12}A=4\left(\frac{1-\sqrt{\eta_{11}}}{1+\sqrt{\eta_{12}}}\right)\frac{1-\sqrt{\eta_{12}}}{1+\sqrt{\eta_{11}}} \quad \text{oder wenn} \quad \eta_{1k}A_k(1+\sqrt{\eta_{1k}})=1-\sqrt{\eta_{1k}} \quad \text{für} \\ k=1 \quad \text{oder} \quad k=2 \quad \text{gesetzt wird} \quad 4A_1A_2=A=\text{const.}$$

Wird das Korrespondenzsystem aus e^- und p , also das H-Atom als ein System höherer Ordnung als p oder e^- betrachtet, dann setzt sich der Energieinhalt dieses Systems aus einem potentiellen Anteil X und einem kinetischen Anteil E zusammen, derart, daß $X+E=\text{const}$ als Energieprinzip des Korrespondenzprozesses gilt, in welches die Ruhemassen von p und e^- jedoch nicht eingehen. Wegen dieses Erhaltungsprinzips gilt also $d(X+E)=0$ oder $dX=-dE$. Für die beiden Integrationsintervalle gelten dann $W \leq X \leq V$ und $0 \leq E \leq E_k$ worin W auf die symmetronischen strukturellen Wechselbeziehungen zwischen p und e^- zurückgeht, wodurch sich diese Komponenten in ihren strukturellen Konfigurationen wechselseitig beeinflussen. Die durch η_{11} oder η_{12} zum Ausdruck gebrachten Internstrukturierungen der mit $q=1$ geladenen d-Terme in der attraktiven elektromagnetischen Korrespondenz müssen jedoch der Beziehung $4A_1A_2=A=\text{const}$ genügen und mit $4\pi\epsilon_0 f(y)V=e_+e_-=-e_-^2$ verknüpft sein, so daß $W \sim A_1A_2V$ oder $W=VC(\eta_{11},\eta_{12})$ zu setzen ist. Damit liefert die Integration

$-E_k = \int_W^V dX = V - W = V(1-C)$, wo jedoch $4\pi\epsilon_0 f(y)V = -e_-^2$ ein externes Feld beschreibt, so daß $f(y)=y$ für die Distanz zwischen p und e^- geschrieben werden muß, während E_k die kinetische Energie des korpuskulär aufgefaßten e^- im s-Niveau des p -Feldes ist. Damit gilt also $e_-^2(1-C)=4\pi\epsilon_0 y E_k$, doch ist dieses Korrespondenzsystem tatsächlich eine Struktur des R_6 , welche im R_3 -Schnitt als räumliche Struktur des H-Atoms erscheint. Wenn also die metrische Struktur des R_6 pseudoeuklidisch approximiert wird (was im vorliegenden Fall zulässig ist), dann muß auch diese Approximation einer Invarianz gegen die Lorentzgruppe $\hat{C}=\text{const}$ mit $\hat{C}\hat{C}^x=\hat{E}$ genügen. Durch geeignete Koordinatenwahl im R_6 ist aber stets $\hat{C}=\hat{C}$ erreichbar. Da es sich beim H-Atom um einen Zustand dynamischer zeitlicher Stabilität handelt, bleiben die zugehörigen Koordinaten x_5 und x_6 wegen dieser Stabilität zeitlich konstant,

so daß $\dot{x}_5 = \dot{x}_6 = 0$ gilt, was aber $\hat{C}(R_6) \rightarrow \hat{B}(R_4) = \hat{A}_+ \hat{A}_-$ und $w=c$ für den Imaginärteil der Weltgeschwindigkeit Y zur Folge hat. Während in $\hat{A}_-$ in den Elementen als Nenner $\sqrt{1-(\frac{v}{c})^2}$ erscheint, tritt in $\hat{A}_+$ entsprechend $\sqrt{1+\frac{\varphi}{\omega^2}}$ auf, wobei φ nach (11) das gravitative Beschleunigungsniveau (Quadrat der zirkulären Geschwindigkeit im Gravitationsfeld) und $3\omega=4c$ nach (10) ist. Wegen der mikromakro- Werten von m_p und m_e ist im H-Atom stets $\varphi \ll \omega^2$ zu vernachlässigen, was mit $\hat{A}_+ \rightarrow \hat{E}$, also $\hat{B} \rightarrow \hat{A}_-$ äquivalent ist. Im vorliegenden Fall ist aber $v=v_H < c$ die nicht zu vernachlässigende Geschwindigkeit des korpuskular aufgefaßten e^- im Grundzustand auf der K-Schale des p-Feldes, so daß $v_H=c\alpha$ die gesuchte Kopplungskonstante bestimmt, für welche auf jeden Fall $\alpha > 0$ gefordert werden muß, weil auch v_H ein positiver Wert ist. Andererseits ist v_H ein Ausdruck des strukturellen Korrespondenzfeldes zwischen p und e^- im pseudoeuklidisch approximierten R_5 -Schnitt der R_6 -Struktur, wodurch bezogen auf p die Länge $s_H=2\pi r_H$ eines K-Schalenmeridians auf $s=2\pi y < s_H$ verkürzt erscheint, was aber nur auf die Invarianz gegen $\hat{A}_-$ zurückgehen kann, also seinen Ausdruck in $s=s_H\sqrt{1-\alpha^2}$ oder $y=r_H\sqrt{1-\alpha^2}$ mit $v_H=c\alpha > 0$ findet. Ganz entsprechend folgt aus dieser Invarianz mit dem Impuls mv_H und der invarianten Transversalmasse $m(v_H)$ des e^- die Beziehung $E_k=mv_Hc=amc^2$, was eingesetzt $e_-^2(1-C)=4\pi\epsilon_0 r_H \alpha \sqrt{1-\alpha^2} mc^2$ liefert. Hierin ist mc^2 das Energiequant $h\nu_H=ch/\lambda_H$ der zirkulären Elektronenwelle der Länge λ_H des dual als Welle aufgefaßten e^- . Substitution mit $mc^2=ch/\lambda_H$ und Berücksichtigung von $\epsilon_0 c R_- = 1$ mit dem elektromagnetischen Wellenwiderstand des Leerraumes $R_-=\sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ ergibt sich dann, wenn noch der Quantendualismus des e^- in der Form $\lambda_H=2\pi r_H$ verwendet wird $e_-^2(1-C)=4\pi\alpha\sqrt{1-\alpha^2} \frac{h}{R_-}$. In dieser Beziehung wiederum kann mit der bereits verifizierten Aussage (29) substituiert werden, was zu $(2\pi)^5 \alpha \sqrt{1-\alpha^2} = 9 \mathfrak{J}(1-C)$ ergibt. Wegen $C \sim A_1 A_2$ und der freien Verfügbarkeit der Integrationskonstante A in $4A_1 A_2 = A$ könnte $A=4C$, also $C=A_1 A_2$ unterstellt werden, doch tritt hier eine Unsicherheit auf, der durch den Faktor Y als Unsicherheitsfaktor $Y \neq 0$ Rechnung getragen werden kann. Zur Bestimmung von α ist daher die Beziehung

$$(2\pi)^5 \alpha \sqrt{1-\alpha^2} = 9 \mathfrak{J}(1-A_1 A_2 Y), \quad \eta_{1k} A_k (1+\sqrt{\eta_{1k}}) = 1-\sqrt{\eta_{1k}}, \quad \alpha > 0$$

(A)

zu verwenden.

Zunächst wird deutlich, daß mit $\alpha = \alpha'$ und Vernachlässigung von $\alpha^2 \ll 1$ sowie $A_1 A_2 \ll 1$ und $Y = 1$ die Bestimmungsgleichung (A) in die Näherung (29a) übergeht. Mit $Y = 1$ und $2B = \left[\frac{(2\pi)^5}{9 \cdot 9} \right]^2 (1 - A_1 A_2)^{-2}$ ergibt sich für die zweideutige Lösung der quadratischen Gleichung für α^2 der Ausdruck $\alpha_{(\pm)}^2 = B(1 \pm \sqrt{1 - 2/B})$. Die numerische Ermittlung von B zeigt, daß beide Zweige einen positiven Wert liefern, so daß es offenbar für α^2 zwei Werte gibt, während wegen $\alpha > 0$ nach der Radizierung nur der positive Zweig für $\alpha_{(\pm)}$ zu verwenden ist. Numerisch ergibt sich für die reziproken Werte $\alpha_{(+)}^{-1} = 137,03602725$ und $\alpha_{(-)}^{-1} = 1,00001411$. Dies bedeutet aber, daß der Wert $\alpha_{(+)} = \alpha = 0,007297351069$ trotz $Y = 1$ weit innerhalb der Meßtoleranz des empirischen Wertes der Feinstrukturkonstante liegt und somit die Kopplungskonstante der elektromagnetischen (e^- , p)-Korrespondenz gut wiedergibt. Der andere Wert des negativen Zweiges $\alpha_{(-)} = \beta = 0,99998589$ stellt offenbar eine überaus starke Kopplung dar, die möglicherweise die internen Korrelationen zwischen den Konfigurationszonen oder den $1 \leq \lambda \leq k+1$ quasikorpuskulären Bereichen b_λ wiedergehen könnte. Näherungsweise gilt für diese starke Wechselbeziehung $\beta \approx 137\alpha$, so daß von (A) die numerische Lösung zu

$$\alpha_{(+)} = \alpha, \quad \alpha_{(-)} = \beta, \quad \beta \approx 137\alpha \quad (A a)$$

führt, das heißt, (A) beschreibt nicht nur die Feinstrukturkonstante der H-Spektralserien, sondern darüber hinaus noch eine sehr starke Wechselwirkung β , die möglicherweise interne Korrelationsvorgänge der $(-p)_{p,e}$ wiedergibt, welche die Korrespondenzkomponenten p und e^- kennzeichnen.

2.) Ladungsfeldwechselwirkung

Unter extremen Bedingungen (z.B. intrastellarer Art) kann in der elektromagnetischen (p, e^-)-Korrespondenz e^- unter r_H der K-Schale gebracht werden (als Folge hoher Dichte und Temperatur), derart, daß p und e^- die exponentiellen Nahwirkungsfelder der (+7) tangieren, so daß die Wechselbeziehung auch über die (+4) läuft. Bei dieser Korrespondenz kommt es zu einer etwas stärkeren als der elektromagnetischen Kopplung, doch ist sie immer noch als schwach zu bezeichnen. Durch die Tangierung der (+7) und (+4) erscheint diese endotherm verursachbare Wechselbeziehung als eine Ladungsfeldkorrespondenz; denn die zueinander

enantioisomeren Partialstrukturen (± 5) (-6) der Ladungsfelder $e_+(p)$ und $e_-(e^-)$ mit ihren (± 3) des elektromagnetischen b-Austausches kommen hier zur Kompensation, während die Korrespondenz durch $-(\hat{1}, \hat{2}, \hat{3})$ gekennzeichnet wird. Ist E der endotherm aufzuwendende Energiebetrag, dann könnte der Übergang von der elektromagnetischen Korrespondenz zu der ebenfalls schwachen Ladungsfeldkorrespondenz durch das strukturelle Schema

$$[(+(127))_p(\pm 4)_p](\pm 5)_e(-6)_e(\pm 3) - (\hat{2}) - (\pm 3)(-6)_e(\pm 5)_e[(\pm 4)_e(+(127))_e] + E \rightarrow [(+(127))_p](\pm 4)_p - (\hat{1}, \hat{2}, \hat{3}) - (\pm 4)_e[(+(127))_e]$$

beschrieben werden. Diese Ladungsfeldkorrespondenz scheint dem Übergang $(p, e^-) \rightarrow n$ im Nukleonendoublett x_8 zu entsprechen, zumal dieser Prozeß endothermer Natur und n mit $m_n > m_p$ empirisch zeitlich nicht stabil ist, sondern $n \rightarrow p + e^-$ als exothermer β_- -Prozeß beobachtbar ist. Allerdings muß unter diesen Voraussetzungen nukleonischer β -Prozesse ein wie auch immer gearteter Neutrinozustand ν beziehungsweise $\bar{\nu}$ (als Antistruktur) gefordert werden, weil n, p und e^- mögliche Grundmuster nach (101) bis (101c) sind, deren Quantenzahlen bei derartigen Prozessen invariant bleiben müssen, was aber für die Schemata der Multipletinvarianten $x_2(1110)0$ und $x_8(2110)0$ beim nukleonischen β -Prozeß nur erfüllbar ist, wenn derartige Neutrinozustände die Symmetrie erhalten. Wahrscheinlich werden diese Neutrinozustände von μ_S und der unbekannten Funktion F_S aus (98d) bestimmt. Da die Existenz von $\nu, \bar{\nu}$ wegen des kontinuierlichen e^- -bzw. e^+ -Spektrums bei den β -Übergängen ohnehin evident ist, kann also n als Ladungsfeldkorrespondenz und H als elektromagnetische Korrespondenz (p, e^-) verstanden werden. Diese Korrespondenzen sind so geartet, daß wegen der möglichen Eichinvarianzen in korrelierenden Flußaggregaten $(-p)$ und deren Fehlen in Schirmfeldern sowohl bei n als auch bei H im äußeren R_3 nur $(+(127))$ erscheint. Andererseits ist die gesamte Materie atomistisch strukturiert. Die elektromagnetische Korrespondenz der Z -fach negativen Elektronenhülle Ze_- mit der Ladung Ze_+ des aus Z Protonen und $N-Z$ Neutronen strukturierten Nuklids irgend eines Materieatoms läßt im äußeren R_3 wiederum nur eine Superposition subnuklearer Schirmfeldtriaden $(+(127))$ erscheinen, und zwar unabhängig von der unbekannten Natur nuklearer Korrespondenzen (p, n) im jeweiligen Nuklid. Die diesem äußeren R_3 entsprechende R_6 -Struktur wird also bestimmt

✓ Hinsichtlich auf $(+2)$

von (+1) in x_5 und x_6 sowie (+7) im R_3 und dem Zeitfeld (+2) in x_4 . Die Projektion von (+1) auf (+7) erscheint dann in R_3 als Gravitationsfeld nach (11), welches bei starker Annäherung in das exponentiell ansteigende Nahwirkungsfeld von (+7) übergeht. Setzt man zur Kürzung für die Schirmfelder

$\begin{bmatrix} \hat{ab} \\ \hat{ab} \end{bmatrix}_+ = [ab]$, dann gelten auf jeden Fall die Entsprechungen

(+1) $\equiv$ [1], (+7) $\equiv$ [3] und (+2) $\equiv$ [2], während für das Kompositionsgesetz $\begin{bmatrix} \hat{ab} \\ \hat{ab} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{1} \\ \hat{1} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \hat{2} \\ \hat{2} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \hat{3} \\ \hat{3} \end{bmatrix}$ gilt, weil im Fall der Schirmfelder immer ${}^2\bar{Q}_{(bb)} = {}^2\bar{0}$ ist.

Dieses Bild einer R_6 -Struktur der Materie gilt jedoch nur, solange das betreffende Materievolumen in einem Bezugssystem C_0 mit $v=0$ ruht. Wird diese Materie dagegen mit $v>0$ relativ zu C_0 im R_3 bewegt, und wird sie nunmehr auf das bewegte System $C(v)$ (ein Inertialsystem mit $v=\text{const}$) bezogen, dann gilt für den Übergang $C_0 \rightarrow C$ nach II., 2. eine reguläre ^{Koordinaten} Transformation der unitären Affinitätsmatrix $\hat{C}(R_6)$ mit $\text{rg} \hat{C} = 6$, deren Elemente, aber wie auch diejenigen des R_4 -Abschnittes $\hat{B}$ oder $\hat{A}$ als imaginäre Drehungen gegen x_4 aufgefaßt werden können. Wenn es aber in $\begin{bmatrix} \hat{ab} \\ \hat{ab} \end{bmatrix}$ zu einer derartigen Drehung der Partialstrukturen [1], [3] gegen die Struktur [2] kommt, dann muß im R_3 bezogen auf C_0 eine Pseudostruktur (+3) erscheinen, jedoch nicht bezogen auf das Ruhesystem der relativ bewegten Materie. Wird hingegen die Materie beschleunigt bewegt, also die Relativgeschwindigkeit im Betrag und (oder) der Richtung zeitlich geändert dann muß (+3) $\rightarrow$ (+3) als reale Feldstruktur auch im beschleunigten System der bewegten Materie erscheinen, doch kann es sich bei diesem Schirmfeld (+3) $\equiv$ [12] nur um einen Komponententyp des statischen b-Feldes handeln, der keine Energie übertragen kann, und das Kompositionsfeld ist in der Form $\begin{bmatrix} \hat{ab} \\ \hat{ab} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{1} \\ \hat{1} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \hat{3} \\ \hat{3} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \hat{2} \\ \hat{2} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \hat{12} \\ \hat{12} \end{bmatrix}$ zu ergänzen. Allerdings muß hier beachtet werden, daß [12] $\equiv$ (+3) hier $\begin{bmatrix} \hat{12} \\ \hat{12} \end{bmatrix}_+ + \begin{bmatrix} \hat{21} \\ \hat{21} \end{bmatrix}_+ = [12]$ als Summe der beiden möglichen Schirmfelder wegen der Entsprechung zu (+3) verstanden werden muß. Zur Beschreibung dieser durch $\dot{v} \neq 0$ induzierten Struktur [12] kommt die synmetronische Fundamentalbeziehung (58) mit (58a) in betracht doch muß dabei berücksichtigt werden, daß für Schirmfelder keine Korrelationstensoren existieren können. Unter diesen Voraussetzungen wird (58) für [12] hinsichtlich der Summanden zu

$(K_{(ab)}^{(ab)} + D_{(ab)}^{(ab)}) \cdot \left[\begin{smallmatrix} ab \\ ab \end{smallmatrix} \right]_+ = \bar{\lambda}_{(ab)}^{(ab)} \times \left[\begin{smallmatrix} ab \\ ab \end{smallmatrix} \right]_+$, wenn die Indizierung
 $(ab) \equiv (12)$ oder $(ab) \equiv (21)$ die beiden Komponenten $[12]$ kennzeich-
net. Setzt man mit der laufenden Metronenziffer n für die Kom-
ponenten der Kondensorwirkungen in (+3) die metronischen Funkti-
onen $[k^i_m]_{(12)}^{(12)}; n=G_{km}^i$ und $[k^i_m]_{(21)}^{(21)}; n=H_{km}^i$, aber $\bar{\lambda}_{(12)}^{(12)} = \bar{\lambda}^{(1)} = \bar{\lambda}$
oder $\bar{\lambda}_{(21)}^{(21)} = \bar{\lambda}^{(2)} = \bar{\lambda}$, (wahlweise), dann ergibt sich für die Kompo-
nentendarstellungen $\delta_{-m}^i G_{kp} - \delta_{-p}^i G_{km} + G_{sm}^i G_{kp} - G_{sp}^i G_{km} + D_{kp}^i; G_{km} = \lambda_{-p}^i G_{km}$ und
 $\delta_{-m}^i H_{kp} - \delta_{-p}^i H_{km} + H_{sm}^i H_{kp} - H_{sp}^i H_{km} + D_{kp}^i; H_{km} = \lambda_{-p}^i H_{km}$, wenn die Kürzung für
 $\bar{\lambda}_{(ab)}^{(ab)}$ auch für den Selektor $D_{(ab)}^{(ab)}$ verwendet wird. Bildung der
Matrizenspur in $i=k$ und Verwendung von $\varphi_m^{(1)} = G_{km}^k$ bzw.
 $\varphi_m^{(2)} = H_{km}^k$ liefert dann wegen $G_{sm}^k G_{kp}^k - G_{sp}^k G_{km}^k = H_{sm}^k H_{kp}^k - H_{sp}^k H_{km}^k = 0$ als
Folge des Summationsprozesses
 $\delta_{-m}^b \varphi_p^{(b)} - \delta_{-p}^b \varphi_m^{(b)} = \lambda_p^{(b)} \varphi_m^{(b)} - D_p^{(b)}; \varphi_m^{(b)}$ für $b=1$ und $b=2$. Hierin
würde $\varphi_m^{(1)} + \varphi_m^{(2)} = \varphi_m$ der induzierten Kombination $[12]$, also (+3)
entsprechen, während der Einfluß der Triade $(+(127))$, also $[1]$,
 $[2]$ und $[3]$ in den Selektoren $D_m^{(b)}$ enthalten ist. Summation
der beiden Metronendifferentiale für $b=1$ und $b=2$ liefert also
 $\delta_{-m}^b \varphi_p^{(b)} - \delta_{-p}^b \varphi_m^{(b)} = \lambda_p^{(1)} \varphi_m^{(1)} + \lambda_p^{(2)} \varphi_m^{(2)} - D_p^{(1)}; \varphi_m^{(1)} - D_p^{(2)}; \varphi_m^{(2)}$. Wegen der gefor-
derten zeitlich stationären Eigenschaften des betrachteten Sy-
stems $(+(127))$ und der (+3)-Induktion als $[12]$ muß φ_m allein eine
Funktion des metronischen R_3 -Koordinatenrasters sein, so daß
 $\delta_{-p}^i \varphi_m = 0$ für alle $p \geq 4$ gilt. Umgekehrt müssen dann auch die
 $\varphi_p = \text{const}(R_3)$ für $p \geq 4$ sein, so daß auch $\delta_{-k}^i \varphi_p = 0$ für $k \leq 3$ und
 $p \geq 4$ gilt. Damit werden aber die $\delta_{-i}^k \varphi_k - \delta_{-k}^i \varphi_i$ mit dem normierten
Orthogonalsystem $\bar{e}_i \bar{e}_k = \delta_{ik}$ der R_3 -Koordinaten zu den ROT-Kom-
ponenten des R_3 -Feldes $\bar{\varphi}$, während $D_i^{(1)}; \varphi_k^{(1)} + D_i^{(2)}; \varphi_k^{(2)} = F_{ik} = -F_{ki}$ zu
einem antisymmetrischen R_3 -Tensor wird. Ganz entsprechend gilt
aber auch $\lambda_i^{(b)} \varphi_k^{(b)} = (\bar{\lambda}^{(b)} \times \bar{\varphi}^{(b)})_{ik}$, so daß der Zusammenhang für
(+3) als Induktion durch einen metronischen R_3 -Rotor gemäß
 $\text{ROT} \bar{\varphi} = \bar{\lambda}^{(1)} \times \bar{\varphi}^{(1)} + \bar{\lambda}^{(2)} \times \bar{\varphi}^{(2)} = \bar{F}$ geschrieben werden kann. Dieser Zu-
sammenhang gilt im zweiten Gültigkeitsbereich hoher Metronenzif-
fern. Beim Übergang in den dritten Bereich kommt es zum infini-
tesimalen Limes $\tau \rightarrow 0$, und dies müßte den Übergang liefern,

$\bar{\lambda}^{(1)} \times \bar{\varphi}^{(1)} + \bar{\lambda}^{(2)} \times \bar{\varphi}^{(2)} = \bar{F} \rightarrow \bar{\lambda} \times \bar{u} - \bar{F} \times \bar{w}$, wo $\bar{\lambda}$ den diskreten Stufen von [12] in diesem Bereich entspricht, während die übrigen Faktoren polare R_3 -Vektorfelder sind. Im makromakro vierten Gültigkeitsbereich wird das Korrespondenzprinzip zum Kontinuum wirksam, so daß dieser Ausdruck gemäß $\bar{\lambda} \times \bar{u} - \bar{F} \times \bar{w} \rightarrow \bar{x} \times \bar{y}$ zum einfachen Vektorprodukt von zwei polaren makromakro R_3 -Vektorfeldern wird. Mithin kann $\bar{x} \times \bar{y} = \lim_{\tau \rightarrow 0} \text{ROT} \bar{\varphi} = \text{rot} \lim_{\tau \rightarrow 0} \bar{\varphi}$ für den Limes geschrieben werden, wobei $\bar{\varphi}$ einerseits aus den beiden Komponenten von [12] gemäß $\bar{\varphi} = \bar{\varphi}^{(1)} + \bar{\varphi}^{(2)}$ zusammengesetzt ist, doch kann $\bar{\varphi}$ auch auf (+2) und (+17) der Triade (+ (127)) in Form der metronischen Vektorfeldfunktionen $\bar{\varphi}^{(+2)}$ und $\bar{\psi}^{(+17)}$ bezogen werden, weil die R_3 -Projektion des (+1) in das stratonische Nahwirkungsfeld (+7) übergeht. Dies bedeutet aber, daß die beiden Grenzwerte $\tau \rightarrow 0$ in $\lim_{\tau \rightarrow 0} \bar{\varphi}$ Vektorfelder im R_3 (vierter Gültigkeitsbereich) sind, die in der Form $\lim_{\tau \rightarrow 0} \bar{\varphi} = \bar{c}$ und $\lim_{\tau \rightarrow 0} \bar{\psi} = \bar{g}$ solche Komponenten der b- und a-Hermetrie sind, die keine Energie übertragen können. Mit $\lim_{\tau \rightarrow 0} \bar{\varphi} = \bar{c} + \bar{g}$ wird also $\text{rot}(\bar{c} + \bar{g}) = \bar{x} \times \bar{y}$, worin $\bar{c} \sim \bar{H}$ der magnetischen b-Komponente und $\bar{g} \sim \bar{\mu}$ dem Orthogonaltrajektorienfeld der gravitationsdynamischen Beziehung $\text{rot} \bar{\mu} = \alpha \bar{c} + \sigma \bar{v}$ proportional ist

3.) Magnetfeld und Gravitation.

$$(G = \Gamma)$$

Nimmt man an, daß $\bar{\mu}$ und $\bar{H}$ nicht in irgendwelchen Zusammenhängen stehen, dann wäre neben $\text{rot} \bar{g} \sim \alpha \bar{c} + \sigma \bar{v}$ auch $\text{rot} \bar{c} \sim \epsilon_0 \bar{E} + \gamma \bar{v}$ nach der Elektrodynamik gültig, wenn der Massendichte σ (mit $\bar{v}$ bewegt) eine elektrische Ladungsdichte γ zugeordnet wird (als Quelle der elektrischen Komponente $\bar{E}$ der b-Hermetrie). Wird nun die vorausgesetzte zeitliche Stationarität unterstellt, dann bedeutet dies $\dot{\bar{c}} = \bar{0}$ und $\dot{\bar{E}} = \bar{0}$, während $|\bar{v}| = \text{const}$ hinsichtlich t nur die Richtung ändert, nicht aber den Betrag. Da in $\text{rot}(\bar{c} + \bar{g}) = \bar{x} \times \bar{y}$ die Vektorfelder als physikalische Größen gleiche Dimensionierungen haben müssen, kommen in $\bar{c} \sim \bar{H}$ und $\bar{g} \sim \bar{\mu}$ nur die Proportionalitätsfaktoren $\sqrt{\mu_0}$ und $\sqrt{\beta}$ in Betracht; wenn β die unbekannte Naturkonstante im Ausbreitungsgesetz gravitativer Feldstörungen $\text{divgrad} \bar{\mu} + \alpha \beta \ddot{\bar{\mu}} = \bar{0}$ ist. Man hat also $\bar{c} = \bar{H} \sqrt{\mu_0}$ und $\bar{g} = \bar{\mu} \sqrt{\beta}$ zu setzen, was einerseits mit $\dot{\bar{c}} = \bar{0}$ und $\dot{\bar{E}} = \bar{0}$ die Beziehungen $\text{rot} \bar{c} = \gamma \bar{v} \sqrt{\mu_0}$ und $\text{rot} \bar{g} = \sigma \bar{v} \sqrt{\beta}$, also $\text{rot}(\bar{c} + \bar{g}) = \bar{v} (\gamma \sqrt{\mu_0} + \sigma \sqrt{\beta})$ liefert, und andererseits mit $\text{rot}(\bar{c} + \bar{g}) = \bar{x} \times \bar{y}$ verglichen $\bar{x} \times \bar{y} = \bar{v} (\gamma \sqrt{\mu_0} + \sigma \sqrt{\beta})$ ergibt. Hier erscheint also $\bar{v}$ als Vektorprodukt von zwei polaren Vektoren, was aber eine Rotationsbewegung kennzeichnet. Ist $\bar{r}$ der Radiusvektor dieser Bewegung und $\bar{\omega}'$

ihre Kreisfrequenz, dann gilt $\vec{v} = \vec{r} \times \vec{\omega}'$. Da ein mit $\vec{\omega}'$ rotierendes Ladungsfeld ρ als kreisstrom auf jeden Fall ein Magnetfeld induziert, werde unterstellt, daß es in der Massenverteilung σ überhaupt keine freien nicht kompensierten Ladungen gibt, so daß $\rho = 0$ gesetzt werden darf. Damit ergibt sich aber aus $\text{rot}(\vec{C} + \vec{g}) = \vec{x} \times \vec{y}$ der einfache phänomenologische Zusammenhang $\text{rot}(\vec{H}\sqrt{\mu_0} + \vec{\mu}\sqrt{\beta}) = (\vec{r} \times \vec{\omega}')\sigma\sqrt{\beta}$, in welchem von β nur $\beta \neq 0$ bekannt ist. Unterstellt man $\beta = -\beta < 0$, dann würde sich für das Ausbreitungsgesetz gravitativer Feldstörungen zwar die transversale Wellengleichung $\text{divgrad}\vec{p} = \alpha\ddot{\vec{p}}$ mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit $\omega^2\alpha\beta = 1$ ergeben, doch würde wegen $\sqrt{\beta} = i\sqrt{|\beta|}$ die Rotorbeziehung komplex mit dem Realteil $\text{rot}\vec{H} = \vec{0}$ und dem Imaginärteil $\text{rot}\vec{\mu} = \sigma\vec{r} \times \vec{\omega}'$, was für $\vec{G} = \vec{0}$ und $\vec{E} = \vec{0}$ sowie $\rho = 0$ dem gravitations- und elektrodynamischen Gesetz entspricht. Unterstellt man hingegen $\beta > 0$, dann beschreibt $\text{divgrad}\vec{p} + \alpha\ddot{\vec{p}} = \vec{0}$ keine Wellengleichung, wohl aber eine R_4 -Potentialgleichung mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit ω des Potentials, doch bleibt die Rotorbeziehung reell, so daß in dieser phänomenologischen Gleichung im Fall $\beta > 0$ die Felder $\vec{H}$ und $\vec{\mu}$ sich wechselseitig bedingen. Es sei bemerkt, daß $\beta > 0$ die reelle Hilfskonstruktion des R_{+4} bedingt, der aber im Fall $\beta < 0$ ebenfalls zu einem Minkowski-Raum würde. Unabhängig von dieser Entscheidung hinsichtlich β bleibt jedoch die Strukturuntersuchung und die Nichtthermitizität des R_4 , doch könnte über $\beta > 0$ oder $\beta < 0$ über eine empirische Untersuchung von $\text{rot}(\vec{H}\sqrt{\mu_0} + \vec{\mu}\sqrt{\beta}) = (\vec{r} \times \vec{\omega}')\sigma\sqrt{\beta}$ entschieden werden. Ist $\beta > 0$, dann müßte eine mit $\omega' = \text{const}$ rotierende Masse der Dichte σ ein Feld $\vec{H}$ trotz $\omega' = \text{const}$ verursachen, was für die Hilfskonstruktion des R_{+4} die Zeitkoordinate $x_{+4} = \omega t$ bedeuten würde. Entsteht auf diese Weise $\vec{H}$ nicht, dann wäre $\beta < 0$ und $x_{+4} = i\omega t$. Da $\sqrt{\mu}$ phänomenologisch eine völlig andere Struktur als $\vec{H}$ darstellt, bedingen sich dennoch im Fall $\beta > 0$ beide Felder wechselseitig, so daß es sinnvoll erscheint, $2\vec{B} = \mu_0\vec{H} + \vec{\mu}\sqrt{\beta\mu_0}$ für die magnetometrisch relevante Kraftflußdichte in Teslaeinheiten $[\vec{T}]$ oder Gauss $[\vec{G}]$, also $2\text{rot}\vec{B} = (\vec{r} \times \vec{\omega}')\sigma\sqrt{\beta\mu_0}$ zu setzen. Ist w die Zahl der Umdrehungen pro Zeiteinheit, dann gilt für die Kreisfrequenz $\omega' = 2\pi w$ oder formal $\vec{\omega}' = 2\pi\vec{w}$, also $\text{rot}\vec{B} = \pi\sqrt{\beta\mu_0}\sigma(\vec{r} \times \vec{w})$. Hierin kann β aus $\text{divgrad}\vec{p} + \alpha\ddot{\vec{p}} = \vec{0}$ ermittelt werden, weil $\omega^2\alpha\beta = 1$ die Ausbreitungsgeschwindigkeit gravitativer Feld- oder Potentialstörungen in jedem Fall ist. Unterstellt man, daß nach (10) die Konstanten $64\pi\alpha = 3$

* * das arithmetische Mittel

* und die kompensierten Ladungen nicht verschiebbar sind (Isolator),

und $3\omega=4c$ richtig bestimmt sind, dann folgt $c^2\beta=12\pi\gamma$ unmittelbar aus $\omega^2\alpha\beta=1$. Sind diese Konstanten dagegen falsch bestimmt (was auf die vorangegangenen Darlegungen keinen Einfluß hätte) das heißt, würde für das Gravitationsfeld trotz $m(r)$ nach (11) die Poissonfassung, also $8\pi\gamma\alpha'=1$ und $\omega=c$ gelten, dann würde sich $c^2\beta'=8\pi\gamma$ oder $3\beta'=2\beta$ ergeben. Damit kann aber eine Naturkonstante $c^2A=\pi\sqrt{3\pi\gamma\mu_0}$ oder $c^2A'=\pi\sqrt{2\pi\gamma\mu_0}$ beschrieben werden, so daß $A'=A\sqrt{2/3}$ gilt. Mit dieser abgeleiteten Konstante ergibt sich dann die integrierbare Fassung

$$\text{rot}\underline{\underline{B}}=2A\sigma(\underline{\underline{r}}\times\underline{\underline{w}}), \quad c^2A=\pi\sqrt{3\pi\gamma\mu_0}=c^2A'\sqrt{3/2} \quad (B),$$

die eine magnetometrische Untersuchung bei hinreichender Empfindlichkeit des Magnetometers gestatten müßte. Ergibt sich trotz hoher und ausreichender Empfindlichkeit stets $\text{rot}\underline{\underline{B}}=\underline{\underline{0}}$, dann würde dies $\beta=0$ bedeuten, während $\text{rot}\underline{\underline{B}}\neq\underline{\underline{0}}$ auf $\beta>0$ hinweist. Bereits diese Entscheidung hätte verschiedene Konsequenzen hinsichtlich einer Gravitationsdynamik. Im Fall $\beta>0$ wäre bei quantitativer Vermessung von $\text{rot}\underline{\underline{B}}\neq\underline{\underline{0}}$ auch eine Entscheidung für A oder A' denkbar.

Zur Integration von (B) werde angenommen, daß eine Masse der isotropen Dichte $\sigma=\text{const}$ ein Kugelvolumen vom Radius R ausfüllt und mit $w=\text{const}$ um eine Drehachse NS rotiert, so daß r als Abstand eines Oberflächenpunktes von der Drehachse der Radius eines Breitenkreises ist, für dessen Pol'distanz der Winkel η verwendet werde. Weiter sei $\underline{\underline{F}}$ die kreisförmige Schnittfläche eines Polmeridians und $\underline{\underline{s}}$ eine diese Fläche begrenzende Linie, die dem Polmeridian parallel verläuft. Auf jeden Fall gilt $\underline{\underline{r}}\perp\underline{\underline{w}}$ und $\underline{\underline{F}}\parallel(\underline{\underline{r}}\times\underline{\underline{w}})$, so daß sich differentiell $\text{rot}\underline{\underline{B}}d\underline{\underline{F}}=2A\sigma(\underline{\underline{r}}\times\underline{\underline{w}})d\underline{\underline{F}}=\pm 2A\sigma r d\underline{\underline{F}}$ oder integriert nach einem Integralsatz $\pm 2A\oint\sigma r d\underline{\underline{F}}=\oint\text{rot}\underline{\underline{B}}d\underline{\underline{F}}=\oint\underline{\underline{B}}d\underline{\underline{s}}$ ergibt. Offensichtlich ist $\underline{\underline{B}}=\underline{\underline{B}}_H+\underline{\underline{B}}_V$ aus einer Horizontalintensität $\underline{\underline{B}}_H\parallel d\underline{\underline{s}}$ und einer zu ihr normalen Vertikalintensität $\underline{\underline{B}}_V\perp\underline{\underline{B}}_H$ zusammengesetzt, so daß $\oint\underline{\underline{B}}d\underline{\underline{s}}=\oint\underline{\underline{B}}_Hd\underline{\underline{s}}=\pm 2A\oint\sigma r d\underline{\underline{F}}$ oder nach totaler Differentiation $\underline{\underline{B}}_H=\pm 2A\sigma r w \frac{d\underline{\underline{F}}}{d\underline{\underline{s}}}$ folgt. Wegen des doppelten Vorzeichens kann sich $d\underline{\underline{F}}$ nur auf die Schnittfläche eines Halbmeridians (NS) beziehen, so daß $2d\underline{\underline{F}}=RdRd\eta$ und $ds=dRd\eta$ oder $\frac{d\underline{\underline{F}}}{d\underline{\underline{s}}}=R/2$ einzusetzen ist. Schließlich gilt noch mit der Pol'distanz η für ein Breitenparallel $r=R\sin\eta$, also für die Horizontalintensität $\underline{\underline{B}}_H=\pm A\sigma R^2 w \sin\eta$.

Hierin ist $\sigma R^2 w = D$ die Drehimpulsdichte der rotierenden Masse, so daß die Kurzform $B_H = \pm AD \sin \eta$ verwendet werden kann. Da wegen des doppelten Vorzeichens B_H auf den beiden Halbmeridianen eines Großkreises gegenläufig ist, muß das Verhältnis $B_V : (2B_H)$ identisch mit $\text{ctg} \eta$, was für die Vertikalintensität $B_V = 2B_H \text{ctg} \eta = \pm 2AD \cos \eta$ ergibt, während die Totalintensität als Vektorsumme $B = B_V + 2B_H$ aufzufassen ist. Wegen $B_V \perp B_H$ gilt $B^2 = B_V^2 + 4B_H^2 = 4A^2 D^2 (\cos^2 \eta + \sin^2 \eta)$, also $B = 2AD$. Schließlich kann noch gemäß $\eta + \varphi = \pi/2$ die Poldistanz durch den Breitengrad φ ausgedrückt werden (bezogen auf den Äquator $\varphi = 0$) was zu $\sin \eta = \cos \varphi$ und $\cos \eta = \sin \varphi$, also zu den Beträgen $2B_H = B \cos \varphi$ sowie $B_V = B \sin \varphi$ und $B = 2AD$ führt.

Die Entwicklung von B setzte voraus, daß das isotrope Kugelmateriale keine magnetischen Materialeigenschaften hat. Im allgemeinen Fall liegt jedoch einerseits eine magnetische Permeabilität μ vor (die im allgemeinen eine Ortsfunktion ist), während andererseits ein Teil der rotierenden Masse aus einem elektrisch neutralen Gasplasma bestehen kann, was bei astronomischen Objekten meist der Fall ist. Rotiert nun ein derartiges Plasma in dem primären permanenten Magnetfeld (B), dann muß dies einen hydromagnetischen Generatoreffekt zur Folge haben, d.h., im Plasma werden elektrische Sekundärströme induziert, deren Magnetfelder ihrerseits der induzierenden Ursache entgegenwirken, so daß auf diese Weise das permanente Primärfeld abgebaut werden kann. Schließlich besteht die Möglichkeit, daß ein tertiär induzierter Generatoreffekt vorübergehend ein entgegengesetzt polarisiertes Feld aufbaut, das aber wegen des jetzt latent wirkenden Primärfeldes wiederum zusammenbricht und das permanente Primärfeld erneut voll erscheint. In diesem allgemeinen Fall muß also neben μ noch ein Faktor S der Sekundärinduktion wirken, der als Zeitfunktion von den Werten 0 und ± 1 begrenzt wird und als Folge dieser Sekundärinduktionen langperiodische Säkularvariationen von B verursacht. Der nur für $\mu = S = 1$ geltende Wert B muß also durch die reale Kraftflußdichte $B = \mu S B$ ersetzt werden, worin immer $\mu > 0$ gilt, während S im Intervall $0 \leq S(t) \leq \pm 1$ zeitliche Änderungen erfährt, wenn die rotierende Masse zum Teil aus einem Gasplasma besteht. Damit wird die Lösung von (B) allgemein beschrieben durch

$$2B_H = B \cos \varphi, \quad B_V = B \sin \varphi, \quad B = 2AD\mu S(t), \quad D = \sigma R^2 w,$$

$$\mu(x_1, x_2, x_3) > 0, \quad 0 \leq S(t) \leq \pm 1$$

$$(Ba)$$

4.) Geomagnetismus und Glazialperioden.

Die Beziehung (Ba) könnte evtl. zu einer empirischen Überprüfung verwendet werden. Einsetzen der Naturkonstanten γ, μ_0 und c liefert zunächst numerisch $A \approx 2,94603 \cdot 10^{-16} [\text{mA}^{-1} \text{s}^{-1}]$.
 Man könnte ^{zunächst} als Versuchsobjekt (mehr im Rahmen einer qualitativen Untersuchung) die Meßdaten des geomagnetischen Feldes verwenden; denn wegen der Tagesrotation und der approximativ kugelförmigen Gestalt erfüllt der Planet Erde zumindest in grober Näherung die Bedingungen von (Ba). Allerdings ist σ nicht konstant, weil geophysikalisch (seismisch) ein Schalenaufbau der Erde nachgewiesen wurde, derart, daß σ von der äußeren Kruste (Frakturzone) über die innere Kruste, den Erdmantel, den äußeren Erdkern bis zum inneren Erdkern ansteigt, doch ist näherungsweise $\sigma(r)$ symmetrisch. Mit dem mittleren geophysikalisch festgestellten, aber nach der neuen Norm nicht mehr verwendeten Begriff des spezifischen Gewichtes W der Erde $W_e \approx 5517 [\text{Nm}^{-3}]$ sowie der gravitativen Normalbeschleunigung $g_N = 9,80616 [\text{ms}^{-2}]$ an der Oberfläche im Normalabstand $R_e = 6,371229315 \cdot 10^6 [\text{m}]$ vom Erdmittelpunkt wird wegen $g\sigma = W$ für die Erde $\sigma_e \approx 562,61 \cdot W_e$ muß aus dem Sterntagumlauf $\frac{1}{W_e} = 86164,09 [\text{s}]$ bestimmt werden, so daß sich numerisch für die Drehimpulsdichte der Erde $D_e = \sigma_e R_e^2 W_e \approx 0,2651 [\text{kgm}^{-1} \text{s}^{-1}]$ ergibt. Mit A folgt dann für das geomagnetische Permanentfeld $B_e \approx \mu S(t) 1,562 [\text{G}]$. Da mit Ausnahme einer i.B. auf die gesamte Erdmasse nur eine überaus geringe Materialmenge der äußeren Frakturzonenschicht unter dem Curie-Punkt, aber der weitaus größte Teil der Erdmasse mehr oder weniger stark über diesem Curie-Punkt liegt, kann global $\mu \approx 1$ angenommen werden. Wäre $S=1$, dann müßte $B_e = 1,562 [\text{G}]$ sein, was aber dem mittleren geomagnetischen Meßwert auf keinen Fall entspricht, für den $B_M \approx 0,626 [\text{G}] < B_e$ angegeben wird. Aus diesem Grunde muß geschlossen werden, daß es geomagnetische Säkularvariationen gibt, d.h., es scheint der Schluß gerechtfertigt, daß zumindest der äußere Erdkern im Zustand eines Gasplasmas befindet. Es wäre nach dieser Schlußweise für den gegenwärtigen S-Faktor $S_g = 0,401$ anzunehmen, was sich durchaus mit den Messungen paläomagnetischer Gesteinsremanenzen deckt, die empirisch tatsächlich auf B_{max} zwischen 1,2 und 1,6 Gaus hinweisen. Dies ist wiederum mit dem theoretischen Wert $B_e \approx 1,562 [\text{G}]$ bei $\mu=S=1$ verträglich. Nicht verstanden werden kann hingegen mit (Ba) die Umpolung

* per Wert

* * wegen $S < 1$

des geomagnetischen Feldes und die zeitlich variable Deklination zwischen Feld und Drehimpulsachse der Erde, ein Sachverhalt, der ebenfalls aus den Richtungen paläomagnetischer Gesteinsremanenzen ablesbar ist. Es wäre jedoch denkbar, daß die Sekundärinduktionen (S) des permanenten Primärfeldes einen Generatoreffekt tertiärer Art in der Grenzschrift zwischen Erdmantel und äußerem Erdkern anregen, dessen Feld sich zeitlich auch in der Richtung verändert, wenn sich zeitlich die geometrische Form dieser Grenzschrift ändert. Zugleich müßte hier wahrscheinlich noch die Geodynamik der Plattentektonik in der äußeren Erdkruste berücksichtigt werden. Auch müssen hier lokale Variationen des Feldes auftreten, weil die Temperatur dieses Materials unter dem Curie-Punkt liegt, was spezifische Variationen von μ zur Folge haben muß. So kann $\mu \gg 1$ (z.B. über Fe_3O_4 -Lagerstätten) werden. Auch sind kurze Zeitvariationen durch externe Einflüsse induktiver Art (solarmagnetisches Feld oder geladene Partikelströme des Solarwindes) feststellbar, die jedoch mit (B) nichts zu tun haben. Trotz des stark approximativen Charakters der Idealisierung irdischer Daten (z.B. isotrope Kugel statt Niveausteroide mit anisotropem Dichteverlauf usw.) erscheinen die theoretischen Daten mit dem tatsächlichen geomagnetischen Feld noch vergleichbar, zumal der tertiär induzierte Generatoreffekt völlig ungeklärt ist. Aus diesem Grund könnte auf $\beta > 0$ geschlossen werden, und zwar mit allen Konsequenzen hinsichtlich der Gravitationsdynamik. Eine Entscheidung i.B. auf A oder A' erscheint auf dieser Basis jedoch unmöglich ^{und zwar} wegen der großen Unsicherheit der paläomagnetischen $B_{\max}$ -Bestimmung und der damit verbundenen Unsicherheit hinsichtlich des gegenwärtigen S-Faktors. Unterstellt man jedoch $\beta > 0$ und damit (B), dann müßte es auch kosmische Magnetfelder geben, die auf die gravitativ bedingte Rotation kosmischer Systeme zurückgehen. Insbesondere müßte ein galaktisches Magnetfeld vom Typ (B_a) existieren, weil die gesamte stellare, staub- und gasförmige galaktische Materie mit $v^2 \sim 1/r$ in Abständen $0 < r \leq R_G$ um ein galaktisches Zentrum gravitiert, wenn R_G der galaktische Radius ist. Die zirkuläre Geschwindigkeit liegt selbst bei $v_{\min}^2 \sim 1/R_G$ über der Schallgeschwindigkeit des kosmischen intergalaktischen Gases, so daß die gasförmige galaktische Materie in Wechselwirkung mit dem intergalaktischen Gas

zirkulär umlaufende galaktische Verdichtungsfronten mit $v^2 \sim 1/r$ ausbildet. Wenn nun diese gasförmige Materie durch den Einfluß stellarer Strahlung ionisiert ist und darüber hinaus ein galaktisches Magnetfeld vom Typ (Ba) wirkt, dann würde durch den induktiven Einfluß des Feldes auf die mit v zum Feld normal bewegte elektrisch geladene Materie wegen $v \sim r_m^{-1/2}$ diese Materie mit v auf einen anderen Abstand r_m vom galaktischen Zentrum gebracht. Dies würde aber bedeuten, daß in irgend einem Abstand r die gasförmige elektrisch geladene Materie der zirkulären Verdichtungsfronten sich mit einer Geschwindigkeit $v' \neq v$ bewegt, so daß zwischen v' und der zirkulären Orbitgeschwindigkeit des Gravitationsfeldes ein Gangunterschied $V = |v' - v|$ entsteht, während dies für die kompakte stellare Materie nicht möglich ist. Durch $V \neq 0$ müssen also die Einzelsterne zeitweilig den Durchgang solcher Verdichtungsfronten erfahren. Hierbei könnte sich die interplanetare Gasdichte zwischen dem Zentralgestirn und einem Planeten um mehrere Zehnerpotenzen erhöhen, was wiederum eine gewisse Streuung des Sternenlichtes bedeutet, so daß um diesen Streubetrag möglicherweise die Solarkonstante des betreffenden Planeten zurückgeht. Würde im Fall der Erde das empfangene Sonnenlicht so gestreut, daß die Solarkonstante um nur wenige Prozent zurückgenommen wird, dann wäre immerhin ein globaler Klimasturz denkbar, der in höheren Breiten in wenigen Jahren eine Glazialperiode verursachen könnte. Ist b die Breite der Verdichtungsfront, dann müßte sich die Glazialperiode näherungsweise über die Zeit $t_g = b/V$ erstrecken, wobei t_g zwischen einigen 10^4 bis 10^6 Jahren liegen kann. Paläontologische ^{und} glaziologische Befunde würden sich beispielsweise im Bilde dieser Fronten so ausdrücken, daß ähnlich wie beim Abschluß des Perm eine sehr breite Front gegen Ausgang des Oberkretaniens eine langfristige Glazialperiode verursachte, die das Mesozoikum ~~und~~ durch den Beginn des Eozän die Tertiärepoche einleitete. Später folgten dieser Front im Quartär vier lamellenartige schmale Fronten, welche die Zeitfolge der Minz-, Gündel-, Riß- und Würmeiszeit bedingten. Da die interplanetare Gasdichte beim Durchgang einer solchen Front stark erhöht und dieses Gas ionisiert ist, muß mit starken induktiv verursachten Variationen des geomagnetischen Feldes gerechnet werden, so daß der Abschirmeffekt ~~abschloss~~

dieses Feldes gegen extraterrestrische ionisierte Partikelstrahlung und damit der Aufbau eines Strahlungsgürtels (magnetische Flasche) ständig gestört wird. Auf diese Weise könnte ein erhöhter Anteil ionisierender Strahlung auf der Erdoberfläche in der Biosphäre die Mutationsraten der Genome erhöhen, wobei die betroffenen Organismen durch die glazialen Klimabedingungen zugleich einem starken Selektionsdruck ausgesetzt sein könnten.

Dieses kurzskizzierte Bild der Glazialperioden und ihrer Ursache V40, bedingt durch ein galaktisches Magnetfeld, ist nur dann als Hypothese diskutabel, wenn nachgewiesen werden kann, daß der Beginn einer Glazialperiode nicht langfristig und stetig erfolgt, sondern sprunghaft innerhalb einiger weniger Jahre. Es wäre zu empfehlen, mikroskopisch die Dünnschliffe paläoconchologischen Materials aus geeigneten Erdgeschichtlichen Epochen zu untersuchen; denn die Zuwachszonen sind eine Abbildung der jeweiligen Umgebungstemperatur. Allerdings könnten hier ozeanographische Änderungen des Bodenprofils im betreffenden Schelfmeer (nur Material aus solchen Schelfmeeren ^{käme} zur Untersuchung in Betracht, weil Klimaänderungen wohl den Grund der Flachsee, nicht aber der Tiefsee erreichen) Kaltwasserströme umleiten, wodurch ein kurzfristiger ^{hierzu} Klimasturz vorgetäuscht würde. Aus diesem Grunde müßte ^{hierzu} paralleles fossiles Holz von Gymno- oder Angiospermen aus der gleichen Epoche untersucht werden, weil ein kurzfristiger Klimasturz an den letzten Jahresringen abgelesen werden kann. Da nur gymno- und angiosperme Bäume derartige Jahresringe ausbilden, muß sich die Untersuchung auf die letzten Glazialperioden beschränken, weil diese Flora erst im Tertiär entstanden ist. Ein Indiz für den sprunghaft kurzfristigen Beginn einer Glazialperiode könnte in der Tatsache gesehen werden, daß eine fossile Mammutherde nicht verwest in einem gegenwärtigen Permafrostgebiet aufgefunden wurde, die möglicherweise aus der Zeit des Beginns der letzten Glazialperiode stammt, und wahrscheinlich wegen der Kurzfristigkeit des Klimasturzes keine Ausweichmöglichkeit hatte.

Diese qualitative Betrachtung von (Ba) im Zusammenhang mit der geophysikalischen Empirie kann auf keinen Fall als Verifikation von (B) verstanden werden, obgleich auf diese Weise ein einheitliches Bild gewisser geophysikalischer Sachverhalte zu entstehen scheint. Immerhin gibt es mit großer Wahrscheinlichkeit

keinen Widerspruch aufgrund geophysikalischer Sachverhalte gegen (B), so daß (B) zumindest qualitativ mit der entsprechenden geophysikalischen Empirie unter der Voraussetzung $\beta > 0$ verträglich zu sein scheint.

5.) Vorschlag eines Versuchsprogramms

Da aus $\beta > 0$ nicht nur weitgehende Konsequenzen für die Geo- und Astrophysik gezogen werden können, sondern darüber hinaus eine quantitative Entscheidung für A oder A' die Entwicklung einer Gravitationsdynamik eindeutig macht und (B) eine Wechselbeziehung zwischen Elektro- und Gravitationsdynamik andeutet, erscheint eine quantitative experimenteltechnische Untersuchung von (B) überaus wünschenswert. Hierbei erscheint es vorteilhaft, daß die im allgemeinen sehr aufwendige Gravimetrie durch magnetometrische Messungen substituiert wird.

Wegen $w > 0$ muß die zur Rotation gebrachte Masse der Dichte σ in (Ba) auf jeden Fall die Form eines hochsymmetrischen Rotationskörpers haben (die Drehachse ist dabei die Symmetrieachse). Auch sollte das Material als elektrisch nicht leitend ausgewählt werden, damit wegen w die Zentrifugalkraft nicht als ladungstrennende Kraft auf die Metallelekttronen eines elektrisch leitenden Materials einwirkt. Schließlich sollte σ einen möglichst hohen Wert haben, und das ausgewählte Material des Rotationskörpers sollte ein Paramagnetikum mit $\mu > 1$ sein; denn vor AD steht in (Ba) der Faktor μS , wobei im Fall eines Laborexperimentes stets $S=1$ gesetzt werden kann, weil ein Gasplasma im Innern des Rotationskörpers ausgeschlossen werden darf. Aus geophysikalischen Gründen wurde (B) für den Fall einer rotierenden Kugel (Ba) gelöst. Da es sich beim Experiment um einen Rotationskörper handeln muß, bleibt zwar für den Abstand eines Oberflächenpunktes von der Drehachse $r=R\sin\eta=R\cos\varphi$, doch wird $R(\varphi)$ im Gegensatz zur Kugel $R=\text{const}$ hinsichtlich des Breitengrades. Es erscheint daher sinnvoll, mit dem dimensionslosen Faktor f , gegeben durch $Rf = \frac{DF}{ds}$ von der Darstellung $B_H = 2\mu A \sigma w R^2 f \cos\varphi$ auszugehen, und zunächst zu untersuchen, ob es Rotationskörper mit $f > f_K$ der Kugel $f_K = 1/2$ gibt. Auch bei anderen Figuren als der Kugel bezieht sich dF immer auf die

$$A = \frac{\pi}{c^2} \sqrt{3\pi \gamma \mu_0}$$

$$B_H = \left(\frac{10^4 c}{\pi} \right) \mu_0 A \cdot \sigma \cdot w \cdot R^2 \cdot \sin^2 \varphi \cdot f \sim 0,25 [G]$$

Schnittfläche eines Halbmeridians. Da die Kugel­fläche nach dem perimetrischen Satz bei minimalem Flächeninhalt ein Volumenmaximum umschließt, wird wahrscheinlich $f=f_K=1/2$ allein in Betracht kommen, so daß (Ba) zur Diskussion steht. Hier ist B_V am Drehpol $\varphi=\pi/2$ mit $\sin\varphi=1$ im Betrag doppelt so groß als B_H bei $\varphi=0$ am Äquator. Es empfiehlt sich daher die magnetometrische Messung direkt am Drehpol durchzuführen, so daß $B=B_V(\varphi=\pi/2)=2\mu AD$ wegen $S=1$ magnetometrisch zur Diskussion steht. Ist also δ die Empfindlichkeitsgrenze eines Magnetometers für statische Magnetfelder, dann ist für die Messung $B>\delta$ zu fordern. Wenn es also gelingt $D_{\min}=\sigma R^2 w$ zu erreichen, derart, daß die Bedingung

$$\mu\sigma R^2 w > \frac{\delta}{2A} \quad (\text{Bb})$$

technisch erfüllt werden kann, dann könnte (B) und (Ba) experimentaltechnisch untersucht werden.

Nimmt man für die magnetometrische Empfindlichkeit eines Meßinstrumentes für statische Magnetfelder beispielsweise $\delta \approx 3,3 \cdot 10^{-10} [\text{G}]$ an, dann folgt mit $A \approx 2,946 \cdot 10^{-16} [\text{mA}^{-1} \text{s}^{-1}]$, und dies würde sich als Meßbarkeitsbedingung $\mu\sigma R^2 w > 5,6 \cdot 10^5 [\text{kgm}^{-1} \text{s}^{-1}]$ ergeben.

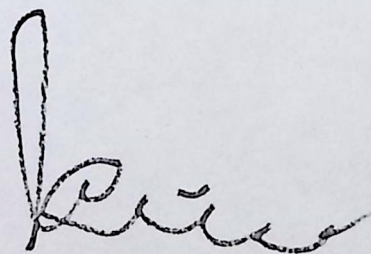
Es wäre zu untersuchen, ob man die Drehimpulsdichte durch eine Feldlinienbündelung herabsetzen könnte, was wegen der Auswahl des Drehpoles als Meßort denkbar wäre. In der unmittelbaren Umgebung der Drehachse ist die Zentrifugale bei dem technisch noch möglichen w -Wert mit Sicherheit derart klein, daß ein ladungstrennender Effekt in elektrischem Leitermaterial nicht auftreten kann. Man könnte also entlang der Drehachse einen dünnen Draht aus μ -Metall in das Kugelmaterialeinarbeiten (evtl. einige Millimeter Durchmesser des Drahtquerschnittes), der am Drehpol nach außen tritt und in einen kleinen zugeschweifenen Konus aus μ -Metall übergeht, der mit seiner Grundfläche auf dem Drehpol befestigt ist. In einem zu wählenden Abstand könnte auf einer μ -Metallplatte ein zweiter Konus gegenübergestellt werden und die μ -Metallplatte wie ein magnetisches Joch im gleichen Abstand um die zur Rotation fähige Kugel gelegt werden. Da die magnetische Anfangspermeabilität des μ -Metalls bei $\mu_m \approx 10^4$ liegt, wäre durch diese Anordnung eine starke

Feldlinienbündelung denkbar, so daß die Feldmessung zweckmäßig im Luftspalt zwischen den beiden gegenüberstehenden Konusspitzen durchgeführt wird.

Aus technischen Gründen sollte $\sigma R^2 w$ möglichst klein gehalten werden, was hohe Anforderungen an δ stellt. Dies hätte aber zur Folge, daß die magnetischen Störfelder der Umgebung wesentlich intensiver sind als das, was gemessen werden soll. Entweder müßte also das betreffende Laboratorium mit μ -Metall gegen diese Störfelder abgeschirmt werden (was sehr aufwendig ist) oder man muß diese Störfelder bei $w=0$ vermessen und als Bezugspunkt verwenden, wenn das Experiment mit $w > 0$ gefahren wird.

Ziel derartiger Laboruntersuchungen muß es sein, eine Entscheidung hinsichtlich $\beta < 0$ (kein Magnetfeld) oder $\beta > 0$ herbeizuführen. Im Fall $\beta < 0$ wäre dann die Existenz transversaler Gravitationswellen evident, während im Fall $\beta > 0$ (Magnetfeld) diese „Gravitationsstrahlung“ zwar nicht existiert, dafür aber ein in seinen technologischen Konsequenzen noch nicht übersehbarer Zusammenhang zwischen Elektro - und Gravitationsdynamik. In diesem letzten Fall wäre die quantitative Entscheidung zwischen $\beta > 0$ oder $\beta' > 0$ äquivalent mit der Entscheidung $3\omega = 4c$ oder $\omega = c$ für die Ausbreitungsgeschwindigkeit gravitativer Feldstörungen.

Northeim den 21.12.1981



(H e i m)