

K o p p l u n g z w i s c h e n M a g n e t f e l d u n d D r e h i m p u l s d i c h t e

(V o r s c h l a g e i n e s A l t e r n a t i v e x p e r i m e n t e s)

Vorbemerkung: zur Diskussion steht aus "Elementarstrukturen der Materie" Bd. II die makroskopische "Approximation (106)", durch welche offensichtlich Magnetfelder rotierender kosmischer Objekte verstanden werden können. Ein in Vorbereitung befindliches Laborexperiment könnte durch ein Alternativexperiment ergänzt werden, welches im folgenden begründet und beschrieben werden soll.

Verwendete Symbole: γ : Gravitationskonstante (Newton),
 c : Lichtgeschwindigkeit, ϵ_0 : Influenzkonstante, μ_0 : Induktionskonstante, R_3 : physischer Raum (Universum), x_1, x_2, x_3 : kartesische Koordinaten des R_3 , r : Abstand von einem Raumpunkt, $\vec{v}$: Geschwindigkeitsvektor, $\vec{\omega}$: Winkelgeschwindigkeit, m : Trägheitsmasse, η : Grav. Feldmasse, σ : Massendichte, $\mathcal{E}$: elektr. Ladungsdichte, $\vec{G}$: Grav. Feldvektor, $\vec{\mu}$: Orthogonaltrajektorienfeld zu $\vec{G}$, $\vec{B}$: Magn. Kraftflußdichte, $\vec{H}$, $\vec{E}$: Magn. und elektr. Feldvektor, φ : Scalare grav. Feldfunktion (Quadrat der Orbitgeschwindigkeit), α, β : Abgeleitete Varianten der Gravitationskonstanten, ω : Ausbreitungsgeschwindigkeit grav. Feldstörungen, V : R_3 -Volumen, $\wedge$: Dichteoperator, t : Zeit, $\vec{D}$: Hilfsvektor einer elektrisch-gravitativen Feldgröße.

1. Ansatz zur Gravitationsdynamik.

Wie auch immer das Gravitationsfeld aufgefaßt wird, es handelt sich mit Sicherheit um einen Zustand des R_3 , der sich vom völlig feldfreien R_3 unterscheidet, derart, daß zur Erzeugung dieses Zustandes Arbeitsvermögen aufgewendet werden muß. Aus diesem Grunde könnte angenommen werden, daß nach dem Energiematerieäquivalent auch dem Gravitationsfeld eine Feldmasse η zugesprochen werden sollte. Dies hätte zur Folge, daß für die Feldquelle $m=m(r)$ nicht konstant ist.

Die Abhängigkeit von r geht dabei allein auf $\eta(r)$ zurück, weil die Struktur der atomaren Letzteinheiten von m mit Sicherheit von anderer Wesensnatur ist, als diejenige des Gravitationsfeldes.

Handelt es sich um eine Kugelsymmetrie mit $\sum_k x_k^2 = r^2$, und ist $3V_0 = 4\pi r_0^3$ das Feldquellenvolumen, dann kann $\eta(r) = \eta'(r') + \eta(r)$ in die interne Feldmasse η' im Bereich $0 \leq r' \leq r_0$ und $\eta(r)$ mit $r > r_0$ und $\eta(r_0) = 0$ gespalten werden. Gilt $m_{(0)}$ für die reine Feldquelle ohne η' , dann wäre also $m(r) = m_{(0)} + \eta'(r_0) + \eta(r) = m_0 + \eta(r)$ mit $m_0 = m_{(0)} + \eta'(r_0)$ zu setzen, wenn nur der äußere Bereich $r > r_0$ betrachtet wird.

Da nach dem Äquivalenzprinzip von Trägheit und Gravitation jede Masse als Trägheitsmaß Quelle eines Gravitationsfeldes sein muß, ist zu erwarten, daß η den räumlichen Verlauf des Feldes beeinflusst. Da für die Newtonsche Feldfunktion $\varphi_n = \gamma m_0 / r$ gilt, kann die durch η bedingte Abweichung nur in m auftreten, so daß $\varphi(r) = \gamma m(r) / r$ für die korrigierte Feldfunktion zu setzen ist. Im Bereich hinreichend niedriger Felddichte (also unter "normalen" himmelsmechanischen Voraussetzungen) ist immer $|\eta| \ll m_0$, so daß die Approximation $\varphi \rightarrow \varphi_n$ extrem gut erfüllt ist. Im statischen Fall kann $\vec{G} = \text{grad} \varphi$ als Gradientenfeld aufgefaßt werden, für welches unter der gleichen Voraussetzung $\vec{G} \rightarrow \vec{G}_n = -\gamma \vec{r}_0 m_0 / r^2$ gilt.

Soll hingegen $\text{div} \vec{G}$ untersucht werden, dann muß beachtet werden, daß in $r > r_0$ bereits vier verschiedene Massendichten definierbar sind. So gilt global für die Feldquelle $\sigma_{(0)} = m_0 / V_0$ und ebenfalls global $\sigma_0 = m(r) / V$ für $r > r_0$. Die tatsächliche lokale Dichte wäre dann differentieller Art und gemäß $\sigma(r) = \Lambda(V)m(r)$ durch einen Dichteoperator darstellbar. Die reine Feldmassendichte σ_η wäre dann noch als Differenz $\sigma_\eta = \sigma - \sigma_0$ darstellbar. Divergenzbildung von $\vec{G}$ liefert in Polarkoordinaten mit $r^3 = V\sqrt{3}/(4\pi)$ die Beziehung $\text{div} \vec{G} = \text{div} \text{grad} \varphi = \frac{4}{3} \pi \gamma (9V \frac{d^2 m}{dV^2} + 6 \frac{dm}{dV})$, worin im Gegensatz zur Poisson-Fassung weder die erste noch die zweite Ableitung mit 0 identifiziert werden darf, weil $\eta(r)$ unbekannt ist und sich differentiell stark ändern kann. Wegen $m_0 = \text{const}$ hinsichtlich $r > r_0$ kann der eingeklammerte Ausdruck wegen $\frac{dm}{dV} = \frac{d\eta}{dV}$ gemäß $9V \frac{d^2 m}{dV^2} + 6 \frac{dm}{dV} = 9V \frac{d^2 \eta}{dV^2} + 6 \frac{d\eta}{dV} = \sigma_\eta$ mit der Feldmassendichte identifiziert werden. Mit $\sigma_\eta = \sigma - \sigma_0$ gilt also $\text{div} \text{grad} \varphi = \frac{4}{3} \pi \gamma (\sigma - \sigma_0)$.

Addition von $4\pi\gamma\sigma_0/3$ zur Feldquellengleichung mit $\vec{G}=\text{grad}\phi$ liefert also $\text{div}\vec{G}+4\pi\gamma\sigma_0/3=\frac{4}{3}\pi\gamma(9V\frac{d^2m}{dV^2}+6\frac{dm}{dV}+m/V)\stackrel{!}{=}4\pi\gamma\sigma/3$ im Vergleich mit $\text{div}\vec{G}\stackrel{!}{=}4\pi\gamma(\sigma-\sigma_0)/3$ liefert. Es kann in diesem Fall immer ein Verlauf $m(r)$ bzw. $m(V)$ gefunden werden, für den an einer Bezugsstelle $r=b=\text{const}$ alle drei Summanden (ohne die Faktoren 6 und 9) identisch werden, so daß es wegen des unbekannten Verlaufes $\eta(r)$ sinnvoll erscheint, mit dem Normierungsfaktor $16=9+5+1$ einen Dichteoperator $16V\Lambda=9V^2\frac{d^2}{dV^2}+9V\frac{d}{dV}+1\stackrel{!}{=} [3V\frac{d}{dV}+1]^2$ als Iteration und $64\pi\gamma\alpha=3$ einzuführen. Für die Quellenverteilung folgt dann unter der Voraussetzung $\eta(r)\neq 0$ die Darstellung

$$\alpha\text{div}\vec{G}+\sigma_0/16=\Lambda m=\sigma, \quad 16V\Lambda=[3V\frac{d}{dV}+1]^2, \quad 64\pi\gamma\alpha=3 \quad \dots\dots\dots(A).$$

Die Poisson-Fassung ergibt sich hieraus unter der Voraussetzung $\eta=0$ und $\frac{dm}{dV}=\sigma(0)=\text{const}$ mit $8\pi\gamma\alpha'=1$ wegen $\vec{G}=\vec{G}_n$ zu $\alpha'\text{div}\vec{G}_n=\sigma(0)$ oder $\text{div}\vec{G}_n=8\pi\gamma\sigma(0)$.

Es werde jetzt der allgemeine Fall einer diskontinuierlichen Massenverteilung im R_3 angenommen, die sich zeitlich in einem Bewegungszustand befindet. Stets kann eine geschlossene endliche R_3 -Fläche gefunden werden, derart, daß diese Fläche die Massenverteilung so umschließt, daß während des untersuchten Zeitintervalls ~~keine~~ diese Fläche durchdringt. Mit dem normierten Orthogonalsystem $\vec{e}_i\vec{e}_k=\delta_{ik}$ und der Koordinatenorientierung $\vec{x}_k=\vec{e}_k x_k$ gilt dann für die Geschwindigkeit $\vec{v}=\sum_k \dot{x}_k \vec{e}_k$ im R_3 . Hinsichtlich der Massendichten ist der globale Wert σ_0 in dem von der Fläche begrenzten Volumen V zeitlich konstant, während σ lokale Zeitänderungen erfährt, so daß hier eine separate Abhängigkeit von t existiert. Man hat also $\sigma_0=\sigma_0(x_1, x_2, x_3)$ und $\sigma=\sigma(x_1, x_2, x_3, t)$, doch muß σ gemäß $\frac{d\sigma}{dt}=0$ die Kontinuitätsbedingung erfüllen, wobei $\dot{\sigma}\neq 0$ bleiben kann, aber $\dot{\sigma}_0=0$ ist. Es kann also (A) partiell nach t differenziert werden, was

$$\alpha\text{div}\vec{G}=\dot{\sigma} \quad \dots\dots\dots(A1)$$

ergibt. Wegen $d\sigma=\sum_k \frac{\partial\sigma}{\partial x_k} dx_k + \dot{\sigma} dt$ wird also $0=\frac{d\sigma}{dt}=\dot{\sigma}+\sum_k \dot{x}_k \frac{\partial\sigma}{\partial x_k} = \dot{\sigma}+\vec{v}\text{grad}\sigma$. Stets ist $\text{div}\vec{v}=0$, also auch $\alpha\text{div}\vec{v}=0$, so daß das Operatortheorem $\vec{v}\text{grad}\sigma=\vec{v}\text{grad}\sigma+\alpha\text{div}\vec{v}=\text{div}(\alpha\vec{v})$ anwendbar wird. Damit folgt aber $\dot{\sigma}=-\text{div}(\alpha\vec{v})$, womit in (A1) substituiert werden kann, was die Divergenzfreiheit $\text{div}(\alpha\vec{G}+\alpha\vec{v})=0$ ergibt.

~~*~~ keine Masse des Systems

Der Vektor $\alpha \vec{G} + \sigma \vec{v}$ ist allgemein weder ein Nullvektor noch ein Konstantenvektor hinsichtlich der x_k , so daß im R_3 die Divergenzfreiheit wegen $\text{div rot} = 0$ nur in der Form

$$\text{rot} \vec{\mu} = \alpha \vec{G} + \sigma \vec{v} \quad \dots\dots\dots (B)$$

erfüllbar ist, worin $\vec{\mu}$ ein Orthogonaltrajektorienfeld zu $\vec{G}$ ist. Nimmt man nach (10) aus Elementarstrukturen der Materie " Band I an, daß mit $3\omega = 4c$ die Ausbreitungsgeschwindigkeit gravitativer Feldstörungen richtig bestimmt ist, dann würde aus $\omega^2 \alpha \beta = 1$ mit α aus (A) für die andere Konstante $c^2 \beta = 12\pi\gamma$ folgen Damit würde also

$$3\omega = 4c, \quad 64\pi\gamma\alpha = 3, \quad c^2 \beta = 12\pi\gamma \quad \dots\dots\dots (B1)$$

gelten, was allein auf $\eta(r)$ zurückgeht. Unterstellt man dagegen daß es keine gravitative Feldmasse gibt, also $\eta = 0$ ist, dann werden die Konstanten

$$\omega' = c, \quad 8\pi\gamma\alpha' = 1, \quad c^2 \beta' = 8\pi\gamma \quad \dots\dots\dots (B2),$$

während (A) zur Poisson-Fassung wird (wie schon gezeigt wurde). Unabhängig von einer Entscheidung hinsichtlich (B1) oder (B2) bleibt das Konzept einer Gravitationsdynamik bestehen, so daß (B) von einer solchen Entscheidung weitgehend unberührt bleibt.

2. Magnetisch- gravitative Feldkoppelung

In Elementarstrukturen der Materie" Bd.II wurde das aus der Fundamentalbeziehung (19) gewonnene System (58) in einer spezifischen Richtung makroskopisch approximiert (vierter Gültigkeitsbereich), was zu einer Kopplung von Magnetfeld und Drehimpulsdichte einer trägen Masse in (106) führte. Für diese Beziehung gilt $\pi \text{rot} \vec{B} = \sigma (\vec{r} \times \vec{\omega}) \sqrt{\beta \mu_0}$ mit $\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{\mu} \sqrt{\beta \mu_0}$. Man kann nun das sekundär erregte Magnetfeld einer mit $\vec{\omega}$ rotierenden Masse der Dichte σ untersuchen, doch müßte invers ein primäres Magnetfeld einen Trägheitseffekt verursachen, weil in (106) $\vec{\mu}$ aus (B) erscheint, und eine Gravitationsdynamik offenbar möglich ist. Zwar treten in $\vec{B}$ die Vektoren $\vec{H}$ und $\vec{\mu}$ gekoppelt auf, wenn $\beta > 0$ vorausgesetzt wird, doch bleibt der Approximationsfehler mit Sicherheit sehr klein, wenn $\text{rot} \vec{\mu}$ nach (B) und $\text{rot} \vec{H} = \epsilon_0 \vec{E} + g \vec{v}$

nach dem elektromagnetischen Induktionsgesetz in $\text{rot } \vec{B}$ substituiert werden. Man erhält auf diese Weise, wenn $c^2 \epsilon_0 \mu_0 = 1$ und $\omega^2 \alpha \beta = 1$ berücksichtigt wird $\text{rot } \vec{B} = \mu_0 \epsilon_0 \dot{\vec{E}} + \mu_0 \dot{\vec{g}} + \alpha \dot{\vec{G}} \sqrt{\beta \mu_0} + \sigma \vec{v} \sqrt{\beta \mu_0}$ oder $c^2 \text{rot } \vec{B} = \dot{\vec{E}} + \frac{3}{4} \dot{\vec{G}} \sqrt{\alpha / \epsilon_0} + \dot{\vec{g}} \sqrt{\epsilon_0} + c^2 \sigma \vec{v} \sqrt{\beta \mu_0}$. Mit der Kürzung $\vec{D} = \dot{\vec{E}} + \frac{3}{4} \dot{\vec{G}} \sqrt{\alpha / \epsilon_0}$ wird dann $c^2 \text{rot } \vec{B} = \vec{D} + \dot{\vec{g}} \sqrt{\epsilon_0} + c^2 \sigma \vec{v} \sqrt{\beta \mu_0}$ als Substitution in $\text{rot } \vec{B} = \sigma (\vec{r}_s \times \vec{w}_s)$ verfügbar. Mit $c^2 \beta = 12\pi\gamma$ folgt nach der Substitution $\vec{D} + \dot{\vec{g}} \sqrt{\epsilon_0} = 2\sqrt{3\pi\gamma / \epsilon_0} \sigma ((\vec{r}_s \times \vec{w}_s) / \pi - \vec{v})$.

Aufgrund der allgemeinen Beziehung

$$\vec{D} + \dot{\vec{g}} \sqrt{\epsilon_0} = 2\sqrt{3\pi\gamma / \epsilon_0} \sigma ((\vec{r}_s \times \vec{w}_s) / \pi - \vec{v}), \quad \vec{D} = \dot{\vec{E}} + \frac{3}{4} \dot{\vec{G}} \sqrt{\alpha / \epsilon_0} \quad (C)$$

kann ein Alternativexperiment begründet werden; denn $\text{rot } \vec{H}$ induziert demnach $\dot{\vec{E}}$, doch ist dieser Vektor nach (106) und (B) mit einer gravitativen beschleunigten Beschleunigung $\dot{\vec{G}}$ gekoppelt, deren Richtung von der jeweiligen Magnetfeldrichtung abhängt. Da $\vec{r}_s$ und $\vec{w}_s$ sich auf eine primär rotierende massive Kugel beziehen, kann bei einem Experiment hinsichtlich einer primären $\vec{D}$ -Induktion stets $\vec{r}_s \times \vec{w}_s = \vec{0}$ gesetzt werden, doch muß $\vec{v}$ wegen der Herkunft der Beziehung (106) ein axialer Vektor sein so daß $\vec{v} = \vec{r} \times \vec{w}$ eine insich geschlossene rotatorische Bewegung im $\vec{B}$ -Feld beschreibt, derart, daß $\vec{w} \perp \vec{H}$ aus $\vec{B}$ verläuft. Wird weiter in der Materieverteilung σ , in welcher $\vec{D}$ wirken soll, jede freie elektrische Ladung vermieden, um bekannte elektrische Störeinflüsse zu vermeiden, dann würde $\dot{\vec{g}} = 0$ und $\dot{\vec{E}}$ wäre in $\vec{D}$ nicht mehr relevant. In $\vec{D}$ würde dann $\dot{\vec{G}}$ allein wirken, wobei durch $\dot{\vec{G}}(H)$ die magnetische Herkunft nach (106) gekennzeichnet werde. Multiplikation der Beziehung für $\vec{D}$ mit $\frac{4}{3} \sqrt{\alpha \epsilon_0} = \frac{4}{3} c \epsilon_0 \sqrt{\alpha \mu_0} = \epsilon_0 \omega \sqrt{\alpha \mu_0} = \epsilon_0 \sqrt{\mu_0 / \beta}$ liefert dann wegen $\frac{4}{3} \sqrt{\alpha \epsilon_0} (2\sqrt{3\pi\gamma / \epsilon_0}) = \omega \sqrt{\alpha \beta} = 1$ die einfache Beziehung

$$\epsilon_0 \dot{\vec{G}} \sqrt{\mu_0 / \beta} + \alpha \dot{\vec{G}}(H) = \sigma (\vec{r} \times \vec{w}), \quad \vec{w} \perp \vec{H}, \quad \dot{\vec{g}} = 0 \quad (D),$$

die zur Durchführung eines Alternativexperimentes geeignet zu sein scheint.

3. Vorschlag des Alternativexperimentes

Nach (106) aus 'Elementarstrukturen der Materie', Bd. II wäre zu schließen, daß jede rotierende Trägheitsmasse ein Magnetfeld $\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{V} \times \vec{\omega}$ ^{indirekt} erregt, welches von einem gravitativen Term $\vec{\mu}$ begleitet wird. Dies könnte aber bedeuten, daß $\vec{\mu}$ direkt zur Struktur eines jeden phänomenologischen Magnetfeldes gehört, d. h., wenn $\vec{H}(t)$ in irgendwelcher Materie der Dichte σ wirkt, müßte nach der Approximation (D) ein Feld $\vec{G}(H)$ in dieser Materie wirksam werden und eine rotatorische Bewegung der Winkelgeschwindigkeit, $\vec{\omega} \propto \vec{H}$ verursachen, wobei die Richtung von $\vec{\omega}$ vom Richtungssinn $\vec{H}$ bestimmt wird. Wenn also $\vec{H}(t)$ sich zeitlich so verändert, daß es zu einer Umpolung kommt, dann müßte auch $\vec{\omega}$ die Richtung umkehren, was dann auch für $\vec{G}$ eintritt. Wahrscheinlich hätte $\vec{H} = \text{const}$ hinsichtlich t auch $\vec{G} = \text{const}$, also $\dot{\vec{G}} = \vec{0}$ zur Folge. Es wird mithin $\vec{H}(t)$ in irgendeinem Material σ benötigt, doch muß $\vec{H}(t)$ so beschaffen sein, daß sich die Richtung des Feldes zeitlich nicht verändert. Daraus folgt, daß $\vec{H}$ von einem Elektromagneten zu erzeugen ist, der von einem pulsenden Strom (100 Hz) betrieben wird. Man könnte diesen Strom, dessen Pulse ihr Vorzeichen nicht wechseln dürfen, aus dem 50 Hz-Wechselstrom durch Gleichrichtung ohne anschließende Glättung gewinnen.

Hinsichtlich des Materials σ fallen mit Sicherheit alle festen Substanzen aus, weil $\vec{G}$ wahrscheinlich derart klein sein wird, daß trotz des verhältnismäßig großen α -Faktors in $\alpha \dot{\vec{G}}(H) = -\sigma \vec{r} \times \vec{\omega}$ die linke Seite in festem Material nicht meßbar sein wird. Im Fall von Flüssigkeiten könnten zwar Strömungsprozesse zyklischer Art $\vec{r} \times \vec{\omega}$ entstehen, doch ist auch hier eine Meßbarkeit nicht möglich, weil wahrscheinlich die innere Reibung dieser Flüssigkeiten um mehrere Zehnerpotenzen den Begleiteffekt $\dot{\vec{G}}$ des Feldes $\vec{H}(t)$ übersteigen. Wird ein Gas verwendet, dann treten diese Vorgänge zwar zurück, bleiben aber bei Normaldruck immernoch bestimmend, obgleich σ im Vergleich mit festen oder flüssigen Substanzen sehr niedrig ist.

Wenn man hingegen den Gasdruck langsam absenkt, dann treten diese durch die Van Dervalschen Kräfte bedingten Vorgänge immer stärker zurück, bis schließlich bei einem Optimaldruck die Wirkung von $\vec{G}(H)$ nach (D) im Gas der Dichte σ eine rotatorische Bewegung $\vec{r} \times \vec{w}$ mit $\vec{w} \perp \vec{H}$ im Sinne eines Gaswirbels verursacht, sofern $\vec{H}(t)$ bei zeitlich ^{sich} ~~änderndem~~ ^{Betrag} ~~das~~ Vorzeichen nicht wechselt. Bei weiter sinkendem Druck müßte dieser Effekt wieder verschwinden, weil im Gas die thermodynamisch bedingten mittleren freien Weglängen so stark anwachsen, daß diese Wirbel wiederum physikalisch nicht mehr darstellbar sind.

Zur Indikation dieser Gaswirbel in σ können Staubpartikel beliebigen Materials verwendet werden. Wird zur Indikation ferromagnetischer Staub verwendet, dann bündelt jede Staubpartikel das primäre Feld, so daß zu erwarten ist, daß eine größere Zahl von Partikeln im Sinne von (D) zu beobachten sein wird. Wegen unvermeidbarer Kontaktelektrischer Vorgänge besteht immer die Möglichkeit, daß einzelne Indikationspartikel eine elektrische Ladung tragen. Zur Erfüllung der notwendigen Bedingung $\varphi=0$ erscheint es daher sehr zweckmäßig, kurz vor Durchführung des Experimentes diese geladenen Partikel durch ein influenziertes Hochspannungsfeld abzusaugen.

In den Laboratorien des DFK (Arbeitskreis des Autors) wurden Experimente in dieser Richtung (allerdings nur qualitativer Art) bereits vor Jahren von Herrn Dipl.-Phys. I. v. Ludwiger durchgeführt. Verwendet wurde ein größerer Erlenmeyerkolben * der mit einem Vakuumstutzen versehen wurde. Am Boden des Kolbens wurde eine kleine Ferritplatte befestigt und unter der Kolbenöffnung ein kleiner Elektromagnet installiert, dessen Stromversorgung vakuumdicht durch den ebenfalls vakuumfesten Verschuß des Kolbens nach außen führte. Zur Indikation wurde Staub der verschiedensten Materialien verwendet, derart, daß bei jedem Experiment die Probe gewechselt wurde, während das Füllgas stets Luft war. Die Bedingung $\varphi=0$ wurde während des Evakuervorganges mit dem kurzfristig wirkenden Hochspannungsfeld eines kleinen Van Degraaf-Generators (Absaugen elektrisch geladener Partikel) erreicht, nachdem die Staubprobe im Kolben aufgewirbelt worden ist. Wurde nun der Magnet eingeschaltet, der mit einem nicht geglätteten Gleichstrom

* aus Duranglas,

versorgt wurde,
(Pulsfrequenz ca 100Hz) dann stellten sich die nach (D) zu erwartenden Bahnen der Staubpartikel stets bei einem Gasdruck von ≈ 20 Torr ein. Abhängigkeiten dieser Bahnen vom Staubmaterial oder seiner Dia- bzw. paramagnetischen Eigenschaften konnten nicht beobachtet werden. Wurde als Probe Fe-Staub verwendet, der stark ferromagnetischer Natur ist, dann haftete (wie zu erwarten) der meiste Staub am Magnetpol; doch wurde von einer wesentlich größeren Zahl von Fe-Partikeln als im Fall nichtferromagnetischen Materials die Magnetophoresebewegung gemäß (D) beschrieben. Dieser Sachverhalt erscheint dem Autor besonders bemerkenswert, weil zu erwarten wäre, daß entgegen (D) sämtliche Fe-Partikel am Magnetpol haften. Insgesamt zeigten diese qualitativen Versuche bereits, daß die Bewegung im Rahmen dieser Magnetophorese i.B. auf die gegenwärtige Elektrodynamik unverständlich ist. Es erscheint daher dem Autor sinnvoll zu sein, derartige Versuche mit weniger Improvisationen noch einmal durchzuführen.

Vorgeschlagen werde ein zylindrischer Dr^unglasbehälter, auf dessen Zylinderfläche (nicht Strinflächen) ein möglichst weiter Vakuumstutzen angebracht wird. Dieser Stutzen sollte einen bequemen Wechsel des staubförmigen Indikators ermöglichen. Mit den beiden Stirnflächen könnte dieses Gefäß an den Polen eines U-förmigen Elektromagneten befestigt werden, der mit einem pulsierenden Gleichstrom versorgt wird. Die Anlage sollte für möglichst viele quantitative Experimente ausgelegt werden und gleichzeitig als eine handliche kompakte Einheit sein, um evtl. beispielsweise in Spacelab-Untersuchungen zu ermöglichen, in wie weit die Magnetophoresebahnen vom überlagerten statischen irdischen g-Feld abhängen. Auch wäre festzustellen, wie empfindlich diese Bahnen auf schwächste Änderungen des irdischen g-Feldes reagieren und wie diese Empfindlichkeit optimiert werden kann, was evtl. im Hinblick auf die Gravimetrie und die evtl. Konstruktion eines extrem empfindlichen Gravimeters von Interesse sein könnte. Auch könnte untersucht werden, ob das gegenwärtig noch nicht wirklich verstandene Phänomen der Photophorese einem Verständnis näher gebracht werden kann.

Northeim 28.2.1985

