

An

AE 33 (3x), AE 3, AM 1 - H.Stangl, IABG - H.Dr.A.Müller

ETH-Zürich - H.Professor Auerbach

Zur Kenntnis an

AE 112 - H.Feierlein

/ zur Kenntnis an
H. Prof. Dr. D. Gerner
T-Blm München

Betreff/Bezug

Besprechungsprotokoll vom 8.3.85
Heimscher Versuch/Theorie der Magnetophorese

Verantwortlich/

Termin

Zweck der Besprechung: Abklärung der Fehler durch nichtlineare Approximation der Gravitations-Feldgleichungen sowie Vorschlag zu einem Experiment über ein bislang unverstandenes Phänomen (Magnetophorese).

Teilnehmer:

H.Heim	- Northeim
H.Dr.Bölkow (zeitweise)	
H.Professor Auerbach	- ETH Zürich(Würenlingen)
H.Dr.Müller	- IABG
H.Dr.Königer	- AE 331
H.Halldörsson	- AE 332
H.Harasim	- AE 331
H.v.Ludwiger	- AE 112

Heimscher Versuch:

Herr Harasim teilte mit, daß das Rotationsexperiment (Heimscher Versuch) von der DFG nicht gefördert werden kann, da dieses Projekt in kein Förderungsschema passen würde. Ein Zuwendungsantrag wurde nun beim BMFT (Dr.Dyda) gestellt. Herr Heim stellte in Aussicht, daß der Leiter des Instituts für Geophysik, Göttingen, Professor Sievert, das Rotationsexperiment gutachterlich unterstützen würde, da es die Ursache des primären geomagnetischen Feldes begründen helfen könnte, welche das Zentralproblem der Geophysik darstellte.

Dichteoperator:

Herr Heim ließ einen Aufsatz verteilen mit dem Titel

"Kopplung zwischen Magnetfeld und Drehimpulsdichte",

in welchem u.a. ein Vorschlag für ein Alternativexperiment zur Bestätigung der magnetisch-gravitativen Feldkopplung behandelt wird. In einem Vortrag leitete Herr Heim nochmals den Dichteoperator her. Allerdings hat die Poisson-Fassung den doppelten Wert wie in der Newtonschen Theorie. Der Dichteoperator sowie die Faktoren in

$$\alpha = \left(\frac{3}{64}\right) \frac{1}{\pi \chi} , \quad \beta = (12) \frac{\pi \chi}{c^2} , \quad \omega^2 = (\alpha\beta)^{-1} = \left(\frac{16}{9}\right) c^2$$

bleiben weiterhin unklar.

Die magnetisch-gravitative Feldkopplung läßt sich aus Gl.106 des 2. Bandes "Elementarstrukturen der Materie" herleiten. Es gilt für die Rotation des Magnetfeld-Vektors:

Verantwortlich/
Termin

$$\text{rot } \vec{B} = \frac{1}{\pi} \sqrt{\beta \mu_0} (\vec{w}_s \times \vec{w}_s) \sigma \quad (*)$$

mit

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \sqrt{\beta \mu_0} \vec{\mu}$$

und μ_0 = Permeabilitätskonstante, g = Gravitationskonstante

σ = Massendichte, ϵ = Dielektrizitätskonstante,

$$c^2 = \frac{1}{\epsilon_0 \mu_0}$$

ρ = el. Ladungsdichte,

$\vec{w}_s$ = Rotationsgeschwindigkeit der Masse

$\vec{r}$ = Radiusvektor der rotierenden Masse

$\vec{G}$ = Gravitationsfeldvektor

Unter Verwendung des elektromagnetischen und des Gravitations-Mesofeld Induktionsgesetzes für das Mesofeld $\vec{\mu}$

$$\text{rot } \vec{H} = \epsilon_0 \dot{\vec{E}} + \rho \vec{v}_p \quad (* *)$$

$$\text{rot } \vec{\mu} = \alpha \dot{\vec{G}} + \sigma \vec{v}$$

folgt

$$\text{rot } \vec{B} = \epsilon_0 \mu_0 \dot{\vec{E}} + \mu_0 \rho \vec{v}_p + \alpha \sqrt{\beta \mu_0} \dot{\vec{G}} + \sqrt{\beta \mu_0} \sigma \vec{v}$$

$$\text{oder } c^2 \text{rot } \vec{B} = \vec{D} + \frac{1}{\epsilon_0} \rho \vec{v}_p + c^2 \sqrt{\beta \mu_0} \sigma \vec{v}$$

mit der Kürzung

$$\vec{D} = \epsilon_0 \dot{\vec{E}} + \frac{c}{\omega} \dot{\vec{G}} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\epsilon}}$$

Eingesetzt in (*) ergibt

$$\vec{D} + \frac{1}{\epsilon_0} \rho \vec{v}_p = \sqrt{\frac{(12)\pi\epsilon_0}{\epsilon_0}} \sigma \left[\frac{(\vec{w}_s \times \vec{w}_s)}{\pi} - \vec{v} \right]$$

oder

$$= \frac{c}{\omega} \sqrt{\frac{1}{\epsilon_0}} \sigma \left[\frac{\vec{w}_s \times \vec{w}_s}{\pi} - \vec{v} \right]$$

Durch rot $\vec{H}$ werden die Feldvektoren $\vec{E}$ und $\vec{G}$ induziert, wobei $E \parallel G$. Soll nicht das D-Feld einer rotierenden Kugel, sondern das Feld innerhalb einer Materieverteilung V , dann ist

$$\vec{H}_s \times \vec{W}_s = 0$$

Dagegen muß $\vec{V}$ (wegen Gl.106) ein axialer Vektor sein, d.h.

$$\vec{V} = \vec{H} \times \vec{W} \neq 0$$

mit $\vec{W} \perp \vec{H}$. Bei Abwesenheit elektrischer Ladungen $\rho = 0$ ist die Gleichung für ein neues Experiment:

$$\epsilon_0 \sqrt{\frac{\mu_0}{\rho}} \vec{E} + \alpha \vec{G} = -\sigma (\vec{H} \times \vec{W})$$

Nach dieser Beziehung und Gl.(**) müßte, wenn ein Magnetfeld $H(t)$ in der Materie der Dichte σ wirkt, eine Feldänderung $\vec{G}$ entstehen, welche eine rotatorische Winkelgeschwindigkeit $w \perp H$ verursacht. Wenn sich H zeitlich ändert aber die Richtung beibehält, so müßte die Rotationsbewegung nachweisbar werden, wenn die Materie aus frei beweglichen Probekörpern bestünde. In Gasen mit einem bestimmten Druck (bei einer optimalen mittleren freien Weglänge) müßten z.B. Luftwirbel auftreten, deren Rotationsachsen senkrecht zu den Magnetfeldlinien stehen.

Magnetophorese:

Dieser Effekt wurde bereits 1960 von H.v.Ludwiger anlässlich von Experimenten über Photophorese im Deutschen Institut für Feldphysik und allgemeine Kosmologie, Northeim beobachtet und als "Magnetophorese" bezeichnet. Es ist nicht bekannt, ob dieser Effekt anderenorts beobachtet und ggf. in der Fachliteratur erwähnt worden ist.

H.v.Ludwiger berichtete kurz über das Phänomen der Photophorese (siehe dazu auch TN-AE33-1/84 "Theoretische und praktische Möglichkeiten der Schwerkraftbeeinflussung") und über die Magnetophorese. Staubteilchen aus Antimon und Eisen von 10^{-4} bis 10^{-2} mm Größe wurden bei 10 - 20 Torr durch einen konvergierenden Lichtstrahl fallen gelassen. Einzelne Teilchen blieben an gewissen Stellen im Lichtkegel "hängen" und beschrieben unter Rotation um die eigene Achse kleine (bis zu 1 mm $\emptyset$ große) Kreise solange der Lichtstrahl wirkte.

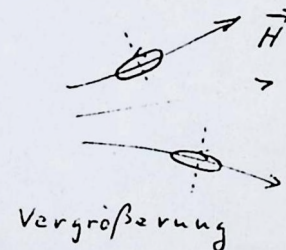
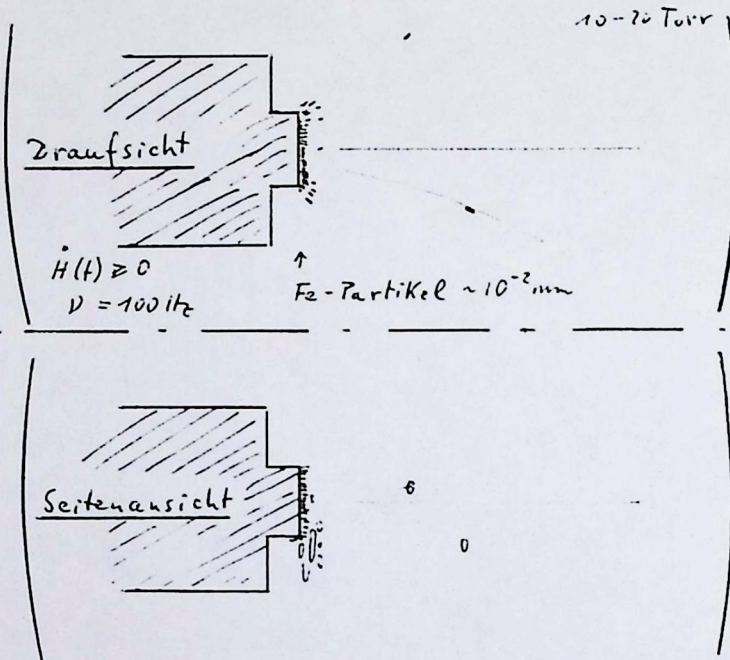
Elektrisch geladene Teilchen wurden durch ein starkes elektrostatisches Feld (Von der Graff-Generator) abgesaugt. Wurde ein divergierendes magnetisches Feld in die Nähe der Staubteilchen gebracht, so zeigten sich andere als Photophorese-Effekte. Das Magnetfeld wurde durch eine Klingelspule erzeugt, die mit gleichgerichtetem Wechselstrom versorgt wurde (≈ 100 Hz Pulsfrequenz mehrere 100 Gauß an den Polen).

In diesem Fall kreisten viele sehr kleine Partikel am unteren Rand des Eisenkerns, wobei die Rotationsachse senkrecht zu den Feldlinien stand, und einige größere Teilchen kreisten in 1 bis 2 cm Abstand von einem Magnetpol, auch bei abgeschaltetem Licht.

Verantwortlich/
 Termin

/ bestimmt werden

≅ doppelter Maßstab

Verantwortlich/
Termin

Herr Heim machte den Vorschlag, diese damaligen qualitativen Experimente zu wiederholen und durch die Theorie zu verifizieren, wobei die Parameter Luftdruck, magn. Feldstärke, Materialien, Partikelgröße, magn. Feldlinienverläufe und -Richtungen, variables g-Feld (Spacelab)

Ob die Photophorese durch einen ähnlichen Effekt erklärt werden kann, muß noch untersucht werden.

Herr Dr. Bölkow nahm das Buch "Elementarstrukturen der Materie" Band 2 entgegen und hat vor, dieses von Herren des MPI beurteilen zu lassen.

Approximationsfehler:

Herr Heim zeigte, daß die linearen Feldgleichungen (*) und (**), WELCHE AUS Gl. (58) folgen, nicht approximativ linearisiert werden, sondern sich direkt durch die Art der Spurbildung ergeben. Es wird also nur der in jedem Fall vernachlässigbare Fehler durch $\tau \rightarrow 0$ gemacht.

Die Feldgleichungen (58) lauten

(*) (*) (*)

$$\left(K_{(cd)}^{(ab)} + D_{(cd)}^{(ab)} \right); [\bar{k}_e]_{(cd)}^{(ab)} = \bar{\lambda}_{(cd)}^{(ab)} \times [\bar{k}_e]_{(cd)}^{(ab)}$$

Darin beziehen sich a, b, c, d auf die Partialstrukturen (z.B. $\mathcal{R}_{bc}$) welche die Fundamentelektoren (z.B. $\hat{Y}_{ik}(x)$) aufbauen. In Komponentendarstellung lautet das 1. Glied der linken Seite, wenn die Indizes der Partialstrukturen nicht geschrieben werden

$$K_m; [\dot{\kappa}_e] = \partial_e [\dot{\kappa}_m] - \partial_m [\dot{\kappa}_e] + [\dot{s}_e]; () [\dot{\kappa}_m] - [\dot{s}_m]; () [\dot{\kappa}_e]$$

Verantwortlich/
Termin

Die beiden letzten Glieder kennzeichnen den nichtlinearen Charakter der Feldgleichungen.

Bilden der Matrizen Spur $i = k$ ergibt

$$K_m; [\kappa_e^k] = \partial_e [\kappa_m^k] - \partial_m [\kappa_e^k] + [\kappa_e^k]; () [\kappa_m^k] - [\kappa_m^k]; () [\kappa_e^k]$$

Die kovarianten Indizes können in den Kondensorausdrücken vertauscht werden, d.h. die beiden letzten Glieder kompensieren sich und in (***) bleibt nur

$$\partial_e [\kappa_m^{(x)}] - \partial_m [\kappa_e^{(x)}] = \bar{\lambda}_m^{(x)} [\kappa_m^{(x)}] - \partial_e^{(x)} [\kappa_m^{(x)}]$$

wobei (x) die Hermetrieformen kennzeichnet über welche zumeist werden müßte wie dies im Falle des elektromagnetischen Feldes (auf S. 306) von Heim ausgeführt wird. Diese Ausgangsgleichung für die Herleitung von (*) ist linear. Ein Approximationsfehler wird nicht gemacht.

summiert

Bei einer Matrix oder bei einem Tensor 4. Grades gibt es mehrere Möglichkeiten der Spurbildung (bei einem kontravarianten Index sind es z.B. 3). Heisenberg hätte die richtige Spurbildung finden müssen, sagte Herr Heim, dann hätte/nicht später in die linearisierten Gleichungen ad hoc ein quadratisches Glied einführen müssen, was zu so großen Schwierigkeiten führte. (Gemeint ist die Spurbildung in Feldgleichungen eines universellen Überbaues anstelle der Maxwellgleichungen, die durch Wellen- und Impulsoperatoren in die Schrödingergleichung gebracht werden).

Diskussion:

Es wurde die Frage diskutiert, ob eine direkte Umwandlung elektromagnetischer Energie in Gravitationswellen möglich wäre. Dazu meinte Heim, er hätte dies früher auch geglaubt. Da das Gravitationsfeld jedoch, anders als das elektromagnetische, nicht eichinvariant ist, kann eine einfache Transformation nicht gelingen. Beide Feldarten gehörten zu verschiedenen Geometrien g_{ik} . Dagegen muß eine elektromagnetische Feldstörung immer auch von (äußerst schwachen) Gravitations-Feldstörungen begleitet sein.

Weiter wurde diskutiert über die Bedeutung des Metron-Begriffs. Ist das Metron real oder nur eine abstrakte Metapher zur Begründung einer Differenzenrechnung? Benötigt man zur Beschreibung der Kompression einen Einbettungsraum? Wie ändern sich die Metronen bei der Lorentztransformation, d.h. geht $\tau \rightarrow 0$ für $v \rightarrow c$?

Über diese Fragen soll noch weiter nachgedacht werden.

v. Ludwiger
(v. Ludwiger)

Laboratory Experiment for Testing the Gravi-Magnetic
 Hypothesis with Squid-Magnetometers.

A. Harasim, I.v. Ludwiger, W. Kroy
 Messerschmitt-Bölkow-Blohm GmbH Ottobrunn, West-Germany
 H.Th. Auerbach, 5412 Gebenstorf/Switzerland

Gyromagnetic and magnetomechanical phenomena have been widely examined in the 1930's - 1940's revealing the Barnett effect /1/, which results in a magnetization by rotation. Rotating superconductors also show the Barnett effect /2/. The magnetic field generated within a rotating superconductor is proportional to twice the specific charge, which agrees well with the predictions of the London theory.

We believe that in addition to this effect there is another magnetization process in nature which is proportional to the total mass of the rotating body or more precisely to its total angular momentum.

Fig. 1 shows the angular momentum (on the y-axis) versus the magnetic moment (on the x-axis) of various stars. This linear relationship has stimulated Blackett /3/ in 1947 to set up the gravi-magnetic hypothesis that a rotating mass measured in gravitational units has the same effect as a rotating charge measured in electrical units:

$$\sqrt{\gamma} m = \sqrt{k} q \quad (\text{for a rotating body}) \quad (1)$$

(γ = gravitational constant, k = Coulomb constant $\frac{1}{4\pi\epsilon_0}$, m = mass, q = electrical charge). After some calculation one finds that the ratio of magnetic moment to angular momentum is a constant, leading to Blackett's equation

$$\frac{m_{\text{mag}}}{L} = \frac{\frac{1}{2} \frac{4\pi}{\mu_0} B r^3}{\frac{2}{5} m r^2 \omega} = \frac{1}{2} \frac{\sqrt{\gamma}}{\sqrt{k}} \quad (2)$$

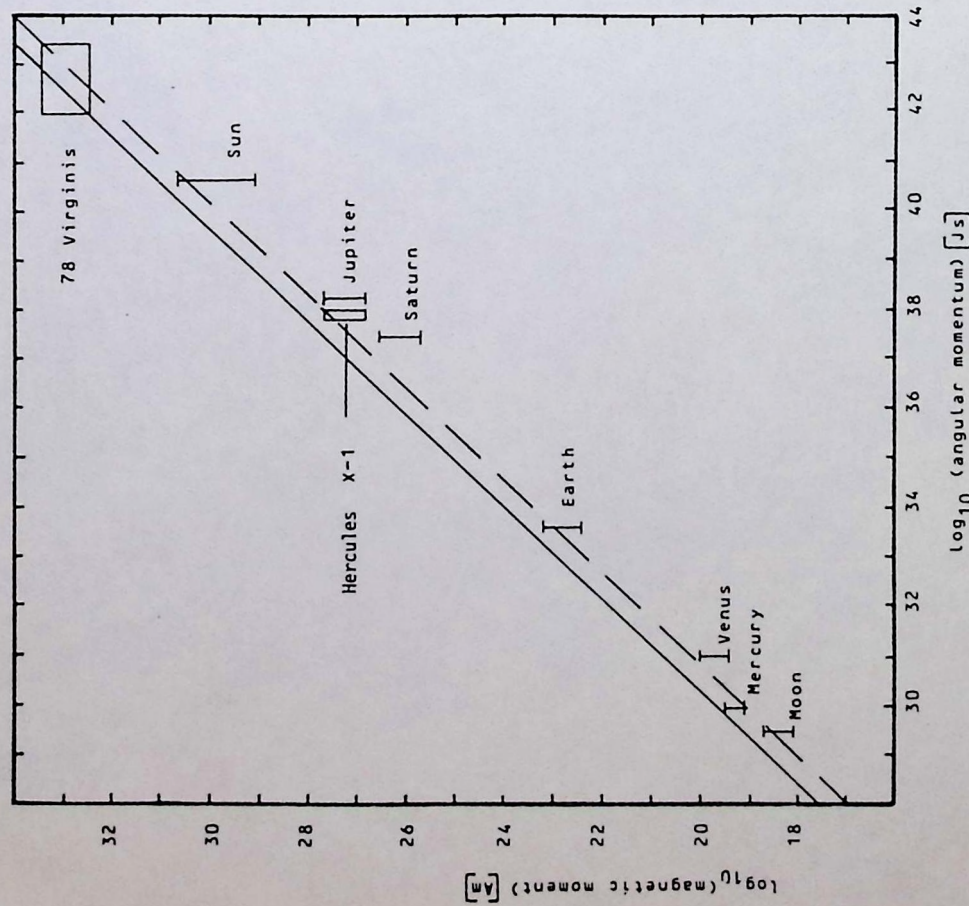


Fig. 1 (from Ref. /4/)

Angular momentum versus magnetic moment for various stellar objects. The dotted line is a regression line for the experimental data. The drawn out line corresponds to Blackett's relation. It is also equivalent to the maximum of the radial field, eq. 4, according to Heim's differential equation 3.

(m_{mag} = magnetic moment, L = angular momentum, μ_0 = magnetic vacuum permeability, ω = angular velocity, m = mass, r_0 = radius of the rotating body). The astrophysical data can actually be fitted very well by a regression line close to $m_{\text{mag}} = (\sqrt{\gamma} / 2 \sqrt{k}) \cdot L$.

The gravi-magnetic hypothesis is of some interest in geophysics. According to a simple model it is assumed that the gravi-magnetic field is the primary field. The magnetic field contribution produced by the convection currents in the core of the earth is a secondary induction process. It is directed in opposition to the gravi-magnetic field according to Lenz's rule. This secondary induction field weakens the primary field so that the observed geomagnetic field is smaller than the gravi-magnetic field. For this reason the upper limit of the geomagnetic or stellar magnetic fields is determined by the gravi-magnetic field.

Since Blackett's hypothesis there have been a number of attempts to verify this correlation in a laboratory experiment. These attempts were not successful, so that the gravi-magnetic hypothesis was abandoned. However in 1979 Siraa /4/ pointed out that these experiments did not test the gravi-magnetic hypothesis at all. Due to the fact that magnetometers were not sufficiently sensitive, additional assumptions were necessary at that time to measure effects large enough to be seen in laboratory experiments.

But now, with the availability of Squid magnetometers, there is a real chance of measuring such an effect, if it exists at all.

In 1984 Heim /5/ published a differential equation relating the electric and mass current densities to the curl of the magnetic field vector, which slightly approximated becomes

$$\nabla \times \sqrt{\mu_0} \vec{H} = \sqrt{\mu_0} \vec{j}_e + \sqrt{\beta} \vec{j}_m \quad (3)$$

He obtained this equation by setting up the gravitational tensor in analogy to the electromagnetic tensor but with a somewhat different metric. By combining these two tensors linearly he formed a tensor describing both the gravitational and the electromagnetic behaviour of matter. By solving equation 3 for the sphere one finds for the radial component of the magnetic field on the surface, in the absence of electrical current:

(μ = relative permeability, α geographic latitude, $\beta = \frac{4\pi\gamma}{C^2}$)

$$B_r(r_0, \alpha) = \frac{3}{10\pi} \frac{\sqrt{\beta \mu_0}}{1+2/\mu} \omega \cdot m \cdot \frac{\sin \alpha}{r_0} \quad (4)$$

and for the tangential component

$$B_t(r_0, \alpha) = \frac{3}{20\pi} \frac{\sqrt{\beta \mu_0}}{1+2/\mu} \omega \cdot m \cdot \frac{\cos \alpha}{r_0} \quad (5)$$

In the case of stars the maximum of the radial component of the magnetic fields evaluated with the aid of equation 4 has the same magnitude as the one predicted by Blackett's gravi-magnetic hypothesis.

Fig. 2 shows the field lines for a sphere of uniform density and with $\mu = 1$ using the complete solution of Heim's differential equation (3). The field density increases towards the axis of rotation. It has a minimum on the equator near the surface. This behaviour supports Runcorn's measurements in 1952 /6/ showing an increase of the magnetic intensity in the direction of the earth's center. Runcorn's measurements were regarded by Blackett as a decisive argument against his gravi-magnetic hypothesis, because his relation, equation 2, applied to the interior of the earth with $m \propto r_0^3$ would predict a decreasing magnetic field. However, regarding the complete solution of Heim's differential equation it is evident that Blackett's relation, equation 2, can only be valid on the surface of a rotating body and not in its interior.

By assuming that our Squid magnetometer can resolve 10^{-13} Tesla the rotational frequency for $\rho_m = 5000 \text{ kg/m}^3$ should be greater than 300 cps. The decrease of the magnetic field along the equator for this case is shown on the right of fig. 2.

One version of a possible set-up is shown in fig. 3. The rotating mass is contained in a vacuum chamber. A loop shaped-superconducting shield to confine the field lines is inserted into a hole in the center of the rotating cylinder. The Squid magnetometer can be mounted anywhere along the loop. The bearings are pneumatic to avoid magnetic interactions. The whole assembly can be cooled to He-temperature.

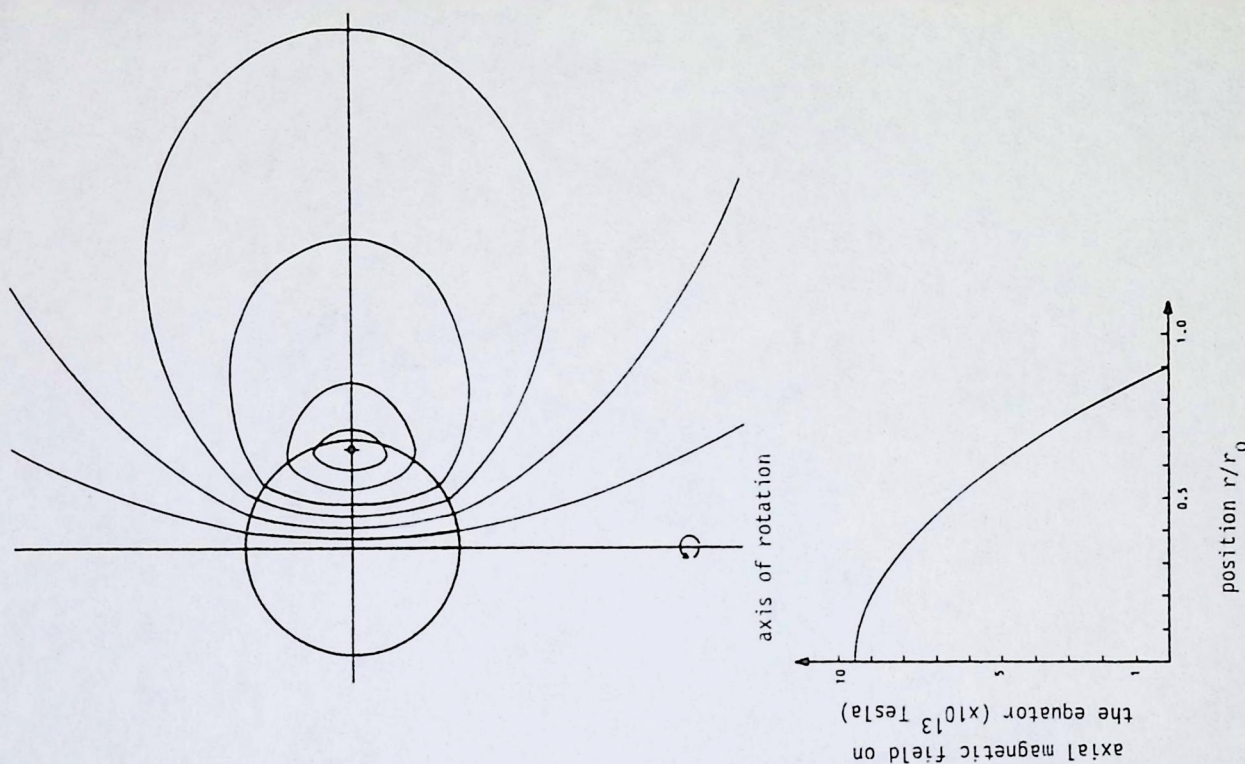


Fig. 2

Magnetic field lines for a sphere of uniform density and relative permeability $\mu = 1$. The diagram below shows the magnetic field as a function of r/r_0 for a sphere with $\gamma = 300 \text{ cps}$, $\rho_m = 5000 \text{ kg/m}^3$, $r_0 = 0.05 \text{ m}$.

References

- /1/ S.J. Barnett, Rev.Mod.Phys. 7 (1935)
- /2/ J.B. Hendricks et al., Journal of Temp. Phys. Vol. 4, No.2 (1971)
- /3/ P.M. Blackett, Nature 159 (1947)
- /4/ S.P. Sirag, Nature 278, 535-537 (1979)
- /5/ B. Heim, Elementarstrukturen der Materie, Band II, Resch Verlag Insbruck, 1984
- /6/ Runcorn et al., Phil.Trans.R.Soc. A 244, 113 (1952).

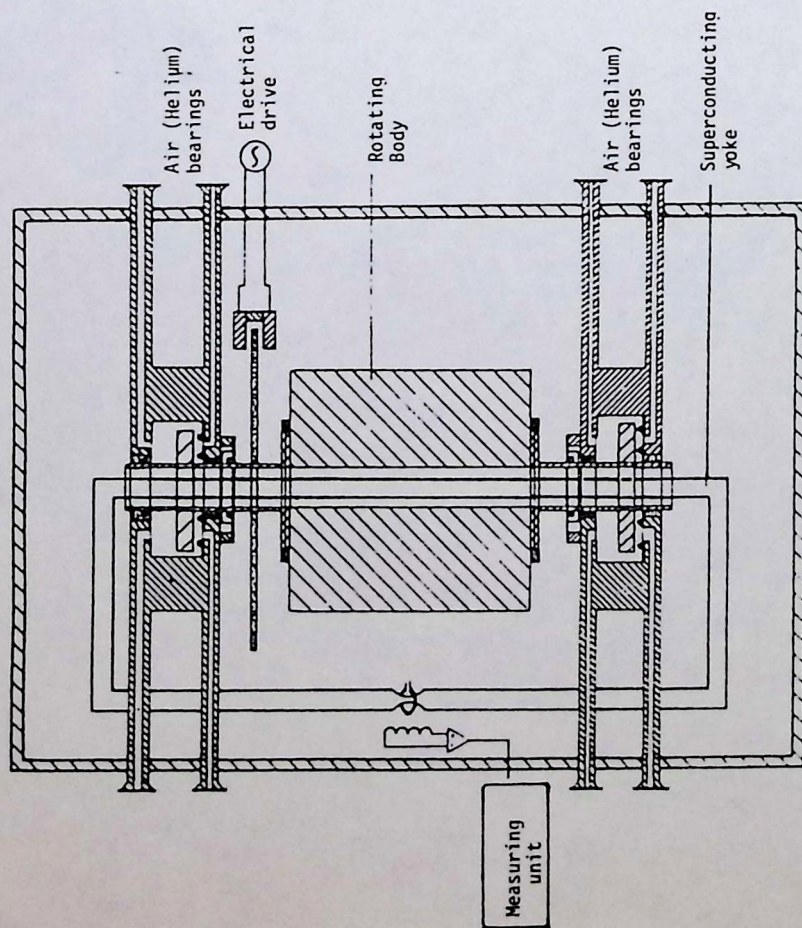


Fig. 3 Schematic diagram of experimental set-up

Since the magnetic field has a maximum on the axis, the aim of our experiment is to measure the field in the center of the rotating body. The body itself should not exhibit the Barnett effect. Hence, materials with non-saturated spinmoments such as conductors or ferromagnets have to be avoided.

Since the effect to be measured is very weak the whole assembly will have to be installed in a magnetically shielded chamber. Such a chamber is available in Berlin. The experiment will be carried out in co-operation with the Squid group at the Physikalisches-Technische-Bundesanstalt Berlin.

11. Nov. 1984

Lieber Dieter,

anbei, wie versprochen, der Antrag an die
DFG und die Rechnung von Prof. Ansbach.
Wenn Du der Ansicht bist, daß die Abschätzungen
vernünftig aussehen, wäre also eine kurze
Mitteilung gut, daß Du das Experiment aus Deiner
Sicht befürwortest. Herr Heim hat den Zuwendungs-
antrag erhalten und will von Prof. Sievers, Inst. für
Geophysik, Göttingen, ebenfalls ein Empfehlungsschreiben
einholen. Ein Gutachten ist das ja nicht, soll es
auch gar nicht sein. Das müßte ja bezahlt werden.
Es wäre schön, wenn Herr Havasim einen Brief
von Dir noch im November bekommen könnte.

Kerstin Gröbe an Anemari und an Dich

Dani

Angelika und Ilsebrand

Das gravitative Magnetfeld einer rotierenden Scheibe

Wir beginnen wieder mit Gl. (4) im Bericht über die rotierende Kugel:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{A} = \mu \sqrt{\frac{\beta}{\mu_0}} \rho_m \vec{v} . \quad (1)$$

In Zylinderkoordinaten, dargestellt in Fig. 1, ist $v = r\omega_0$ in Richtung $\hat{e}_\varphi$, so dass das Vektorpotential $\vec{A}$ nur eine φ -Komponente

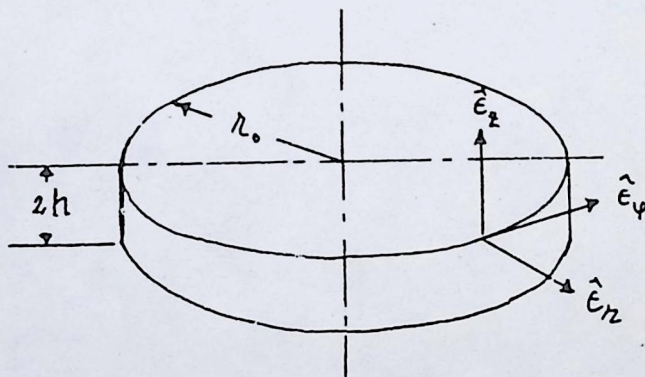


Fig. 1

hat. Für diesen Fall reduziert sich Gl. (1) im Innern der Scheibe zu folgendem Ausdruck:

$$\left(\frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) A(r, z) = -\mu \sqrt{\frac{\beta}{\mu_0}} \rho_m \omega_0 r , \quad (2)$$

wobei unter $A(r, z)$ die Komponente $A_\varphi(r, z)$ zu verstehen ist.

Die Lösung von Gl. (2) setzt sich, wie immer, aus der Lösung der homogenen Gleichung und einer partikulären Lösung der inhomogenen Gleichung zusammen. Für die Lösung der homogenen Gleichung,

$$\left(\frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) A_h(r, z) = 0 , \quad (3)$$

macht man den üblichen Separationsansatz

$$A_h(r, z) = R(r) Z(z) . \quad (4)$$

Die Funktionen $R(r)$ und $Z(z)$ erfüllen dann die Gleichungen

$$\frac{d^2 Z}{dz^2} \mp c^2 Z(z) = 0$$

$$\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR}{dr} + \left(\pm c^2 - \frac{1}{r^2} \right) R(r) = 0 \quad (5)$$

Die Lösungen dieser Differentialgleichungen, die bei $r=0$ endlich und bezüglich der $z=0$ -Ebene symmetrisch sind, sind je nach Wahl des oberen oder unteren Vorzeichens von c^2

oberes Vorzeichen: $J_1(cr) \cos cz$ (6a)

unteres Vorzeichen: $I_1(cr) \cos cz$ (6b)

(J_1, I_1 = Besselfunktionen der Ordnung 1).

Wenn $c=0$ ist, liefert Gl. (6) nur die triviale Lösung 0, weil die Besselfunktionen für das Argument 0 verschwinden. Die Lösungen von Gl. (5) für $c=0$ sind aber keineswegs trivial, sondern ergeben

$$Z_0(z) = \alpha + \beta z$$

$$R_0(r) = \gamma r + \frac{\delta}{r} \quad (7)$$

Die reguläre, symmetrische Lösung für $c=0$ ist demnach Ar.

Es erweist sich in unserem Fall als günstiger, Lösungen vom Typ (6a) zu wählen. Damit wird die vollständige Lösung der homogenen Gleichung

$$A_h(r, z) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n J_1(c_n r) \cos c_n z + A_r \quad (8)$$

Eine partikuläre Lösung von Gl. (2) ist

$$A_p(r, z) = -\alpha r^3$$

$$\alpha = \frac{\mu}{g} \sqrt{\frac{b}{\mu_0}} \int_{\omega} \omega_0 \quad (9)$$

wie sich leicht nachrechnen lässt. Damit wird das endgültige Vektorpotential

$$A(r, z) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n J_1(c_n r) \cosh c_n z - a r^3 + A r. \quad (10)$$

Randbedingungen

Im Fall der rotierenden Kugel kennen wir das Feld sowohl im Innern wie im Vakuum. Bildet man das Verhältnis des radialen Feldes $B_1^-(r_0, \theta)$ an der Kugeloberfläche zum radialen Feld $B_1^-(0, 0)$ im Zentrum, so ist das Resultat

$$\frac{B_1^-(r_0, \theta)}{B_1^-(0, 0)} = \frac{2\mu_0}{\mu} \frac{1}{1 + 4 \frac{\mu_0}{\mu}} \cos \theta \approx \frac{2\mu_0}{\mu} \cos \theta.$$

Das Auftreten des Faktors $2\mu_0/\mu = 10^{-3}-10^{-4}$ zeigt, dass das radiale Feld an der Oberfläche um mehrere Grössenordnungen schwächer ist als im Zentrum. Man begeht daher keinen grossen Fehler mit der Annahme, dass das radiale Feld an der Oberfläche ganz verschwindet. Diese Approximation entspricht einer unendlichen Permeabilität des Materials. Setzt man z.B. $\mu_0/\mu = 0$ in Gl. (37) des Berichts über die rotierende Kugel, so ist $B_1^-(r_0, \theta) = 0$, wie erwartet. Da das radiale Feld an der Oberfläche verschwindet, existiert dort nur ein tangenciales Feld, d.h. die Oberfläche fällt mit einer Feldlinie zusammen. Diese Schlussfolgerung gilt ganz allgemein für Körper mit beliebiger Form wenn $\mu_0/\mu = 0$ ist.

Übertragen auf die rotierende Scheibe bedeutet die Approximation einer unendlichen Permeabilität das Verschwinden von B_r am Zylindermantel und von B_z an der oberen und unteren Fläche des Zylinders. Das hat eine sehr beträchtliche Vereinfachung des Problems zur Folge, da die Übergangsbedingungen vom Zylinder zum Vakuum jetzt durch Randbedingungen ersetzt werden können. Der Fall endlicher Permeabilität scheint überhaupt nur numerisch lösbar zu sein.

Die Randbedingungen an der Oberfläche sind:

1) Mantelfläche bei $r=r_0$:

$$B_r(r_0, z) = - \left(\frac{\partial A}{\partial z} \right)_{r=r_0} = 0. \quad (11)$$

2) Oberfläche bei $z=h$:

$$B_z(r, h) = \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r A(r, z) \right]_{z=h} = 0. \quad (12)$$

Bedingung (1), Gl. (11), führt zu

$$\sum_{n=1}^{\infty} A_n c_n J_1(c_n r_0) \sin c_n z = 0 \quad (13)$$

und lässt sich erfüllen, wenn

$$c_n = \frac{j_{1n}}{r_0} \quad (14)$$

gewählt wird, wobei j_{1n} die (tabellierten) n 'ten Wurzeln von J_1 sind. Um die Schreibweise etwas zu vereinfachen, setzen wir

$$\begin{aligned} \frac{r}{r_0} &= \rho, \quad 0 \leq \rho \leq 1 \\ \frac{z}{h} &= \tau, \quad 0 \leq \tau \leq \tau_0, \quad \tau_0 = \frac{h}{r_0}. \end{aligned} \quad (15)$$

Mit (14) und (15) wird das Vektorpotential

$$A(\rho, \tau) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n J_0(j_{1n} \rho) \cos j_{1n} \tau - \alpha r_0^3 \rho^3 + A \rho. \quad (16)$$

Im letzten Term wurde der Faktor r_0 im A absorbiert.

Gleichung (16) wird jetzt benutzt, um die zweite Randbedingung, Gl. (12), zu erfüllen. Differentiation nach τ ergibt

$$\sum_{n=1}^{\infty} A_n j_{1n} J_0(j_{1n} \rho) \cos j_{1n} \tau_0 - 4 \alpha r_0^3 \rho^2 + 2A = 0. \quad (17)$$

Um die Entwicklungskoeffizienten A_n aus dieser Gleichung zu bestimmen, ist es am günstigsten, ρ^2 nach Funktionen $J_0(j_{1n} \rho)$ zu entwickeln. Die $J_0(j_{1n} \rho)$ sind orthogonal im Intervall $0 \leq \rho \leq 1$, aber nicht vollständig, denn eine Konstante lässt sich nicht

durch sie darstellen. Wir müssen zur geplanten Reihenentwicklung noch eine Konstante hinzuaddieren, die separat bestimmt werden muss. Die Entwicklung von ρ^2 ist daher

$$\rho^2 = B + \sum_{n=1}^{\infty} B_n J_0(j_{1n} \rho). \quad (18)$$

Nach Multiplikation mit $\rho J_0(j_{1n} \rho)$ und Integration von 0 bis 1 erhält man

$$\int_0^1 \rho^3 J_0(j_{1n} \rho) d\rho = B \int_0^1 \rho J_0(j_{1n} \rho) d\rho + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \int_0^1 \rho J_0(j_{1n} \rho) J_0(j_{1n} \rho) d\rho. \quad (19)$$

Die einzelnen Integrale sind

$$\begin{aligned} \int_0^1 \rho^3 J_0(j_{1n} \rho) d\rho &= \frac{2}{j_{1n}^2} J_0(j_{1n}) \\ \int_0^1 \rho J_0(j_{1n} \rho) d\rho &= 0 \\ \int_0^1 \rho J_0(j_{1m} \rho) J_0(j_{1n} \rho) d\rho &= \frac{1}{2} J_0^2(j_{1n}) \text{ wenn } m=n \\ &= 0 \text{ sonst.} \end{aligned} \quad (20)$$

Setzt man diese Ausdrücke in Gl. (19) ein, so findet man für B_n

$$B_n = \frac{4}{j_{1n}^2 J_0(j_{1n})} \quad (21)$$

und für ρ^2

$$\rho^2 = B + 4 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0(j_{1n} \rho)}{j_{1n}^2 J_0(j_{1n})}. \quad (22)$$

Zur Bestimmung von B setzt man $\rho=1$,

$$1 = B + 4 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{j_{1n}^2}. \quad (23)$$

Die Summe über $1/j_{1n}^2$ lässt sich aus der Relation

$$\frac{d}{dz} \frac{J'_\nu(z)}{J_\nu(z)} = -\frac{\nu}{z^2} - 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{z^2 + j_{\nu n}^2}{(z^2 - j_{\nu n}^2)^2} \quad (24)$$

ableiten. Führt man nämlich die Differentiation aus und geht zum Limes $z \rightarrow 0$ über, so ergibt das

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{j_{n\lambda}^2} = \frac{1 - 2\nu(\nu-1)}{4(\nu+1)}, \quad (25)$$

oder

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{j_{n\lambda}^2} = \frac{1}{8},$$

woraus

$$B = \frac{1}{2}$$

folgt, also

$$\rho^2 = \frac{1}{2} + 4 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0(j_{n\lambda} \rho)}{j_{n\lambda}^2 J_0(j_{n\lambda})}, \quad 0 \leq \rho \leq 1. \quad (26)$$

Dieses Resultat kann jetzt in Gl. (17) eingesetzt werden. Fasst man alle Terme, die mit $J_0(j_{1n} \rho)$ multipliziert werden, zusammen, so erhält man

$$\sum_{n=1}^{\infty} \left\{ A_n j_{1n} \cosh j_{1n} \xi_0 - \frac{16 a \kappa_0^3}{j_{1n}^2 J_0(j_{1n})} \right\} J_0(j_{1n} \rho) - 2 a \kappa_0^3 + 4 A = 0. \quad (27)$$

Die Koeffizienten von $J_0(j_{1n} \rho)$ müssen separat verschwinden, woraus folgende Konstanten resultieren:

$$A = a \kappa_0^3$$

$$A_n = \frac{16 a \kappa_0^3}{j_{1n}^3 J_0(j_{1n}) \cosh j_{1n} \xi_0}. \quad (28)$$

Damit wird das Vektorpotential, Gl. (16), unter Benutzung der Definition von a , Gl. (9),

$$A(\rho, \xi) = \mu \sqrt{\frac{k}{\mu_0}} \omega_0 \rho_{1n} \kappa_0^3 \left\{ 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_1(j_{1n} \rho) \cosh j_{1n} \xi}{j_{1n}^3 J_0(j_{1n}) \cosh j_{1n} \xi_0} - \frac{1}{8} \rho(\rho^2 - 1) \right\}. \quad (29)$$

Das Magnetfeld

Die beiden Komponenten des Magnetfeldes gehen durch

$$B_r(\rho, \tau) = -\frac{1}{\kappa_0} \frac{\partial A(\rho, \tau)}{\partial \tau}$$

$$B_z(\rho, \tau) = \frac{1}{\kappa_0} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho A(\rho, \tau) \quad (30)$$

aus dem Vektorpotential hervor. Nach Ausführung der Differentiationen ergeben sich folgende Ausdrücke:

$$B_r(\rho, \tau) = -2\mu \sqrt{\frac{\rho}{\mu_0}} \omega_0 \rho \kappa_0^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_1(j_{1n} \rho) \sinh j_{1n} \tau}{j_{1n}^2 J_0(j_{1n}) \cosh j_{1n} \tau_0} \quad (31)$$

$$B_z(\rho, \tau) = \mu \sqrt{\frac{\rho}{\mu_0}} \omega_0 \rho \kappa_0^2 \left\{ 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0(j_{1n} \rho) \cosh j_{1n} \tau}{j_{1n}^2 J_0(j_{1n}) \cosh j_{1n} \tau_0} - \frac{1}{2} \left(\rho^2 - \frac{1}{\kappa^2} \right) \right\}. \quad (32)$$

Die Feldlinien

Da die Feldlinien überall parallel zu $\vec{B}$ sein müssen, erfüllt ein Linienelement $d\vec{s}$ die Gleichung

$$d\vec{s} \times \vec{B} = 0. \quad (33)$$

In unserem Falle ist

$$d\vec{s} = \hat{e}_r \kappa_0 d\rho + \hat{e}_z \kappa_0 d\tau$$

$$\vec{B} = \hat{e}_r B_r + \hat{e}_z B_z = -\hat{e}_r \frac{1}{\kappa_0} \frac{\partial A}{\partial \tau} + \hat{e}_z \frac{1}{\kappa_0} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho A, \quad (34)$$

($\hat{e}_r, \hat{e}_z$ = Einheitsvektoren). Das Vektorprodukt von Gl. (33) ist daher

$$d\vec{s} \times \vec{B} = -\hat{e}_\varphi \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho A d\rho + \frac{\partial A}{\partial \tau} d\tau \right) = 0.$$

Multipliziert man durch mit ρ so ist

$$\frac{\partial}{\partial \rho} \rho A(\rho, \tau) d\rho + \frac{\partial}{\partial \tau} \rho A(\rho, \tau) d\tau = d[\rho A(\rho, \tau)] = 0$$

oder

$$\rho A(\rho, \tau) = K \quad (\text{eine Konstante}) \quad (35)$$

die Gleichung der Feldlinien. Voll ausgeschrieben ist das

$$\rho \left\{ 2 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{J_1(j_{1k} \rho) \cosh j_{1k} \tau}{j_{1k}^3 J_0(j_{1k}) \cosh j_{1k} \tau_0} - \frac{1}{8} \rho (\rho^2 - 1) \right\} = K. \quad (36)$$

Die Lösung dieser hochgradig transzendenten Gleichung kann nur numerisch erfolgen. Nur für $K=0$ können die Feldlinien direkt aus Gl. (36) bestimmt werden. Bei $K=0$ ist eine Feldlinie offensichtlich $\rho=0$, d.h. die zentrale Achse füllt mit einer Feldlinie zusammen. Eine zweite Feldlinie ist $\tau=\tau_0$, d.h. die Oberfläche der Scheibe. Das kann man folgendermassen erkennen: Wenn $\tau=\tau_0$ ist, wird aus dem Ausdruck in geschweiften Klammern, Gl. (36),

$$2 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{J_1(j_{1k} \rho)}{j_{1k}^3 J_0(j_{1k})} - \frac{1}{8} (\rho^3 - \rho). \quad (37)$$

ρ^3 und ρ können nach $J_1(j_{1n} \rho)$ entwickelt werden, da diese ein vollständiges orthogonales Funktionensystem im Bereich $0 \leq \rho < 1$ bilden. Den Punkt $\rho=1$ brauchen wir im Moment nicht. Das Ergebnis der Entwicklung ist

$$\begin{aligned} \rho^3 &= 2 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{8 - j_{1k}^2}{j_{1k}^3 J_0(j_{1k})} J_1(j_{1k} \rho) \\ \rho &= -2 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{J_1(j_{1k} \rho)}{j_{1k} J_0(j_{1k})} \end{aligned} \quad 0 \leq \rho < 1 \quad (38)$$

also

$$\frac{1}{8} (\rho^3 - \rho) = 2 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{J_1(j_{1k} \rho)}{j_{1k}^3 J_0(j_{1k})}. \quad (39)$$

Der zweite Term in Gl. (37) hebt sich daher mit dem ersten weg, so dass $\gamma = \gamma_0$ tatsächlich eine Feldlinie ist. Die dritte Feldlinie bei $K=0$ ist $\rho=1$, wie leicht aus Gl. (36) zu erkennen ist, da ja per definitionem $J_1(j_{1n})=0$ ist. Der Verlauf des Feldes bei $\rho=1$ ist entgegengesetzt zu dem bei $\rho=0$, ähnlich wie im Fall der Kugel, so dass auch bei der Scheibe ein Kreis in der Ebene $z=0$ existieren muss, auf dem $\vec{B}$ verschwindet.

Die Feldlinie bei $K=0$ demonstriert das bereits erwähnte Resultat, dass die Oberfläche eines Körpers mit unendlicher Permeabilität immer mit einer Feldlinie zusammenfällt. Das ist ein zumindest notwendiger Beweis für die Richtigkeit der vorliegenden Berechnung.

Das axiale Magnetfeld $B_z(\rho, \gamma)$

Die axiale Komponente des Magnetfeldes, Gl. (32), ist bestimmt die interessantere der beiden Felder. Mit den gleichen Werten, die für die Kugel genommen wurden ($\mu/\mu_0=1000$, $B_H=2,79526 \times 10^{-26}$ m/kg, $\omega_0=2\pi \cdot 800$ rad/s, $\rho_m=5000$ kg/m³, $r_0=0,1$ m) ist

$$\mu \sqrt{\frac{\rho}{\mu_0}} \omega_0 \rho_m r_0^2 = 4,7110 \times 10^{-4} \text{ Gauss}.$$

Die axialen Felder bei $\rho=0$ und $\rho=1$ sind dann

$$B_z(0, \gamma) = 4,7110 \times 10^{-4} \left\{ \frac{1}{4} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cosh j_{1n} \gamma}{j_{1n}^2 J_0(j_{1n}) \cosh j_{1n} \gamma_0} \right\} \text{ Gauss} \quad (40a)$$

$$B_z(1, \gamma) = -4,7110 \times 10^{-4} \left\{ \frac{1}{4} - 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cosh j_{1n} \gamma}{j_{1n}^2 \cosh j_{1n} \gamma_0} \right\} \text{ Gauss.} \quad (40b)$$

Der Verlauf der beiden Komponenten für $\gamma_0=0,5$ ist in Fig. 2 dargestellt. In der gleichen Figur ist auch die Kurve des Magnetfeldes entlang der Rotationsachse der Kugel ($\theta=0$) eingezeichnet. Mit der Variablentransformation $\rho \rightarrow \gamma$ ergibt sich für diese Kurve

$$\text{Kugel:} \quad B_1(0, \gamma) = 0,9422 \times 10^{-4} (1 - \gamma^2) \text{ Gauss} \quad (41)$$

$$0 \leq \gamma \leq 1 \quad (\gamma = \frac{r}{r_0}).$$

Die Distanz $C \leq \rho \leq 1$ wurde in der Figur auf die Hälfte reduziert um sie der nur halb so dicken Scheibe anzupassen.

Ein Vergleich von $B_z(1, \mathfrak{I})$ der Scheibe mit dem tangentialen Feld B_2^- der Kugel ist nur an deren Äquator, $(r_0, \frac{\pi}{2})$, möglich. Das Äquatorialfeld der Kugel, $-B_2^-(r_0, \frac{\pi}{2})$, ist $-0,9422 \times 10^{-4}$ Gauss, also gleich gross wie Gl. (41) bei $\mathfrak{I}=0$, während das entsprechende Feld der Scheibe im Punkt $(1,0)$, $B_z(1,0) = -0,9801 \times 10^{-4}$ Gauss ist (vergl. Fig. 2).

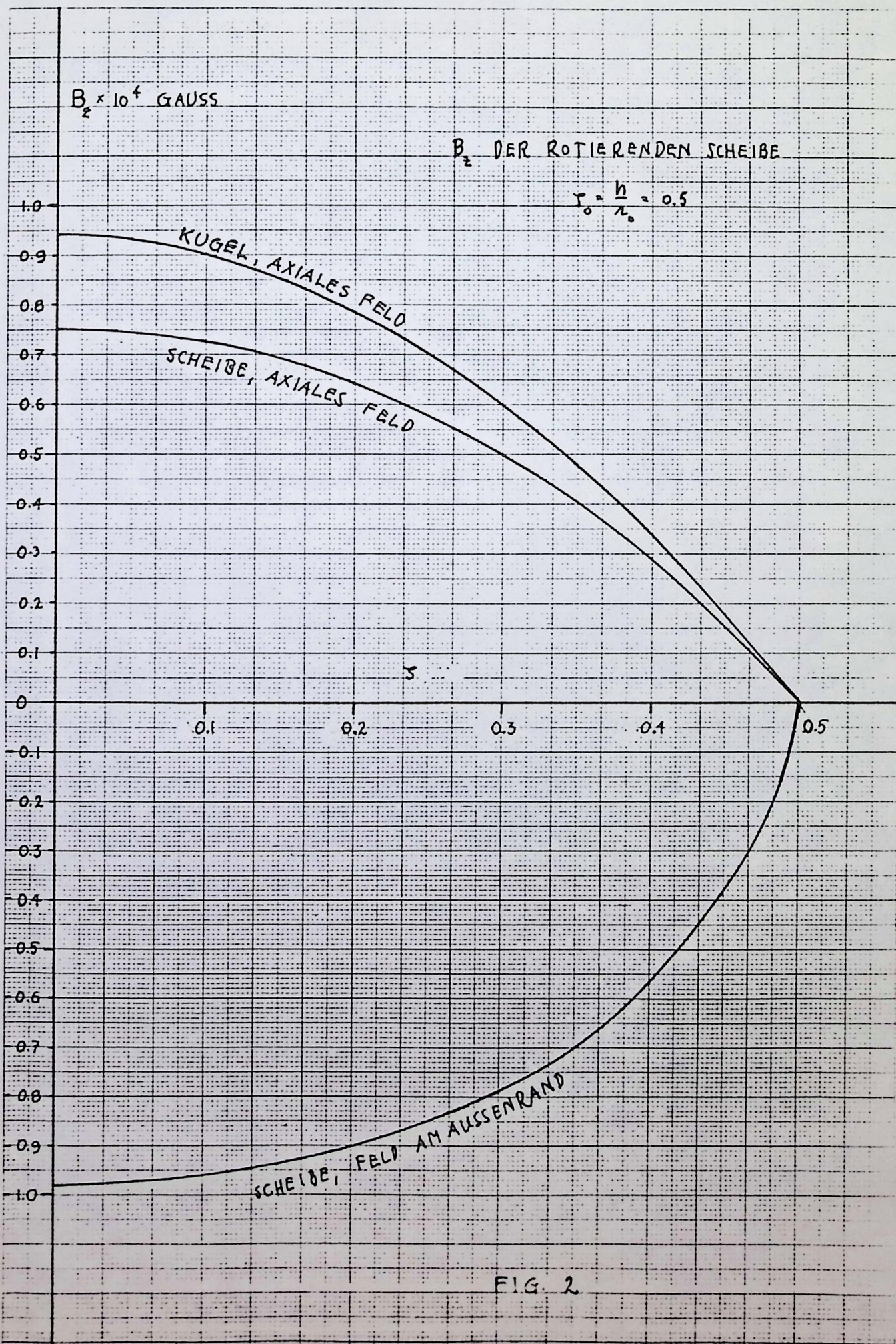
Die Differenz zwischen den Feldern im Zentrum der Kugel, $0,9422 \times 10^{-4}$ Gauss und der Scheibe, $0,7523 \times 10^{-4}$ Gauss, ist zum Teil darauf zurückzuführen, dass die Scheibe nur 0,1 m dick ist, im Gegensatz zur Kugel, deren Durchmesser 0,2 m ist. Wäre die Scheibe 0,14 m dick, wären die beiden Felder gleich. Je höher der Zylinder, umso stärker wird das zentrale Feld. Im Grenzfall $h \rightarrow \infty$ hat das Magnetfeld die Form

$$\begin{aligned} l = \infty: \quad B_z(\rho) &= \frac{\mu}{2} \sqrt{\frac{\beta}{\mu_0}} \rho_m \omega_0 r_0^2 (1 - \rho^2) \\ &= 2,3555 \times 10^{-4} (1 - \rho^2) \quad \text{Gauss.} \end{aligned} \quad (42)$$

Die Feldstärke auf der Achse beträgt jetzt $2,3555 \times 10^{-4}$ Gauss oder rund dreimal so viel wie bei der Scheibe mit $h=0,05$ m. Man könnte diesen Effekt ausnutzen und evtl. nur einen langen Stab mit hohem μ/μ_0 rotieren lassen. Gleichung (42) bei $\rho=0$ lässt sich auch so schreiben:

$$\begin{aligned} B_z(0) &= \frac{1}{2} \sqrt{\beta \mu_0} \rho_m \cdot \frac{\mu}{\mu_0} \omega_0 r_0^2 \\ &= 4,6864 \times 10^{-9} \frac{\mu}{\mu_0} \omega_0 r_0^2 \quad \text{Gauss.} \end{aligned} \quad (43)$$

Mit $\frac{\mu}{\mu_0} = 3 \times 10^4$, $\omega_0 = 2\pi \cdot 1000$ rad/s braucht r_0 nur 1,84 cm zu sein um ein Feld von 3×10^{-4} Gauss zu erreichen, das viermal so stark wäre wie das Feld der rotierenden Scheibe.



Angebot Nr.

Zuwendungsantrag

Experimentalstudie zum Nachweis der
Gravitations-Magnetfeld-Kopplung

Für den Inhalt verantwortlich

Technisch: H. A. Harasim, AE 331
Tel. 089/6000-8640

Kaufmännisch: NN

Inhaltsverzeichnis

Anlage A

1. Gegenstand und Ziel des Vorhabens
2. Begründung des Vorhabens
 - 2.1 Überblick über die theoretischen und experimentellen Arbeiten anderer Gruppen
 - 2.2 Neuer theoretischer Ansatz einer gravitativen Magnetfeld- Kopplung
3. Gegenwärtiger Stand der Versuchsplanung
4. Arbeitsprogramm
 - 4.1 Phase I: Theoretische Untersuchungen
 - 4.2 Phase II: Experimentelle Voruntersuchungen und Versuchsvorbereitung
 - 4.3 Phase III: Versuchsdurchführung
5. Projektorganisation und Zeitplan

Anlage B

1. Allgemeine Angaben
2. Kostenschätzung
3. Kalkulatorische Preisbasis
4. Vertragsbedingungen

Anlage A

Experimentalstudie zum Nachweis der Gravitations-Magnetfeld-Kopplung
in einem Spacelabexperiment

1. Gegenstand und Ziel des Vorhabens

Gegenstand der Experimentalstudie ist die Prüfung der schon ^{bereits} einmal im Jahr 1947 von Blackett /1, 2/ untersuchten gravitativen Magnetfeld-Hypothese im Lichte neuer theoretischer Arbeiten und neuen, empfindlichen Nachweismethoden von schwachen Magnetfeldern. In Abschnitt 2 wird ein neuartiger theoretischer Ansatz der gravitativen Magnetfeldkopplung aufgezeigt, der sich hauptsächlich auf zum Teil veröffentlichte und von MBB geförderte Arbeiten von B.Heim /3/ stützt. Die Herleitung der von B.Heim aufgestellten Differentialgleichung wurde von Mitarbeitern von MBB in Zusammenarbeit mit Prof.Auerbach von der ETH Zürich überprüft und für den kugelsymmetrischen Fall analytisch gelöst.

Ein wesentliches Ergebnis der bisherigen Arbeiten bei MBB ist, daß die hieraus berechneten Werte für das Magnetfeld der Erde mit den aus Gesteinsremanenzen gefundenen Maximalwerten gut übereinstimmen. Ebenso wurde eine gute Übereinstimmung der berechneten Werte mit den Experimentaldaten anderer Himmelskörper gefunden. Ein eindeutiger Nachweis einer gravitativen Magnetfeld-Kopplung ist aber sicherlich nur in einem Labor-experiment ~~bzw. Spacelabexperiment~~ zu führen.

Ziel des Vorhabens ist deshalb, in einer Phase I die experimentellen Möglichkeiten der neuen erweiterten gravitativen Magnetfeld-Theorien zu überprüfen, experimentelle Fehlerquellen aufzuzeigen und die Aussagekraft eines Experiments abzuschätzen.

In einer Phase II sollen dann Arbeiten zur experimentellen Versuchsvorbereitung und Versuchsausführung durchgeführt werden.

In der Phase III schließlich könnte das Experiment im Spacelab vollzogen werden.

2. Begründung des Vorhabens

2.1 Überblick über die theoretischen und experimentellen Arbeiten anderer Gruppen (nach S-P Sirag /4/)

Die gravi-magnetische Hypothese

Die gravi-magnetische Hypothese geht von der Annahme aus, daß eine rotierende Masse denselben magnetischen Effekt hat wie eine rotierende Ladung. Aus den entsprechenden Konstanten der Fundamentalkräfte erhält man die Beziehung:

$$\sqrt{\mu} \cdot m = \sqrt{k} \cdot q \quad (1)$$

(γ = Gravitationskonstante, m = Masse, $k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$ Coulomb Konstante, q = elektrische Ladung). Das Verhältnis des magnetischen Moments P zum Drehmoment U einer mit der Winkelgeschwindigkeit w um die Körperachse rotierenden Massenkugel m , dem Radius r_0 ist dann /4/:

$$\frac{P}{U} = \frac{\frac{1}{2} \frac{4\pi}{\mu_0} B r_0^3}{\frac{2}{5} w m r_0^2 f} = \frac{5}{4} \frac{4\pi}{\mu_0} \frac{B r_0}{w m f} = \frac{1}{2} \frac{\sqrt{j_e}}{\sqrt{k}} = 4,3 \cdot 10^{-11} \left[\frac{C}{kg} \right]$$

f ist hierbei ein der Masse angepaßter Dichtefaktor.

Im Jahr 1947 hat zuerst Blackett /1, 2/ die P/U -Werte für einige Himmelskörper berechnet und mit den damals bekannten Meßdaten verglichen. Er erhält ein nahezu gleiches Betragsverhältnis, was auf den gravitativen Ursprung des magnetischen Feldes hinweist. In der Zwischenzeit wurden die Magnetfelder des Mondes /5/, Merkurs /6/, Jupiters /7/ und von Hercules X-1 /8/ vermessen. Auch diese Messungen stützen die gravi-magnetische Hypothese, wie aus Bild 1 ersichtlich ist. Kleine Änderungen der relevanten Variablen verursachen große Abweichungen von der durchgezogenen Linie in Bild 1, sodaß der Fit der experimentellen Daten eine gewichtige Aussagekraft besitzt. Hierbei ist nicht so sehr die lineare Abhängigkeit ausschlaggebend, sondern vielmehr die Tatsache, daß der Fit der experimentellen Daten in der Nähe der $\sqrt{\mu} / 2\sqrt{k}$ Linie liegt.

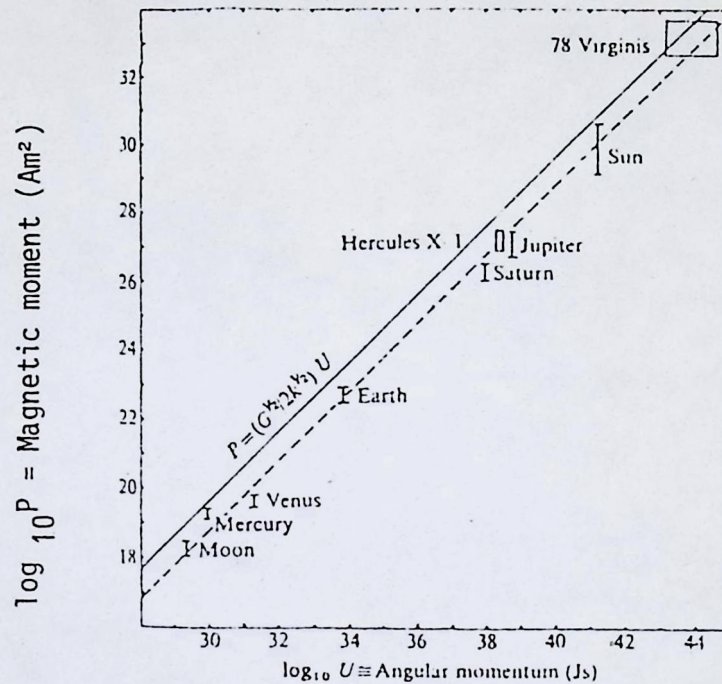


Bild 1: Verhältnis der magnetischen Momente zu den Drehmomenten nach der gravi-magnetischen Hypothese in $\log_{10}$ -Darstellung
 $(P = \frac{1}{2} \frac{4\pi}{\mu_0} Br^3; U = \frac{2}{5} f w m r^2; \sqrt{j_e/2k} = 4,3 \cdot 10^{-11} \text{ C/kg})$

Wilsons Experiment 1923

Der erste experimentelle Test, der den Nachweis der gravi-magnetischen Hypothese in einem Laborexperiment erbringen sollte, war das Experiment von Wilson im Jahr 1923 /9/. Diesem Experiment lag die Überlegung zugrunde, daß eine Masse, die sich linear bewegt, ebenso ein Magnetfeld erzeugen sollte wie eine linear bewegte Ladung. Wilson schrieb daher die Gleichung 2 in die Geschwindigkeitsform und erhielt

$$B = \frac{4}{5} \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{1}{2} \frac{\sqrt{j_e}}{\sqrt{k}} \frac{mv}{r^2} \quad (3)$$

Die Geschwindigkeit in Gleichung 3 deutete er als Relativgeschwindigkeit. Er ließ daher einen Eisenstab im Labor pendeln und benutzte die Erde als

bewegte Masse. Er erwartete nach Gleichung 3 ein Magnetfeld der Stärke 10^{-7} ..

Das Meßergebnis war negativ. Aus heutiger Sicht ist der negative Ausgang des Wilson Experiments durchaus verständlich. Es ist die Annahme, daß die Geschwindigkeit in Gleichung 3 als Relativgeschwindigkeit gedeutet werden kann. Zwischen einer translatorischen Geschwindigkeit und einer Rotationsgeschwindigkeit besteht aber ein fundamentaler Unterschied. Während erstere relativ im Sinne der speziellen Relativitätstheorie ist, ist eine Rotationsbewegung nicht relativ zur Bewegung des Beobachters. Das Wilson-Experiment prüfte somit nicht die gravi-magnetische Hypothese (siehe Gleichung 2), sondern eine lineare Variante einer eventuell möglichen gravi-magnetischen Beziehung.

Das Experiment von Swann und Longacre

Swann und Longacre /10/ führten 1928 ein Experiment aus, bei dem sie eine Kupferkugel von 20 cm Durchmesser mit 200 Hz rotieren ließen. Sie setzten jedoch anstelle des korrekten Faktors $\varrho \omega r^2$ in der Dichteform der Gleichung 3 den Faktor $\varrho \omega^4 r^4$ ein und erwarteten ein Magnetfeld von 10^{-7} . Diese willkürliche Abänderung der Gleichung 1 erlaubte damals einen ebenso guten Fit der experimentellen Daten der Erde und Sonne wie die korrekte Gleichung 3. Jedoch hätte die Heranziehung der korrekten Gleichung ein weitaus geringeres Magnetfeld von etwa 10^{-13} T zur Folge gehabt, deren Messung mit der damaligen Meßausrüstung unmöglich gewesen wäre. Es ist daher nicht verwunderlich, daß dieses Experiment mit negativem Ausgang ausfiel.

Das Experiment von Blackett

Blackett führte 1952 ein Experiment aus /1, 2/, bei dem er eine weitere Variante der gravi-magnetischen Hypothese untersuchte. Diese neue Variante sagt ein Magnetfeld für eine sich auf der Erdoberfläche in Ruhe befindliche Probemasse von 10^{-12} T unter dem Einfluß der Erddrehung voraus. Auch dieses Experiment fiel negativ aus.

Allen diesen Experimenten gemeinsam ist die Tatsache, daß aufgrund eines fehlenden empfindlichen Magnetfeldsensors nur verschiedene Varianten der

gravi-magnetischen Hypothese geprüft werden konnten, wobei zusätzlich Annahmen in diese Varianten einfließen. Schon 1952 stellte Blackett /2/ fest, daß eine mit 100 Hz rotierende Bronzekugel von 1 m Durchmesser ein Magnetfeld von 10^{-12} T ergeben sollte. Dieses Experiment ist bisher nicht ausgeführt worden, weil kein empfindlicher Magnetfeldsensor mit einem Meßfehler unter 10^{-12} T verfügbar war. Heutzutage steht mit dem Squidmagnetometer ein solches Meßinstrument zur Verfügung.

2.2 Neuer theoretischer Ansatz einer gravitativen Magnetfeld-Kopplung

Die folgende Ableitung der gravitativen Feldgleichungen basiert auf verschiedenen technischen Niederschriften von MBB-AE 331, auf dem ersten veröffentlichten Band von Heim Werk /3/, verschiedenen privaten Mitteilungen von Heim und von Prof. Auerbach von der ETH Zürich. Heim geht von einer Analogie der gravitativen Feldgleichungen zu den Maxwellgleichungen aus, von denen sie sich unter anderem durch eine leicht verschiedene Metrik unterscheidet. Es gibt im Unterschied zu anderen Autoren eine Koordinatentransformation, die die Maxwellgleichungen invariant läßt und eine andere, die die Gravitationsgleichungen invariant läßt. Beide Gleichungssysteme lassen sich durch Tensordivergenzen darstellen. Der Grundgedanke von Heim ist nun der, eine lineare Kombination der Tensorkomponenten zu finden, die unter der kombinierten Koordinatentransformation im Minkowskiraum invariant bleibt. Die Gravitationsgleichungen entsprechen in ihrem Aufbau ganz den Maxwellgleichungen. Dem elektrischen Verschiebungsvektor $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}$ entspricht der gravitative Vektor $\alpha \vec{T}$, wobei $\vec{T}$ das bekannte Gravitationsgesetz darstellt. Das Analogon zur magnetischen Induktion $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ ist der Vektor $\beta \vec{\mu}$ mit dem neuen als Mesofeld bezeichneten Feld $\vec{\mu}$, das sich genauso verhält wie $\vec{H}$ zu $\vec{E}$ im elektromagnetischen Fall. Während die elektromagnetischen Feldgleichungen im Minkowski-Raum R_{-4} gelten, sind die gravitativen Feldgleichungen auf den Raum R_{+4} bezogen. Der Raum R_{+4} unterscheidet sich von R_{-4} dadurch, daß dort anstelle von $x_e^4 = ict$ die Koordinate $x_g^4 = wt$ gilt mit $w = \frac{4}{3} c$.

und $\frac{1}{\sqrt{\alpha\beta}} = w$.

Weiterhin unterscheidet sich $\vec{B}$ von der magnetischen Induktion $\vec{B}$ noch dadurch, daß seine Quelle die Feldmasse $\rho_m - \rho_{m0}$ ist, während $\vec{B}$ keine Quellen besitzt. Die Dichte ρ_{m0} ist hierbei die räumliche Dichte

der ponderablen Masse und $\rho_m - \rho_0$ die räumliche Dichte des gravitativen Feldes, das nach dem Energieäquivalent eine Feldmasse besitzen muß und somit als zusätzliche Gravitationsquelle in Erscheinung tritt. Mit diesen Entsprechungen ergeben sich folgende Beziehungen:

Gravitationsgleichungen	elektromagnetische Gleichungen
1 $\nabla \sqrt{\alpha} \vec{F} = w \sqrt{\beta} \rho_m$	1' $\nabla \sqrt{\epsilon_0} \vec{E} = c \sqrt{\mu_0} \rho_e$
2 $\nabla \times \sqrt{\alpha} \vec{F} = \frac{1}{w} \frac{\partial}{\partial t} \sqrt{\beta} \vec{\mu}$	2' $\nabla \times \sqrt{\epsilon_0} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \sqrt{\mu_0} \vec{H}$
3 $\nabla \cdot \beta \vec{\mu} = \beta w (\rho_m - \rho_{m0})$	3' $\nabla \cdot \sqrt{\mu_0} \vec{H} = 0$
4 $\nabla \times \vec{\mu} = j_m + \frac{\partial}{\partial t} \alpha \vec{F}$	4' $\nabla \times \sqrt{\mu_0} \vec{H} = \sqrt{\mu_0} \vec{j}_e + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \sqrt{\epsilon_0} \vec{E}$

mit $\alpha = \frac{1}{4\pi\gamma}$ und $\beta = 9\pi\gamma/4c^2$

Außerdem muß die Kontinuitätsgleichung erfüllt werden

$$\nabla \vec{j}_m + \frac{\partial}{\partial t} \rho_m = 0 \quad (5) \quad \nabla \vec{j}_e + \frac{\partial}{\partial t} \rho_e = 0 \quad (5')$$

Im elektromagnetischen Fall kommt noch die Lorenzkraftdichte hinzu, die als Tensorbeziehung ausgedrückt werden kann. Eine entsprechende gravitative Kraftdichte wird analog zum elektromagnetischen Fall aus einer ähn-

lichen Tensorberechnung hergeleitet.

gravitative Kraftdichte

elektromagn. Kraftdichte

$$\vec{f}_g = \rho_m (-\vec{\Gamma} + \vec{v} \times \beta \vec{\mu}) \quad (6) \quad \vec{f}_e = \rho_e (\vec{E} + \vec{v} \times \mu_0 \vec{H}) \quad (6')$$

Die elektromagnetischen Gleichungen lassen sich bekanntlich als Divergenz von antisymmetrischen Tensoren darstellen. Ebenso können die gravitativen Feldgleichungen durch analog aufgebaute Tensorbeziehungen ausgedrückt werden. Die charakteristische Eigenschaft der 1-6, und 1'-6' Gleichungen ist ihre Invarianz gegenüber speziellen Transformationen. Im elektromagnetischen Fall sind es die Lorentztransformationen, während im gravitativen Fall eine entsprechende Transformationsmatrix gilt, bei der ict durch wt ersetzt ist.

Weder der R_{-4} noch der R_{+4} liefern ein getreues Abbild der Wirklichkeit. Vielmehr müssen der R_{-4} und der R_{+4} zu einem gemeinsamen Raum R_4 kombiniert werden, in dem a) $x^4 = ict$ und b) als Invarianz der Feldgleichungen gegenüber der gemeinsamen Transformation $B = A_e A_g$ gilt. Der einheitliche Feldtensor kann somit aus einer linearen Kombination des gravitativen und des elektromagnetischen Feldtensors gebildet werden. Diese Überlegungen führen schließlich auf die folgenden einheitlichen Feldgleichungen.

$$\nabla \cdot \epsilon_0 \vec{E} = \rho_e \quad \text{und} \quad \nabla \cdot \alpha \vec{\Gamma} = \rho_m \quad (7)$$

$$\nabla \times (\sqrt{\epsilon_0} \vec{E} + \frac{c}{\omega} \sqrt{\alpha} \vec{\Gamma}) = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\sqrt{\mu_0} \vec{H} + \sqrt{\beta} \vec{\mu}) \quad (8)$$

$$\nabla \cdot \sqrt{\mu_0} \vec{H} = 0 \quad \text{und} \quad \nabla \cdot \vec{\mu} = w(\rho_m - \rho_{m_0}) \quad (9)$$

$$\nabla \times (\sqrt{\mu_0} \vec{H} + \sqrt{\beta} \vec{\mu}) = \sqrt{\mu_0} \vec{j}_e + \sqrt{\beta} \vec{j}_m + \frac{\partial}{\partial t} (\epsilon_0 \vec{E} + \sqrt{\beta} \alpha \vec{\Gamma}) \quad (10)$$

Ausgangsgleichung für das Magnetfeld eines rotierenden Körpers ist die Gleichung 10. Unter Vernachlässigung des Mesofeldes $\vec{j}$ und unter der Voraussetzung der zeitlichen Stationarität reduziert sich Gleichung 10 auf

$$\nabla \times \sqrt{\mu_0} \vec{H} = \sqrt{\mu_0} \vec{j}_e + \sqrt{\beta} \vec{j}_m \quad (11)$$

Im Falle $\vec{j}_e \neq 0$ erhält man einen Kreisstrom, der auf jeden Fall ein Magnetfeld induziert. Daher wird im folgenden der Fall eines Isolators angenommen, bei dem keine freien Ladungsträger existieren, sodaß $\vec{j}_e = 0$ gesetzt werden kann. Man erhält somit die einfache Ausgangsgleichung

$$\nabla \times \sqrt{\mu_0} \vec{H} = \sqrt{\beta} \vec{j}_m \quad \vec{j}_m = g_m \vec{v} \quad (12)$$

Diese Gleichung 12 wurde bei MBB für den Fall einer Kugel und eines Zylinders analytisch gelöst. Man erhält folgende Ausdrücke für den Innenbereich der Kugel in Polarkoordinaten:

$$B_r^i(r, \theta) = \frac{\mu}{5} \sqrt{\frac{\beta}{\mu_0}} w_0 g_m \left(\frac{1 + 4 \frac{\mu}{\mu_0}}{1 + 2 \frac{\mu}{\mu_0}} \tau_0^2 - r^2 \right) \cos \theta \quad (13)$$

(Index r = radial, Index t = tangential)

$$B_t^i(r, \theta) = -\frac{\mu}{5} \sqrt{\frac{\beta}{\mu_0}} w_0 g_m \left(\frac{1 + 4 \frac{\mu}{\mu_0}}{1 + 2 \frac{\mu}{\mu_0}} \tau_0^2 - 2r^2 \right) \sin \theta \quad (14)$$

Für den Außenbereich

$$B_r^a(r, \theta) = \frac{2 \sqrt{\beta \mu_0}}{5 \left(1 + 2 \frac{\mu_0}{\mu} \right)} w_0 g_m \tau_0^5 \frac{1}{r^3} \cos \theta \quad (15)$$

(Index r = radial, Index t = tangential)

$$B_t^a(r, \theta) = \frac{\sqrt{\beta \mu_0}}{5 \left(1 + 2 \frac{\mu_0}{\mu}\right)} \omega_0 \rho_m r_0^5 \frac{1}{r^3} \sin \theta \quad (16)$$

Auf der Oberfläche einer rotierenden Kugel gilt mit $\alpha = \frac{\pi}{2} - \theta$

$$B_r(r_0, \alpha) = \frac{3}{10\pi} \frac{\sqrt{\beta \mu_0}}{1 + 2 \frac{\mu_0}{\mu}} \omega_0 M \frac{\sin \alpha}{r_0} \quad (17)$$

(Index r = radial, Index t = tangential)

$$B_t(r_0, \alpha) = \frac{3}{20\pi} \frac{\sqrt{\beta \mu_0}}{1 + 2 \frac{\mu_0}{\mu}} \omega_0 M \frac{\cos \alpha}{r_0} \quad (18)$$

Berechnung der Magnetfelder für verschiedene Himmelskörper

Für das Erdfeld an der Oberfläche erhält man nach Gl. 17 und 18 mit den Konstanten

$$\omega_0 = 7,272 \times 10^{-5} \text{ rad/s}$$

$$M = 5,98 \cdot 10^{24} \text{ kg}$$

$$\sigma_0 = 6,378 \cdot 10^6 \text{ m}$$

$$\mu \approx 1$$

und mit den Werten für $\alpha = \frac{1}{4\pi\gamma}$, $\beta = 9\pi\gamma/4c^2$, $\mu_0 = 1,257 \cdot 10^{-6} \text{ Vs/A}^{-1, m-1}$
und $\gamma = 6,6732 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3/\text{s}^2 \text{ kg}$

$$\text{radial} \quad B_{\text{rad}}(r_0, \alpha) = 1,76 \sin \alpha \text{ Gauß}$$

$$\text{tangential} \quad B_{\text{tang}}(r_0, \alpha) = 0,881 \cos \alpha \text{ Gauß}$$

Diese Felder stimmen gut mit den experimentell aus Gesteinsremanenzen gefundenen Maximalfeldern der Erde überein, die bei 1,56 Gauß liegen.

Für verschiedene andere Himmelskörper sind die nach Gleichung 17 und 18 berechneten Werte in Tabelle 1 zusammengefaßt und den experimentellen Werten /4/ gegenübergestellt. Nahezu alle nach der Heimschen Theorie berechneten Werte liegen innerhalb der Fehlergrenzen der experimentell verfügbaren Daten.

Ein Vergleich der nach der gravi-magnetischen Hypothese berechneten Werte mit den nach der Heimschen Theorie berechneten Werten ergibt folgendes Ergebnis.

- Kleine rotierende Massenkörper haben nach der gravi-magnetischen Theorie eine bis zu einer Größenordnung größeres Magnetfeld als nach der Heimschen Theorie (siehe Mond)
- größere rotierende Massen unterscheiden sich nach beiden Theorien nur um einen Faktor 2.

Eine Folge dieser Ergebnisse ist, daß die theoretischen Erwartungen für Laborexperimente - wie sie von Blackett in /2/ mit einer Bronzekugel von 1 m Durchmesser und einer Rotationsfrequenz von 100 Hz berechnet wurden - bis zu einer Größenordnung niedriger ausfallen können.

Zusammenfassend kann festgehalten werden:

- die Heimsche Theorie ergibt eine bessere Übereinstimmung mit den experimentellen Werten als die gravi-magnetische Theorie
- die Heimsche Theorie erlaubt einen tieferen Einblick in die Physik der Gravitation und der gravi-elektromagnetischen Kopplung.

HIMMELS- KÖRPER	w_o RAD/S	M kg	r_o m	f	$\bar{B}_H$ gemittelt T)*)	$\bar{B}_H$ gemittelt T)**	B_{gravi} T)***	$\bar{B}_{max}, \bar{B}_{min}$ gemessen /4/ T
ERDE	$7,272 \times 10^{-5}$	$5,98 \times 10^{24}$	$6,378 \times 10^6$	0,88	$1,256 \times 10^{-4}$	$1,1 \times 10^{-4}$	$2,07 \times 10^{-4}$	$7,0 \times 10^{-4}$ $1,5 \times 10^{-4}$
SONNE	$2,9 \times 10^{-6}$ $2,7 \times 10^{-6}$	$1,99 \times 10^{30}$	$6,960 \times 10^8$	0,16	$1,524 \times 10^{-2}$ $1,42 \times 10^{-2}$	$2,4 \cdot 10^{-3}$ $2,2 \times 10^{-3}$	$4,56 \times 10^{-3}$ $4,25 \times 10^{-3}$	$2,7 \times 10^{-3}$ 8×10^{-5}
78 VIR.	5×10^{-4} $0,5 \times 10^{-4}$	$4,8 \times 10^{30}$ $4,4 \times 10^{30}$	$1,8 \times 10^9$ $1,0 \times 10^9$	0,16	2,45 0,403	0,39 0,06	0,73 0,12	0,2 0,1
MOND	$2,66 \times 10^{-6}$	$7,35 \times 10^{22}$	$1,738 \times 10^6$	0,88	$2,07 \times 10^{-7}$	$3,3 \times 10^{-8}$	$3,4 \times 10^{-7}$	$1,03 \times 10^{-7}$ $3,8 \times 10^{-8}$
MERKUR	$1,24 \times 10^{-6}$	$3,3 \times 10^{23}$	$2,434 \times 10^6$	0,88	$3,092 \times 10^{-7}$	$2,7 \cdot 10^{-7}$	$5,2 \times 10^{-7}$	4×10^{-7} 2×10^{-7}
VENUS	$2,99 \times 10^{-7}$	$4,87 \times 10^{24}$	$6,052 \times 10^6$	0,88	$4,42 \times 10^{-7}$	$3,9 \times 10^{-7}$	$7,3 \times 10^{-7}$	$5,9 \times 10^{-8}$ $2,7 \times 10^{-8}$
JUPITER	$1,773 \times 10^{-4}$	$1,90 \times 10^{27}$	$7,143 \times 10^7$	0,66	$8,6 \times 10^{-3}$	$5,6 \times 10^{-3}$	0,01	$1,4 \times 10^{-3}$ 3×10^{-4}
SATURN	$1,706 \times 10^{-4}$	$5,69 \times 10^{26}$	$5,98 \times 10^7$	0,66	$2,983 \times 10^{-3}$	$1,97 \times 10^{-3}$	$3,7 \times 10^{-3}$	3×10^{-4} 1×10^{-4}
HER X-1	5,076	$3,5 \times 10^{30}$	1×10^4 $0,7 \times 10^4$	0,88	$3,098 \times 10^9$ $4,7 \times 10^9$	$2,7 \times 10^9$ $4,1 \times 10^8$	$5,4 \times 10^9$ $7,7 \times 10^9$	7×10^8 5×10^8

Tabelle 1: Berechnete Magnetfelder nach der Heimschen Theorie und nach der gravi-magnetischen Hypothese im Vergleich zu experimentellen Werten

)* berechnet nach Gleichung 17 und 18 ohne Berücksichtigung von f
)** wie)*) mit Berücksichtigung von f;)*** B nach der gravi-magn.Hypothese siehe Gleichung 3

3. Gegenwärtiger Stand der Versuchsplanung

Ausgehend von der Gleichung 13 - 18 wurde bei MBB ein Experiment geplant, bei dem das äußere Magnetfeld einer rotierenden Kugel mit Hilfe eines Squid-Magnetometers in einem magnetisch abgeschirmten Raum nachgewiesen werden soll.

Da in der Gleichung 13 - 18 die Größe des gravitativen Magnetfeldes linear von der magnetischen Permeabilität des Kugelmaterials abhängt, wurde zunächst, im Gegensatz zu Blacketts Vorschlag /2/, eine Kugel aus einem Material hoher Permeabilität untersucht. Als solche eignen sich Ferrite und amorphe Metalle, die eine magnetische Permeabilität bis zu $\mu = 10\,000$ aufweisen können und darüberhinaus schlechte elektrische Leiter sind. Die Idee von MBB war nun, die Ausmaße des Rotationskörpers - wie es von Blackett in /2/ vorgeschlagen wurde - um diesen Faktor zu verringern. Bei der Prüfung der technischen Realisierung dieser Idee zeigte sich, daß die Herstellung einer Kugelform aus diesen Werkstoffen äußerst schwierig und teuer ist. Technisch einfacher ist die Realisierung eines Zylinderkörpers, da im Falle von Ferriten Presswerkzeuge für zylindrische Formstücke bis zu 15 cm Höhe verfügbar sind. Amorphe Metalle sind in langen Bändern von 0.03 - 0.05 mm Dicke und einer maximalen Breite von 10 cm erhältlich. Wickelkörper aus diesem Material sind zum Preis von 15 - 20 000,- DM zu beziehen. Die Magnetisierungskurven und Neukurven von unbehandeltem Material wurden bei MBB vermessen. Die Messungen ergaben, daß diese Magnetisierungskurven bei kleinen Feldern genügend linear sind, jedoch nur Permeabilitäten von etwa 4 000 aufweisen. Um höhere Permeabilitäten zu erzielen, müßte dieses Material einer speziellen Wärmebehandlung unterzogen werden.

Voraussetzung für die Planung eines Experiments aus diesen Materialien ist die Lösung der Heimschen Differentialgleichung für zylindrische Rotationskörper mit $\mu/\mu_0 > 1$, die bisher noch nicht vorliegt. Für die Messung des Magnetfeldes einer rotierenden Kugel eignen sich Squid-Magnetometer, deren Empfindlichkeitsgrenze bei 10^{-9} Gauß liegt. Diese

Größe ist Ausgangsgröße für die Masse, die Drehzahl und Meßabstand bei vorgegebenem Werkstoff.

Das Experiment muß wegen der kleinen geforderten Empfindlichkeiten in einem magnetisch abgeschirmten Raum stattfinden. Solche Räume sind bei der Technisch-Physikalischen Bundesanstalt in Berlin und bei der IABG in Ottobrunn verfügbar.

Der Meßort des Squid-Magnetometers wurde zunächst in die Nähe der Polachse gelegt. Eine genaue Nachrechnung ergab jedoch, daß ferromagnetisches Material lange nicht so günstig für die Messung des äußeren Magnetfeldes ist, wie ursprünglich vermutet. Der Gewinn für $\mu/\mu_0 > 1$ ist bestenfalls ein Faktor 3. Der Grund ist, daß das radiale B-Feld an der Oberfläche stetig, aber um den Faktor $2\mu_0/\mu$ gegenüber seinem Wert im Zentrum reduziert ist. Die tangentielle Komponente von B ist zwar nicht reduziert, aber auch nicht stetig, so daß das äußere Feld gerade um den Faktor μ/μ_0 schwächer als das innere ist. Dadurch geht fast der ganze ferro-magnetische Gewinn verloren. Hinzu kommt noch der minimal notwendige Abstand des Squidmagnetometers von der Kugeloberfläche, der das Feld wegen der $1/r^3$ -Abhängigkeit um fast eine weitere Größenordnung verringert. Für $\mu/\mu_0 = 1000$, $\nu_0 = 800$ Hz, $r_v = 0.1$ m, $r = 0.13$ und $\rho_m = 5000$ kg/m³ ergibt sich ein Wert für das äußere Magnetfeld von 8.5×10^{-8} Gauß.

Das innere Feld dagegen ist um den Faktor 10^4 mal stärker als das äußere. Deshalb werden bei MBB derzeit Möglichkeiten geprüft, das Feld im Inneren zu messen.

Ein möglicher Lösungsweg besteht darin, das Squid-Magnetometer innerhalb eines U-Eisens anzubringen. Die Technik der Lagerung des Rotationskörpers macht es unumgänglich, den rotierenden Körper über eine dünne Welle zu stabilisieren. Diese Welle könnte aus einem Material mit einer um den Faktor 100 höheren Permeabilität als beim Rotationskörper ausgeführt werden. Die magnetischen Feldlinien, die an der Welle austreten, könnten über ein U-Eisen wieder geschlossen werden, so daß eine Führung der

inneren Feldlinien des Rotationskörpers bewirkt würde.

Es werden aber derzeit noch weitere Möglichkeiten untersucht.

Der prinzipielle Versuchsaufbau könnte daher wie in Bild 2 aussehen. Der Antrieb des Rotationskörpers erfolgt über eine Luftturbine, die über eine Welle axial mit dem Rotationskörper verbunden ist. Das Konzept einer Lagerung des rotierenden Körpers sieht eine Kombination von Luft- und Kugellagern vor. Der Rotationskörper selbst befindet sich in einer Vakuumkammer, um Luftreibung und eine damit verbundene elektrostatische Aufladung so gering wie möglich zu halten. Die Messung des Magnetfeldes erfolgt an den Wellenenden mit Hilfe eines Squid-Magnetometers. Der minimale Abstand des Magnetometers zum Wellenende beträgt 10 mm.

Bevor das in Bild 2 gezeigte Experiment vorbereitet wird, müssen jedoch noch folgende Untersuchungen durchgeführt werden:

- Abschätzung des Einflusses von Störfeldern in Folge von Ladungstrennung durch Zentrifugalkräfte
- Einfluß einer Oberflächenladung durch Luftreibung bzw. Ausdampfeffekte im Vakuum
- Einfluß des Barnett Effektes.

Der Barnett Effekt ist die Umkehrung des in der Literatur oft zitierten Einstein de Haas Effektes. Er (der Barnett Effekt) gibt die Magnetisierung an, wenn ein ferro- bzw. ferrimagnetisches Material in Rotation versetzt wird und damit der Gesamtdrehimpuls der Elektronen des Probekörpers geändert wird. Das hierbei hervorgerufene Magnetfeld überlagert sich dem gravitativen Magnetfeld. Eine Berechnung für den Fall eines zylindrischen Rotationskörpers steht noch aus.

Literaturverzeichnis

- 1 Blackett, P.M., Nature 159, 658-666 (1947)
 - 2 Blackett, P.M., Phil.Trans.R.Soc., A 245, 309-370 (1952)
 - 3 B.Heim, Elementarstrukturen der Materie, Band I, Resch Verlag, Innsbruck 1980
 - 4 Sirag, S.-P., Nature 278, 535-537 (1979)
 - 5 Dyal, P. & Parkin, C.W., Sient.Am. 225-2, 62-73 (1971)
 - 6 Ness, N.F. et al, Science 1984, 151-160 (1974)
 - 7 Wolfe, J.H., Sient.Am. 233-3, 119-126 (1975)
 - 8 Coe, M.J., et al, Nature 258, 508-509 (1977)
 - 9 Wilson, H.A., Proc.R.Soc, A 104, 451 (1923)
 - 10 Swann, W.F.G. & Longacre, A., J.Franklin Inst. 206, 421 (1928)
- zu 3) Bei dieser Theorie handelt es sich um eine Weiterentwicklung der Einheitlichen Feldtheorie Einsteins. Wie in der Twistorthorie werden die Feldgleichungen im 6-dimensionalen Raum beschrieben. Das Punktkontinuum der Differentialgeometrie wird jedoch ersetzt durch kleinste Flächen und durch Differenzenrechnung. Der Einsteinsche nichthermitesche metrische Tensor wird ersetzt durch Produkte aus jeweils zwei von 3 möglichen metrischen Tensoren. Durch die solcherart gewonnene Komplexität reicht die Lösungsmannigfaltigkeit aus, sämtliche Wechselwirkungsfelder und Quanten-Eigen-schaften materieller Strukturen als Eigenwertspektren reiner dynamischer geometrischer Zustandfunktionen zu beschreiben. Das aus den Feldgleichungen abgeleitete Massenspektrum der Elementarteilchen und Resonanzen wurde bei DESY bereits 1982 gerechnet und stimmt mit allen Meßwerten gut überein. Die Kopplung zwischen elektrischer und magnetischer Feldstärke mit dem Gravitationsfeld ist nur eine von vielen anderen Vorhersagen dieser zur Publikation vorbereiteten Theorie.

4. Arbeitsprogramm

4.1 Phase I: Theoretische Arbeiten

Ziel: In der Phase I sollen die optimale Versuchsanordnung sowie das Meßprogramm unter Berücksichtigung von unvermeidlich auftretenden Störeffekten erarbeitet werden.

1. Festlegung der Geometrie des Rotationskörpers

- Integration der thermischen Differentialgliederung für einen zylindrischen ferromagnetischen Rotationskörper
- Vergleich des gravitativen Magnetfeldes für Kugel- und zylindersymmetrische Rotationskörper

2. Abschätzung der Einflüsse von verschiedenen Störfeldern auf das zu erwartende Meßergebnis

- Berechnung des Magnetfeldes durch Ladungstrennung infolge der Zentrifugalkräfte
- Berechnung des Feldlinienverlaufs für eine rotierende Oberflächenladung
- Einbeziehung des Magnus Effektes
- Einfluß des Barnett-Effektes

3. Ermittlung der optimalen Versuchs- und (Meß)anordnung

- Auswahl des Materials für den Rotationskörper
- Untersuchung der technischen Möglichkeiten zur Messung des inneren Magnetfeldes eines ferromagnetischen Rotationskörpers
- Gegenüberstellung des technischen Aufwandes zur Messung des gravitativen Magnetfeldes bei einem ferromagnetischen und einem nicht magnetischen Rotationskörper
- Aufstellung eines detaillierten Meßprogramms

Handwritten notes:
 - Überprüfung der Berechnungen
 - Probestellung

4. Konstruktionsberechnungen

- Festigkeitsrechnungen
- Lager-Berechnungen
- Antriebsberechnungen
- Festlegung der erforderlichen Sicherheitsmaßnahmen

4.2 Phase II: Experimentelle Untersuchungen

Ziel: Realisierung der Versuchsanordnung und erste Funktionstests

1. Herstellung und Erprobung des Rotationskörpers

- Materialuntersuchungen - Ermittlung der magnetischen Eigenschaften bei mechanischer Beanspruchung
- Herstellung von Wickelkörpern und erste Belastungstests

2. Erprobung von Antriebs- und Lagerkomponenten

3. Einbettung des Rotationskörpers in Vakuumkammer

4. Magnetfeldmessungen am Versuchskörper im abgeschirmten Raum bei definierten äußeren Magnetfeldern in Abhängigkeit von Rotationsgeschwindigkeit

5. Festlegung des Wärmebehandlungsverfahrens zur Löschung eines im Rotationskörper eingeschriebenen Magnetfeldes

6. Erprobung der Magnetfeldführung im Joch oder anderer noch zu spezifizierender Anordnungen

7. Aufbau der Versuchsanordnung in der magnetisch abgeschirmten Kammer der Phys. Technischen Bundesanstalt in Berlin

8. Ausführung des Meßprogramms (siehe 4.1.3 (Absatz 4))

4.3 Phase III. Spacelabexperiment

Begründung: Die in Kapitel 3 bzw. Abschnitt 4.2 beschriebene Versuchsanordnung erlaubt nur einen qualitativen Nachweis der gravitativen Mag-

netfeldkopplung. Dieser Nachweis ist sicherlich billiger in einem Erdlabor auszuführen als in einem Weltraumlabor. Wegen der Kleinheit des gravitativen Magnetfeldeffektes werden quantitative Untersuchungen aber erst im Weltraumlabor bzw. außerhalb des Weltraumlabor möglich, und zwar aus folgenden Gründen:

- Wegen des Wegfalls aller Lagerkomponenten können durch Raketenantriebe höhere Rotationsgeschwindigkeiten eines Rotationskörpers gleicher träger Masse erreicht werden als auf der Erde.
- Die Rotationsmasse kann im Weltraum um mehrere Größenordnungen erhöht werden, wobei sich als Rotationsmasse der Treibsatz eines Feststofftriebwerks anbietet.

Somit kann der Meßbereich bei gleicher Empfindlichkeit des Magnetometers um mehrere Größenordnungen erhöht werden.

5. Projektorganisation und Zeitplan

Gegenstand des Förderungsantrages ist der experimentelle Nachweis einer gravitativen Magnetfeldkopplung in einer Phase I und einer Phase II im Zeitraum 1984 - 1985.

In Bild 3 ist die Projektorganisation dargestellt. Für die Durchführung der theoretischen Arbeiten sind 1984 im Jahresdurchschnitt 2 Theoretiker, Diplom-Phys., vorgesehen.

In der Phase II verlagern sich die Arbeiten in experimentelle Voruntersuchungen und Versuchsdurchführung. Hierfür sind zwei Physiker der Fachrichtung Experimentalphysik eingeplant. Für die Vorversuche stehen die Magnetiklaboreinrichtungen bei MBB-AE 33 und die magnetisch abgeschirmte Kammer der IABG in Ottobrunn zur Verfügung.

Zur Überprüfung der geleisteten Arbeiten bei MBB beabsichtigen wir, H. Heim und Prof. Auerbach, ETH Zürich zu verpflichten. Ihre Leistungen sollen in einem Beratervertrag abgegolten werden.

Der Zeitplan der Arbeiten in Phase I und Phase II ist in Bild 4 und 5 dargestellt.

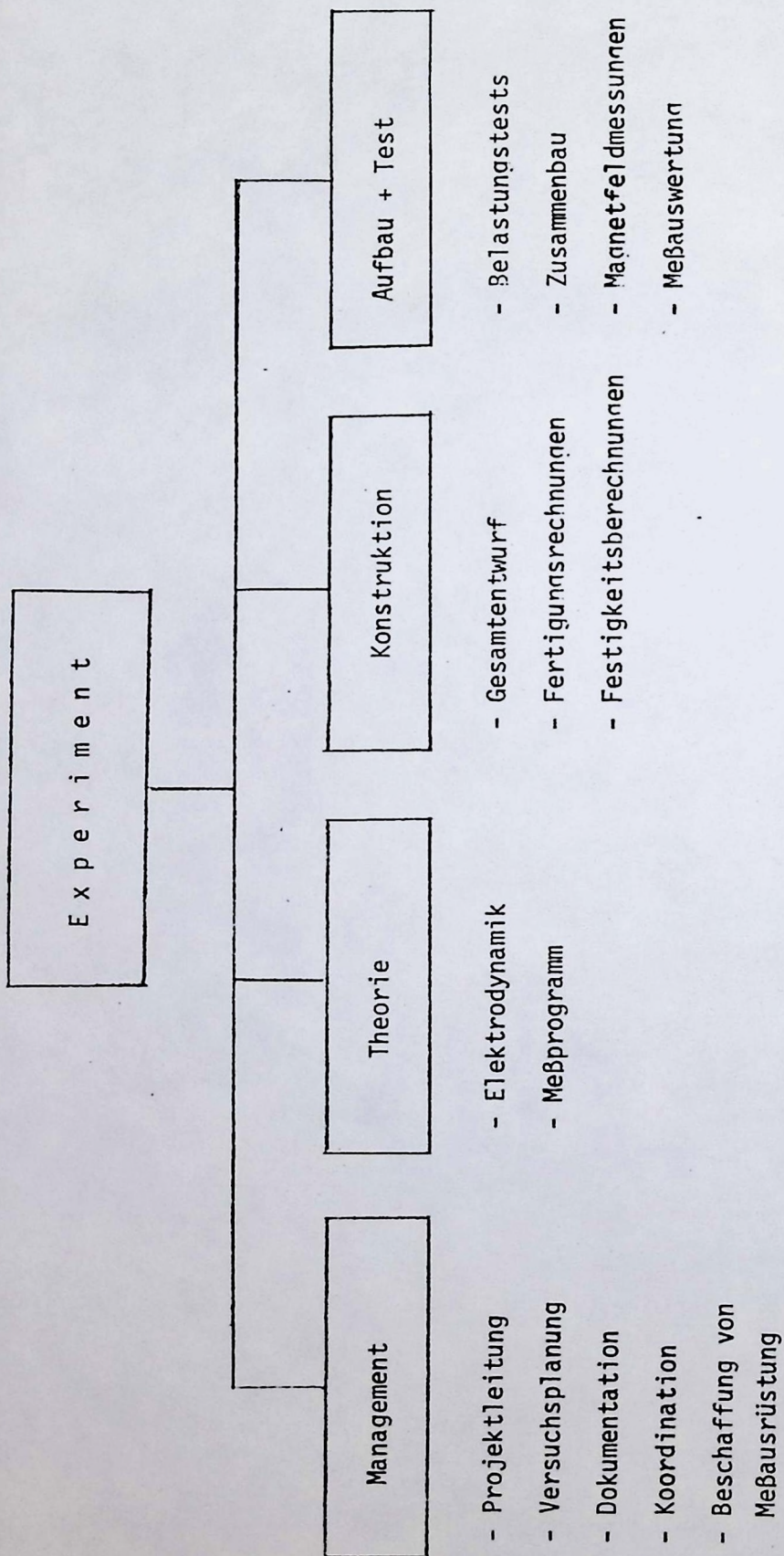


Bild 3 Projektstrukturplan: "Experimenteller Nachweis des gravitativen Magnetfeldes"

. 1984

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1. Geometrie des Rotations- körpers												
2. Einflüsse von verschiedenen Störfeldern												
3. Versuchs- und Meßanordnung												
4. Konstruktions- rechnungen												

Zeitplan für Phase I: Theoretische Arbeiten

1985

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1. Herstellung und Erprobung des Rotationskörpers												
2. Erprobung von Antriebs- und Lagerkomponenten												
3. Vakuumkammer												
4. Magnetfeldmessungen am Versuchskörper												
5. Wärmebehandlungsverfahren												
6. Magnetfeldführung												
7. Aufbau der Versuchsanordnung in Berlin												
8. Meßprogramm												

Zeitplan für Phase II: Experimentelle Untersuchungen und Versuchsdurchführung

Personalplanung

Phase I: Theoretische Untersuchungen

Theoretiker:	20 MM
Projektleitung:	6 MM
Reisen:	50.000.-
Beratung:	60.000.-

Phase II: Experimentelle Untersuchungen

Theorie:	10 MM	
Magnetfeldmessungen:	20 MM	
Fertigung:	3 MM	
Fremdleistungen:		
a) Rotationskörper		50.000.-
b) Meßeinrichtungen		150.000.-
c) Meßg. für abgeschirmte Kammer bei IABG		10.000.-
d) Meßeinrichtungen bei Phys.Tech.Bundes- anstalt Berlin		60.000.-
Beratung:	60.000.-	
Reisen:	50.000.-	