ZEITSCHRIFT

FÜR

GEOPHYSIK

Herausgegeben im Auftrage der

Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

von

B. Brockamp, Münster i. W.

unter Mitwirkung von **A. Defant,** Innsbruck — **W. Dieminger,** Lindau b. Northeim
W. Hiller, Stuttgart — **K. Jung,** Kiel — **O. Meyer,** Hamburg
F. Möller, Mainz — **H. Reich,** Göttingen.

Jahrgang 26 1960 Heft 3

PHYSICA - VERLAG · WÜRZBURG

INHALTSVERZEICHNIS

Lucke, O.: Die dynamischen Gleichungen des Plasmas in der Magnetosphäre . . . 105

Irsraël, H.: On the Sun-Rise Effect of Sferics Activity at 27 kc 138

Bosum, W.: Erdmagnetische Messungen im Deckdiabasgebiet der Dillmulde und ihre Auswertung 144

Wilhelm Schweydar† (K. Jung) 158

Die ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

erscheint in Jahrgängen zu je 6 Heften. Der Bezugspreis beträgt je Jahrgang 34,— DM, Einzelhefte je nach Umfang. Abonnements verlängern sich jeweils um einen Jahrgang, falls keine ausdrückliche Abbestellung zum Ende eines Jahrganges vorliegt.

In der Zeitschrift werden Originalarbeiten, die weder im In- noch im Ausland veröffentlicht wurden und die der Autor auch anderweitig nicht zu veröffentlichen sich verpflichtet, aus dem Gebiet der reinen und angewandten Geophysik sowie aus den Grenzgebieten aufgenommen. Mit der Annahme des Manuskriptes geht das ausschließliche Verlagsrecht an den Verlag über.

Die Autoren werden gebeten, die Manuskripte in Maschinenschrift mit handschriftlich eingetragenen Formeln druckfertig einzureichen und gesondert eine „Anweisung für den Setzer" beizufügen, aus der zu ersehen ist, wie kursiver, gesperrter oder fetter Satz und griechische, gotische oder einander ähnliche Typen und Zeichen kenntlich gemacht sind (z. B. durch farbige Unterstreichung). Die Vorlagen für die Abbildungen sollen reproduktionsfertig (Tuschzeichnung) möglichst im Maßstab 2:1 eingesandt werden. Die Beschriftung der Abbildungen soll auf einem lose vorgeklebten, durchsichtigen Papier erfolgen. Fußnoten sind fortlaufend zu numerieren und am Ende des Manuskriptes zusammenzustellen; bei Zitaten sind neben Autorennamen, Titel und Zeitschriftentitel, auch Bandnummer, Erscheinungsjahr und Seitenzahl anzugeben.

Jeder Arbeit ist eine „Zusammenfassung" in deutscher und englischer oder französischer Sprache beizufügen.

Der Verfasser liest von der Arbeit in der Regel nur eine Korrektur: etwaige Autorenkorrekturen können nur als Fußnoten bzw. am Schluß des Artikels gebracht werden. Umfangreiche Änderungen bedürfen der Zustimmung des Herausgebers und können nur gebracht werden, wenn sich der Autor bereit erklärt, die Korrekturkosten zumindest teilweise zu tragen.

Von seiner Arbeit erhält der Verfasser 50 Sonderdrucke ohne Umschlag kostenlos. Weitere Sonderdrucke liefert der Verlag gegen Erstattung der Selbstkosten. Eine Honorierung der Beiträge erfolgt nicht.

Für die Zeitschrift für Geophysik bestimmte Manuskripte und redaktionelle Anfragen **bitten wir an den Herausgeber zu richten:**

Prof. Dr. Bernhard Brockamp, Institut für reine und angewandte Geophysik, Münster (Westfalen), Steinfurter Straße 107

Anschrift der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft:

Hamburg 13, Rothenbaumchaussee 80, Postscheck: Hamburg Nr. 55983

Es ist ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages nicht gestattet, fotografische Vervielfältigungen, Mikrofilme, Mikrofotos u. ä. von den Zeitschriftenheften, von einzelnen Beiträgen oder von Teilen daraus herzustellen.

Bekanntmachung lt. Bayer. Pressegesetz: Verlag: PHYSICA-VERLAG Rudolf Liebing K.-G., Würzburg, Münzstr. 12. Pers. haft. Ges.: Rudolf Liebing, Arnulf Liebing und Hildgund Holler, sämtlich Buchhändler in Würzburg. Kommanditisten: Friedr. Göbler, Buchhändler, und Charl. Kuhnert, beide Würzburg.

Typoskript: Physica-Verlag, Würzburg; Offsetdruck: fotokop, Darmstadt.

Printed in Germany

©

PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1960

Die dynamischen Gleichungen des Plasmas in der Magnetosphäre

Von O. Lucke, Potsdam [1)]

Zusammenfassung: Die Voraussetzungen dafür werden angegeben, daß großräumige Bewegungen des Plasmas der Magnetosphäre durch dynamische Gleichungen beschrieben werden können. Diese Gleichungen führen bei stationären Verhältnissen zu magnetischen Ringströmen, die in der Hauptphase der magnetischen Stürme verstärkt werden, aber auch sonst vorhanden sind. Sie sind am stärksten in den Regionen ausgebildet, in denen das aufgeprägte Magnetfeld durch den Diamagnetismus des Plasmas am meisten deformiert ist. In diesen Regionen erreicht die Dichte der elektrisch geladenen Partikel, deren magnetisches Moment bei der Transversalbewegung um die magnetischen Kraftlinien als adiabatische Invariante zu betrachten ist, maximale Werte. Die transversale kinetische Energiedichte ist dann gleich 3/2 der Energiedichte des magnetischen Feldes. Die maximalen Partikeldichten werden berechnet; sie befinden sich in plausibler Übereinstimmung mit den gemessenen Werten. Die Ergebnisse zeigen, daß die Theorie der magnetischen Stürme noch weiter zu bearbeiten ist.

Abstract: Suppositions are made for describing the large movements of the plasma in the Magnetosphere by dynamical equations. For stationarity these equations lead to magnetic ring-currents which mostly increase in the main phase of the magnetic storms. These currents especially flow in regions, where the impressed magnetic field is mostly deformed by the diamagnetism of the plasma. The density of the electrically loaded particles has its maximum in these regions. The magnetic moment of the particles caused by the transversal movements around the magnetic lines of force is considered as an adiabatic invariant. The transversal kinetic density of energy at the maximum is equal to 3/2 of the density of energy of the magnetic field. The maximal densities of the particles are calculated and agree with the observed values. The results show the necessity of further work in treating the theory of the magnetic storms.

---

1) Dr. Otto Lucke, Geomagnetisches Institut, Potsdam, Telegrafenberg.

In der Magnetosphäre oberhalb der Höhe von 1 000 km über dem Erdboden können die elektrisch geladenen Partikel mit der Geschwindigkeit $500 \leqslant w \leqslant 2\,000$ [km/s] (d.i. 1,3 bis 21 KeV für Protonen) und auch die schnellen Elektronen der van Allenschen Gürtel $w_e \leqslant 10^5$ [km/s] (d.i. $\leqslant$ 2 MeV) im Magnetfeld der Erde wahrscheinlich ziemlich ungestört ihre Larmorbewegung ausführen. Protonen der zuerst genannten Geschwindigkeit entstammen der Plasmastrahlung der Sonne und dringen bei magnetischen Stürmen bis in die Ionosphäre bis etwa 100 km Höhe vor. Dieser Prozeß soll allerdings hier nicht genauer dargestellt werden. Man setzt vielmehr quasistationäre Verhältnisse voraus. Die Larmorbewegung besteht in einer Spiralbewegung um die magnetischen Kraftlinien, deren Ganghöhe zu den Polen hin enger wird. Die im Magnetfeld der Erde eingefangenen Teilchen haben oberhalb der Ionosphäre Spiegelpunkte, in denen die Spiralbewegung durch die Konvergenz der Feldlinien zur Umkehr gezwungen wird [1].

Das Plasma der Magnetosphäre dürfte im wesentlichen aus solchen eingefangenen Teilchen bestehen. Es setzt sich aus dem Material der Plasmastrahlung der Sonne, Protonen und Elektronen, zusammen. Je nachdem, wie weit die Spiegelpunkte in die Ionosphäre eindringen, wächst die Wahrscheinlichkeit dafür, daß die eingefangenen Teilchen durch die Coulombfelder anderer elektrisch geladener Teilchen aus ihren Bahnen geschleudert werden. Sie diffundieren dann in die Ionosphäre. Der Verlust an Teilchen, den die Magnetosphäre auf diese Weise erleidet, wird durch weiteren Einfang von Teilchen des Sonnenwindes wettgemacht. Die Dichte und Struktur dieser Sphäre scheint mit einer gewissen Relaxation der Dichte der Plasmastrahlung der Sonne proportional zu sein.

Notwendige Bedingungen für die ungestörte Larmorbewegung der Teilchen der Magnetosphäre sind demnach:

1. Die Streuung durch die Coulomb-Felder der anderen elektrisch geladenen Teilchen ist zu vernachlässigen.

2. Folgende Ungleichungen bestehen:

(1) $$r_L \ll r_I$$

mit $\frac{1}{r_I} = \frac{1}{B_0}\left|\frac{\partial B}{\partial \mathfrak{r}}\right|$ und $r_L = \frac{w_p\, m_p}{q_e\, B}$.

Diese Ungleichung sagt aus, daß die räumliche Änderung des Magnetfeldes relativ sehr klein ist.

r_L ist der Radius der Larmor- (= Gyro = Zyklotron) Bewegung der Pro-

tonen im "fast homogenen" Feld $\mathfrak{B}$. Die entsprechende Gleichung gilt für Elektronen, wobei gilt:

$$r_{Lp} : r_{Le} = 1836,$$

wenn die Elektronengeschwindigkeit 10^8[m/s] nicht übersteigt [3].

Ferner gelte:

(2) $$\omega_L \gg \omega_I$$

mit $\omega_I = \frac{1}{B}\frac{\partial B}{\partial t}$ und $\omega_L = \frac{q_e B}{m_p}$

für Protonen.

Dabei bedeuten:

$w_{p\perp}$ die Komponenten der Protonengeschwindigkeit $\mathfrak{w}_p$ senkrecht zu $\mathfrak{B}$.

$q_e = 1{,}602 \cdot 10^{-19}$[C] (Elektronenladung)

$m_{p0} = 1{,}672 \cdot 10^{-27}$[kg]

$$m_{p0}/m_{e0} = 1836$$

m_{e0} ist die Ruhmasse der Elektronen, m_{p0} die der Protonen. Ferner gilt:

(3) $$m_p = m_{p0}\gamma, \qquad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - w_p^2/c_0^2}},$$

wo c_0 die Vakuumgeschwindigkeit bedeutet.

Die Ungleichung (2) drückt aus, daß die relative zeitliche Änderung des Magnetfeldes sehr klein ist.

Das der Magnetosphäre aufgeprägte Magnetfeld $\mathfrak{B}_e$ setzt sich aus dem permanenten Magnetfeld $\mathfrak{B}_0$ der Erde und dem in den folgenden Ausführungen zu vernachlässigendem Variationsfeld der Ionosphäre zusammen. $\mathfrak{B}_e$ wird teils durch die mit der Larmorbewegung insbesondere der Protonen verbundenen magnetischen Dipolmomente und durch andere induzierte Magnetfelder verzerrt.

Die Vermessungen des permanenten Magnetfeldes der Erde $\mathfrak{B}_0$ an ihrer Oberfläche zeigen, daß es durch das seines zentralen Dipols nur angenähert dar-

gestellt wird. Trotzdem soll $\mathfrak{B}_0$ gelegentlich mit dem genannten Dipolfeld identifiziert werden.

Wenn die z-Achse des kartesischen Koordinatensystems mit der Achse des Dipolfeldes zusammenfällt, gelten die folgenden Ausdrücke:

(4)

$$B_{01} = B_{0x} = \frac{3B_{00}}{f^3} \sin\theta \cos\theta \cos\phi, \qquad B_{02} = B_{0y} = \frac{3B_{00}}{f^3} \sin\theta \cos\theta \sin\phi$$

$$B_{03} = B_{0z} = \frac{B_{00}}{f^3} (3\cos^2\theta - 1), \qquad |\mathfrak{B}_0| = B_0 = \frac{B_{00}}{f^3} (3\cos^2\theta + 1)^{1/2}$$

Dabei bedeuten: $f = r/a_0$, a_0 = Erdradius = 6371 km, $B_{00} = 3 \cdot 10^{-5}$ [Wb/m^2], wobei B_{00} die magnetische Induktion am magnetischen Äquator ist.

Ferner gelten:

$$B_{0r} = \frac{2B_{00}}{f^3} \cos\theta, \qquad B_{0\theta} = \frac{B_{00}}{f^3} \sin\theta$$

Aus $B_{0\theta} : B_{0r} = \frac{1}{2} \operatorname{tang}\theta$ folgt die Gleichung für die Linien B_0 = const.

(5) $$r = \frac{a_0}{\sin^2\theta_a} \sin^2\theta = b \sin^2\theta$$

θ_a kennzeichnet den Punkt, in dem die Feldlinie die Erdoberfläche durchstößt, b ist dagegen die Entfernung des Durchstoßpunktes der Feldlinie durch die Äquatorebene. Außerdem gelten:

(6) $$\frac{1}{B_0} \frac{\partial B_0}{\partial\theta} = -\frac{3\cos\theta\sin\theta}{(3\cos^2\theta + 1)}; \qquad \frac{1}{B_0} \cdot \frac{\partial B_0}{\partial r} = -\frac{3}{f_0 a_0}$$

Längs der magnetischen Feldlinien kann B allein als Funktion von θ aufgefaßt werden; wenn (5) berücksichtigt wird, so gilt:

(7) $$B_0 - B_0(b)\frac{(1+3\cos^2\theta)^2}{\sin^6\theta}; \qquad \frac{ds}{d\theta} = b\sin\theta\sqrt{1+3\cos^2\theta}$$

mit s für die Bogenlänge.

Hieraus berechnet man schließlich:

(8 a, b)
$$\frac{1}{B_0}\frac{dB_0}{ds} = -\frac{3\cos\theta\,(3+5\cos^2\theta)}{b\sin^2\theta\,(3\cos^2\theta+1)^{3/2}};$$
$$\frac{1}{B_0}\frac{\partial B_0}{\partial n_\perp} = -\frac{3\,(\cos^2\theta+1)}{b\sin\theta\,(3\cos^2\theta+1)^{3/2}} = -\frac{1}{r_K} = -\frac{1}{r_I}.$$

r_p ist der Krümmungsradius der Kraftlinien und $\vec{\mathfrak{n}}_\perp$ ihr Normalvektor.

(8 c) $$\vec{\mathfrak{n}}_\perp = \{n_r,\ n_\theta\} = \left\{\frac{\sin\theta}{(1+3\cos^2\theta)^{1/2}},\ \frac{-2\cos\theta}{(1+3\cos^2\theta)^{1/2}}\right\}$$

Die kleinsten Krümmungsradien findet man in der Ebene des geomagnetischen Äquators. Dort gilt:

(8 d) $$r_K = r_I = \frac{1}{3}a_0 f = \frac{1}{3}b$$

Die Bedeutung der Bedingungen (1) und (2) soll nun genauer untersucht werden. Wenn sie erfüllt sind und die Coulombstrahlung vernachlässigt wird, ist der Betrag des magnetischen Dipolmomentes $\tilde{\mu}_p$ eines Protons (und entsprechend eines Elektrons)

(9) $$\mathfrak{B}\cdot\vec{\tilde{\mu}}_p = -\frac{1}{2}m_p w_{p\perp}^2 = -\frac{1}{2}m_p w_p^2\sin^2\alpha$$

eine adiabatische Invariante ([1, 2, 3, 4, 10]). α ist der Winkel zwischen der Tangente an die Partikelbahn und der Feldlinie. $\tilde{\mu}_p$ wäre eine gewöhnliche Invariante, wenn die folgenden Gleichungen gelten würden:

(1 a) $$r_L / r_I \to 0$$

(2 a) $$\omega_I / \omega_L \to 0\ .$$

Man kann im Anschluß an [4] und [10] zeigen, daß $\tilde{\mu}$ sich nur um Größen etwa der 4. Ordnung in $(r_L/r_I$ bzw. ω_I/ω_L längs der Feldlinien ändert.

Die Bedingung (1) ist für Protonen und Elektronen der Magnetosphäre erfüllt, wenn $\mathfrak{B}$ mit $\mathfrak{B}_0$, dem geomagnetischen Dipolfeld, identifiziert wird. In der Äquatorebene haben dann die Krümmungsradien die kleinsten Werte (8d). Dort werden die Larmorradien derjenigen Teilchen gegebener Geschwindigkeit am größten, deren Spiegelpunkte in dieser Ebene selbst liegen. Die ganze Bewegung besteht dann in kreisähnlichen Epizykloiden [11]. Für die Abschätzung ist es günstig, in diesem speziellen Falle r_{Lep}/r_I zu berechnen.

Man erhält aus (1)

$$r_{Lep} = \frac{m_{ep}\, w_{ep} \sin\alpha\, f^3}{q_e\, B_{00}\, (3\cos^2\theta + 1)^{1/2}}$$

Daher gilt wegen (6) für Protonen in der Ebene des geomagnetischen Äquators für $\alpha = 90^\circ$

$$\frac{r_{Lp}}{r_I} = \frac{3\, m_e\, w_p\, f^2}{q_e\, a_0\, B_{00}} \tag{10}$$

Die nachstehende Tabelle gibt einige Werte an:

Tabelle 1

Einige Werte des Verhältnisses r_{Lp}/r_I für $w_p = 10^6$ [m/s]

f:	2	3	5	7	10	15
r_{Lp}/r_I:	$6{,}7 \cdot 10^{-4}$	$1{,}5 \cdot 10^{-3}$	$4{,}1 \cdot 10^{-3}$	$8{,}0 \cdot 10^{-2}$	$1{,}6 \cdot 10^{-2}$	$3{,}7 \cdot 10^{-2}$

Für die schnellen Elektronen, die im äußeren van Allenschen Gürtel nachgewiesen werden, sind die entsprechenden Werte um mehr als den Faktor 1/20 kleiner. Daraus folgt, daß (1) für die folgenden Betrachtungen immer erfüllt sein müßte. Von (2) wird es ebenfalls angenommen. Es zeigt sich aber, daß es für diese Voraussetzungen eine obere Grenze gibt, wie nun dargestellt werden soll.

In den vorstehenden Ausführungen wird das Verhalten der Partikel des Plasmas im Erdmagnetfeld im Sinne von Carl Störmer als das einzelner Teilchen betrachtet und der Einfluß der Nachbarn nicht berücksichtigt. Soweit dieser wie-

derum von einzelnen nahen Partikeln herrührt, macht er sich als Coulombstreuung vor allen Dingen in den tieferen Schichten der Magnetosphäre bemerkbar [5]. Es wurde schon gesagt, daß der Verlust der durch Coulombkräfte zerstreuten Teilchen der Magnetosphäre hier ebensowenig betrachtet werden soll wie ihr Eindringen in die Magnetosphäre, wenn sie von der Plasmastrahlung der Sonne herangeführt werden. Die kollektive Wirkung der von D. Bohm und D. Pines [6] besonders studierten Plasmaschwingungen, bei denen lokale elektrische Felder wirksam werden, sollen hier ebenfalls vernachlässigt werden, obwohl ihre Bedeutung noch nicht zu übersehen ist. Die hier zu betrachtenden kollektiven Wirkungen sind vielmehr magnetischer Natur. Sie werden erklärt, indem statt des Plasmas der Magnetosphäre ein Gas von Modellpartikeln betrachtet wird.

Die Modellpartikel sollen die Massen $m_{e,p}$, die magnetischen Momente $\tilde{\mu}_{e,p}$ (nach (9)) und die elektrischen Ladungen $\mp q_e$ haben. Die Lagen und Geschwindigkeiten der Modellpartikel werden mit den Führungszentren der Bewegung der Elektronen bzw. der Protonen identifiziert [1]. Vereinfachend wird

$$m_a\,,\ \vec{\tilde{\mu}}_a\,,\ q_{ea}\,,\ \mathfrak{w}_a \approx \mathfrak{w}_{\parallel a}\,,\ \mathfrak{x}_a \quad (a = e\,,\,p)$$

geschrieben. Die Geschwindigkeit der Teilchen ist etwa parallel dem $\mathfrak{B}$-Feld gerichtet.

Die Theorie solcher Plasmen ist in den Arbeiten von K. M. Watson [12], E. N. Parker [13], O. F. Chew u. a. [14] und S. Chandrasekhar u. a. [15] und anderen Autoren entwickelt worden. Dabei wird im allgemeinen angenommen, daß

$$e_\perp = \frac{1}{2}\, n_p\, m_p\, w_p^2 + \frac{1}{2}\, n_e\, m_e\, w_{e\perp}^2 \ll \frac{\mathfrak{B}_e^2}{2\,\mu_0} = e_m \tag{11}$$

gilt. Es zeigt sich, daß diese Bedingung in den äußeren Teilen der Magnetosphäre nicht erfüllt ist. Deshalb wird hier ein allgemeinerer Ansatz vorgeschlagen.

Nach den bisherigen Ausführungen wird als das eingeprägte Feld $\mathfrak{B}_e$ in der Magnetosphäre das vom Erdkörper stammende zusammen mit dem von großräumigen elektrischen Stromsystemen herrührende Feld bezeichnet. Es wird von dem Magnetfeld überlagert, das von den magnetischen Momenten der Modellpartikel und den Bewegungen ihrer elektrischen Ladungen erzeugt wird. Dieses Feld wird jetzt berechnet, indem zu Kontinuumsvorstellungen übergegangen wird.

Ein kleines Volumen τ, in dem das eingeprägte Feld $\mathfrak{B}_e$ noch als homogen anzusehen ist, soll einen zeitlich nur langsam veränderlichen Erwartungswert der Anzahl $\bar{N}_{\tau a}$ der Modellpartikel der Sorte a besitzen. $\bar{N}_{\tau a}$ ist eine monotone Funktion von τ_a und besitzt nach dem Satze von Lebesgue [16] für jeden Wert von τ einen endlichen Differentialquotienten n_a mit eventueller Ausnahme einer Menge von τ-Werten, die das Maß Null hat. Hier soll die Modellpartikeldichte n_a eine eindeutige stetig differenzierbare Funktion des Ortsvektors $\mathfrak{r}$ und der Zeit t sein. Es gilt dann im Riemannschen Sinne

$$\bar{N}_a = \int_\tau n_a \, d\tau \tag{12}$$

Modellpartikeldichten der Sorte b (die Elektronen oder Protonen entsprechen können) beim Ortsvektor $\mathfrak{r}$ und der Zeit $t' = t - \frac{|\mathfrak{r}' - \mathfrak{r}|}{c_0}$ werden im Anschluß an [8] mit n_b' bezeichnet. Die Zeitretardation kann in der Magnetosphäre unberücksichtigt bleiben, weil sie mit der makroskopischen, hier zu vernachlässigenden Verschiebungsstromdichte $\mathfrak{D}^{\cdot}$ zusammenhängt. Der Vollständigkeit halber wird sie vorläufig mitgeführt. Weiter wird noch der Erwartungswert n_{ab} als Zwei-Partikeldichteverteilung dafür definiert, daß ein Partikel der Sorte a in der Raum-Zeit $\mathfrak{r}$, t, ein Partikel der Sorte b bei der Raum-Zeit $\mathfrak{r}'$, t' zu finden ist. Die Geschwindigkeitsverteilungsfunktionen

$$f_a(\mathfrak{w}) \qquad \text{bzw.} \qquad f_{ab}(\mathfrak{w}, \mathfrak{w}')$$

erfüllen die folgenden Gleichungen:

$$\int f_a \, d^3 w = n_a, \qquad \int f_{ab} \, d^3 w \, d^3 w' = n_{ab} \tag{13 a, b}$$

$d^3 w$ und $d^3 w'$ sind Volumenelemente im Geschwindigkeitsraum. Ferner werden folgende Mittelwerte definiert:

$$\int f_a \, \Theta \, d^3 w = n_a \, [\Theta]_a, \qquad \int f_{ab} \, \Theta \, d^3 w \, d^3 w' = n_{ab} \, [\Theta]_{ab} \tag{14 a, b}$$

Speziell kommen vor:

$$[\mathfrak{w}]_a = \mathfrak{v}_a, \qquad [\mathfrak{w}]_{ab} = \mathfrak{v}_{ab}, \qquad [\mathfrak{w}']_{ab} = \mathfrak{v}'_{ab} \tag{14 c, d, e}$$

Schließlich seien noch die Definitionen einiger anderer makroskopischer Größen angegeben:

(15 a, b, c, d, e)

$$\rho = \sum_a m_a n_a, \qquad \rho \mathfrak{v} = \sum_a m_a n_a \mathfrak{v}_a$$

$$\eta = \sum_a n_a q_{ea}, \qquad \mathfrak{M} = \sum_a n_a \vec{\tilde{\mu}}_0, \qquad \mathfrak{m}_a = \int n_a \vec{\tilde{\mu}}_a \, d\tau$$

$\mathfrak{m}_a$ ist der Erwartungswert des magnetischen Momentes der Partikel der Sorte a im Volumen τ.

(15 f, g)
$$\mathfrak{s} = \sum_a q_{ea} n_a \mathfrak{v}_a$$

η bzw. $\mathfrak{s}$ ist bekanntlich nicht die elektrische Ladungsdichte bzw. Stromdichte, die in den Maxwellschen Gleichungen vorkommt [8]. Es gelten

(16 a, b)
$$\frac{\partial}{\partial \mathfrak{r}} \cdot \mathfrak{D} = \rho_e \qquad \text{und} \qquad \eta = q_e - \frac{\partial}{\partial \mathfrak{r}} \cdot \mathfrak{P}$$

(16 c)
$$\mathfrak{s} = \vec{\mathfrak{j}} + \frac{\partial \mathfrak{P}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} \times \mathfrak{M}_i$$

(S. [17, 18, 19, 20]). $\mathfrak{P}$ ist die elektrische Polarisation. Die induzierte Magnetisierung $\mathfrak{M}_i$ wird durch die Gleichung (16 c) erklärt. Zum Unterschied von $\mathfrak{M}_i$ soll $\mathfrak{M}$ die permanente heißen.

In der Auffassung von A. Sommerfeld gilt:

$$\mathfrak{D} = \epsilon_0 \mathfrak{E} + \mathfrak{P}$$

$\mathfrak{D}$ ist die dielektrische Verschiebung

$$\mathfrak{D} = \epsilon \mathfrak{E} = \epsilon_0 \epsilon' \mathfrak{E}, \qquad \mathfrak{P} = \chi_e \epsilon_0 \mathfrak{E} \qquad \text{mit} \quad \chi_e = \epsilon' - 1$$

Entsprechend den oben gemachten Ausführungen über das eingeprägte Magnetfeld wird das eingeprägte elektrische Feld durch die folgende Gleichung definiert:

(17)
$$\mathfrak{E} = \mathfrak{E}_e + \sum_b n_b' \mathfrak{E}_b \, d^3x' = \mathfrak{E}_e + \sum_b \iint f_b' \mathfrak{E}_b \, d^3x' \, d^3w$$

$\mathfrak{E}_b$ ist der Beitrag eines Partikels im Punkte $\mathfrak{x}'$, t' zum elektrischen Feld im Punkte $\mathfrak{x}$, t. Die entsprechenden Definitionen gelten für die Magnetisierung $\mathfrak{M}_i$:

$$\mathfrak{M} = \frac{1}{\mu_0}\mathfrak{B} - \mathfrak{H} = \left(\frac{1}{\mu} - \frac{1}{\mu_0}\right)\mathfrak{B} = \frac{1}{\mu_0}\left(1 - \frac{1}{\mu'}\right)\mathfrak{B}, \qquad \mu = \mu_0\,\mu' \tag{18}$$

Ferner gelten

$$\mathfrak{B} = \mu\,\mathfrak{H} = \mu'\,\mu_0\,\mathfrak{H} \quad \text{und} \quad \mathfrak{M} = \chi_m\,\mathfrak{H} \quad \text{mit} \quad \mu' - 1 = \chi_m$$

Dabei bedeutet χ_m die magnetische Suszeptibilität. Entsprechend (17) wird die eingeprägte magnetische Induktion $\mathfrak{B}_e$, die hier nach A. Sommerfeld als Feldvektor betrachtet wird, durch die folgende Gleichung genauer definiert:

$$\mathfrak{B} = \mathfrak{B}_e + \sum_b \int n_b'\,\mathfrak{B}_b\,d^3x' = \mathfrak{B}_e + \sum_b \iint f_b'\,\mathfrak{B}_b\,d^3x'\,d^3w' \tag{19}$$

Für die Berechnung des gesamten elektromagnetischen Feldes sind demnach die Integrale (17) und (19) auszuwerten.

Die Auswertung des Integrals in (17) ist einfach, wenn das Plasma als neutral angenommen wird. Die Summe auf der rechten Seite von (17) verschwindet dann für die folgenden Ausführungen.

Die Summe auf der rechten Seite von (19) läßt sich durch zwei Teilsummen darstellen.

$$\mathfrak{B} = \mathfrak{B}_1 + \mathfrak{B}_2 \tag{19 a}$$

1. Die erste ist die Summe $\mathfrak{B}_1$ der Dipolfelder der Modellpartikel in den Punkten $\mathfrak{x}'$, t'. $\mathfrak{B}_1$ ist das Feld der Magnetisierung $\mathfrak{M}$ im Aufpunkte a.

2. Die zweite ist die Summe $\mathfrak{B}_e$ der von der Geschwindigkeit $\mathfrak{w}$ der Modellpartikel erzeugten Magnetfelder.

$\mathfrak{B}_1$ stellt den Hauptteil des Feldes $\mathfrak{B} - \mathfrak{B}_e$ dar und soll zuerst berechnet werden. Man benutzt dabei die durch (15d) definierte Magnetisierung $\mathfrak{M}$ und erhält für die Summe in (19), wenn die Zeitretardation vernachlässigt wird:

$$\begin{aligned} \mathfrak{B}_1 &= \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{\partial}{\partial \mathfrak{x}_a}\int \mathfrak{M}(\mathfrak{x}_b)\cdot\frac{\partial}{\partial \mathfrak{x}_b}\frac{1}{r_{ab}}\,d^3x'; \qquad r_{ab} = |\mathfrak{x}_a - \mathfrak{x}_b'| \\ \mathfrak{B}_1 &= \frac{\mu_0}{4\pi}\int \mathfrak{M}(\mathfrak{x}_b)\frac{\partial}{\partial \mathfrak{x}_b}\frac{\mathfrak{r}_{ab}}{r_{ab}^3}\,d^3x'; \qquad \frac{\partial}{\partial \mathfrak{x}_a}\frac{1}{r_{ab}} = -\frac{\partial}{\partial \mathfrak{x}_b'}\frac{1}{r_{ab}} \end{aligned} \tag{20}$$

Offenbar liefert die Magnetisierung in der Umgebung des Punktes a den Hauptanteil zum Felde $\mathfrak{B}_1$. Es ist daher zweckmäßig, Kugelkoordinaten einzuführen. Der Integrand läßt sich mit Hilfe einer bekannten Formel der Vektoranalysis umformen [19, 21]. Zu diesem Zwecke werden um die Punkte zwei Kugel geschlagen, von denen die innere den Radius d_1 und die Oberfläche A_1, die äußere entsprechend d_2 und A_2 haben. Dann gilt:

$$\mathfrak{B}_1 = \frac{\mu_0}{4\pi}\left[\int\limits_{A_1} \frac{\mathfrak{r}_{ab}}{r_{ab}^3}\,\mathfrak{M}(\mathfrak{x}_b)\,d\mathfrak{A}_1 + \int\limits_{A_2} \frac{\mathfrak{r}_{ab}}{r_{ab}^3}\,\mathfrak{M}(\mathfrak{x}_b)\,d\mathfrak{A}_2 - \int \frac{\partial}{\partial \mathfrak{x}_b}\cdot \mathfrak{M}(\mathfrak{x}_b)\frac{\mathfrak{r}_{ab}}{r_{ab}^3}\,d\tau\right] \tag{21}$$

d_2 wird so groß angenommen, daß $\mathfrak{M}(\mathfrak{x}_b)$ auf A_2 verschwindet; d_1 soll so klein sein, daß $\mathfrak{M}(\mathfrak{x}_b)$ durch den Wert im Mittelpunkt $\mathfrak{M}(\mathfrak{x}_a)$ ersetzt werden kann. Man gewinnt dann:

$$\int\limits_{A_1} \ldots = \frac{\mu_0}{4\pi}\,\mathfrak{M}(\mathfrak{x}_a)\int\limits_{A_1} \cos^2\theta\,\sin\theta\,d\theta\,d\phi = \frac{\mu_0}{3}\,\mathfrak{M}(\mathfrak{x}_a)$$

Um den Wert des dritten Integrals abzuschätzen, entwickelt man $\mathfrak{M}(\mathfrak{x}_b)$ im Punkte a in eine Taylor-Reihe:

$$\mathfrak{M}(\mathfrak{x}_b) = \mathfrak{M}(\mathfrak{x}_a) + (M_{ij})\,\mathfrak{r}_{ab} + (M_{ijk})(\mathfrak{r}_{ab}^2) + \ldots$$

$\mathfrak{r}_{ab}^2$ soll das tensorielle Produkt des Vektors $\mathfrak{r}_{ab}$ mit sich selbst darstellen. $(M_{ijk\ldots n}(\mathfrak{r}_{ab}^n)$ stellt für jede der drei Komponenten von $\mathfrak{M}(\mathfrak{x})$ eine homogene Funktion in den kartesischen Koordinaten und damit eine räumliche Kugelfunktion dar. In ähnlicher Form kann man

$$\rho_m = \frac{\partial}{\partial \mathfrak{r}_{ab}}\cdot \mathfrak{M}(\mathfrak{x}_b)$$

darstellen; nur wird die Ordnung der homogenen Funktionen je um eins erniedrigt. Auf jeder Kugeloberfläche mit dem Radius $d_1 < r < d_2$ ergibt sich in Kugelkoordinaten

$$\rho_m = \rho_{ma} + \sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=0}^{n}\left[g_n^m(r)\cos m\phi + h_n^m(r)\sin m\phi\right]P_n^m(\cos\theta)$$

Um das 3. Integral von (21) auszuwerten, hat man folgende Integrale zu berechnen:

$$\frac{\mu_0}{4\pi}\int \rho_m \cos\theta \sin\theta \, dr\, d\theta\, d\phi, \qquad \frac{\mu_0}{4\pi}\int \rho_m \sin^2\theta \cos\phi \, dr\, d\theta\, d\phi$$

$$\frac{\mu_0}{4\pi}\int \rho_m \sin^2\theta \sin\phi \, dr\, d\theta\, d\phi$$

Sie reduzieren sich wegen der Orthogonalitätsrelationen der Kugelfunktionen auf

$$\frac{\mu_0}{3}\int_{d_1}^{d_2} g_1^0 \, r\, dr, \qquad \frac{\mu_0}{3}\int_{d_1}^{d_2} g_1^1(r)\, dr, \qquad \frac{\mu_0}{3}\int_{d_1}^{d_2} h_1^1(r)\, dr.$$

Die Kugelfunktionen sind dabei nach Ad. Schmidt normiert [20]. $g_1^0(r)$, $g_1^1(r)$ und $h_1^1(r)$ sind dabei lineare Kombinationen der M_{ijk}. Leider sind die Kenntnisse der Funktion $\mathfrak{M}(\mathfrak{r})$ in der Magnetosphäre noch so dürftig, daß die Abschätzung nicht genauer durchgeführt werden kann. Immerhin ist festzustellen, daß $\mathfrak{M}(\mathfrak{r}')$ linear von der Entfernung von a aus senkrecht zu den magnetischen Feldlinien und quadratisch von der Entfernung von a aus in Richtung der magnetischen Feldlinien abhängen muß, wenn die Koeffizienten g_1^0, g_1^1, h_1^1 groß sein sollen. Nach den bisherigen Messungen ist $\mathfrak{M}(\mathfrak{r}')$ aber etwa konstant längs der magnetischen Feldlinien und eine quadratische Funktion des Ortes senkrecht zu ihnen, so daß g_1^0, g_1^1, h_1^1 sehr klein sein werden.

Dann erhält man aus (21) für $d \to 0$

(22 a) $$\mathfrak{B}_1 = \frac{\mu_0}{3}\,\mathfrak{M}(\mathfrak{r}_a)$$

Man wird die Näherung verbessern, wenn man schreibt

(22 b) $$\mathfrak{B}_1 = \frac{\mu_0}{g}\,\mathfrak{M}(\mathfrak{r}_a) \qquad \text{mit} \quad g \geqslant 0$$

Dabei ist berücksichtigt worden, daß Abweichungen $\Delta\,\mathfrak{M}$ von $\mathfrak{M}$ = Const nur schwächere Felder $\mathfrak{B}$ erzeugen können.

Man kann gegen die Ableitung von (22 a, b) einwenden, daß die Annahme des wahrscheinlichkeitstheoretischen Erwartungswertes n_a für die Partikeldichte in der Umgebung des Punktes a nicht genau genug den wirklichen Verhältnissen

entspricht, bei denen kurzfristige Schwankungen vorkommen. Man müßte ähnlich wie bei Bohm und Pines [6] zwischen individuellen und kollektiven Wechselwirkungen der Modellpartikel unterscheiden. Bei den genannten Autoren wird die an sich fließende Grenze zwischen beiden Arten von Wechselwirkungen durch die Debyesche Länge gekennzeichnet.

Es gilt:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 m_e [v_e^2]}{3 n_e q_e^2}} \tag{23}$$

wenn das Plasma gemäß der Boltzmann-Statistik verteilt ist.

λ_D wird so bestimmt, daß die potentielle Energie eines Elektrons in bezug auf die ein betrachtetes Elektron umhüllende positive Ladungswolke im neutralen Plasma gleich der wahrscheinlichsten kinetischen Energie seiner Radialkomponente ist.

Für die magnetischen Wechselwirkungen im Gas der betrachteten Modellpartikel sollen entsprechende Überlegungen angestellt werden. Hat die z-Achse eines kartesischen Koordinatensystems die Richtung der magnetischen Feldlinien, die in dem betrachteten Umkreis als paralleles, homogenes Feld angesehen werden, so läßt sich das skalare Potential der homogen magnetisierten Kugel mit dem Radius a, das im Außenraum dem Potential eines magnetischen Dipols gleich ist, in der folgenden Form darstellen:

$$V = \frac{1}{4\pi}\left[\frac{4\pi}{3} a^3 |\mathfrak{M}| \frac{z}{r^3}\right] = \frac{1}{3}\frac{a^3}{r^3} z |\mathfrak{M}| ,$$

und es gilt:

$$\tilde{\mathfrak{B}} = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial \mathfrak{r}} V ; \qquad \tilde{B}_z = -\mu_0 \frac{a^3}{2} |\mathfrak{M}| \left[\frac{1}{r^3} - \frac{3z^2}{r^5}\right] \tag{24}$$

Auf der z-Achse, die hier allein betrachtet werden soll, reduziert sich (24) auf

$$\tilde{B}_z = \frac{2\mu_0}{3} |\mathfrak{M}| \frac{a^3}{r^3} \tag{25}$$

Im Kugelinneren besteht also ein Feld

$$B_z = \frac{2}{3} \mu_0 |\mathfrak{M}|$$

Die Gleichung ist also vom Radius unabhängig. Sie bestätigt den Ansatz (22 a). Wenn man die Kraft, die auf einem kleinen Dipol $\vec{\tilde{\mu}}$ in dem äußeren Feld der Kugel ausgeübt wird, oder die potentielle Energie berechnet, erhält man kein Analogon zur Debyeschen Länge, es läßt sich also nicht definieren.

Man bemerkt ferner, daß die individuelle magnetische Wechselwirkung zwischen zwei bewegten Teilchen durch die von ihnen aufgespannten Magnetfelder der elektrischen Wechselwirkung nur vergleichbar wird, wenn die Geschwindigkeiten sich der Lichtgeschwindigkeit nähern. Solche Plasmen sollen im folgenden nicht betrachtet werden.

Von $\mathfrak{B}_2$ in (19 a) kann gezeigt werden, daß es immer einen verschwindend kleinen Wert hat. Da n_a eine sehr langsam veränderliche Funktion ist, deren Zeitkonstante sehr groß ist gegenüber der Aufenthaltszeit eines Modellpartikels in einem kleinen Volumen, treten fast immer ebenso viele Modellpartikel in das Volumen ein, wie es andere verlassen. Da ihre Geschwindigkeitsabnahme $\Delta \mathfrak{w}_{\parallel}$ im Volumen verschwindend klein ist, kompensieren sich die erzeugten Magnetfelder. Es kann daher $\mathfrak{B}_2 = 0$ angenommen werden.

Demnach folgt aus (19) und (22 b)

$$\mathfrak{B} = \mathfrak{B}_e + \frac{\mu_0}{g}\,\mathfrak{M} \qquad \text{mit} \quad g \geqslant 3 \tag{27}$$

Entsprechend (9) gilt ferner

$$\mathfrak{M} \cdot \mathfrak{B} = -\,e_{\perp} = -\left[\frac{1}{2}\,n_e\,m_e\,w_{e\perp}^2 + \frac{1}{2}\,n_p\,m_p\,w_{p\perp}^2\right] \tag{28}$$

Dazu kommt noch (18)

$$\mathfrak{M} = \frac{1}{\mu_0}\left(1 - \frac{1}{\mu'}\right)\mathfrak{B} = \frac{1}{\mu_0}\left(\frac{\mu' - 1}{\mu'}\right)\mathfrak{B} \tag{29}$$

Mit Hilfe dieser drei Gleichungen kann μ' berechnet werden. Aus (29) wird $\mathfrak{M}$ in (27) eingesetzt.

$$\mathfrak{B} = \mathfrak{B}_e\,\frac{g\,\mu'}{\mu'\,(g-1)+1} \tag{30}$$

Mit Hilfe von (30) wiederum wird gewonnen:

$$\mathfrak{M} = \mathfrak{B}_e\,\frac{g\,(\mu'-1)}{\mu_0\,[\mu'\,(g-1)+1]} \tag{31}$$

Wenn (30) und (31) benutzt werden, gewinnt man aus (28)

$$\frac{\mathfrak{B}_e^2}{\mu_0} \frac{\mu'(\mu'-1)g}{[\mu'(g-1+1]^2} + e_\perp = 0$$

Mit $\mathfrak{B}_e / 2\mu_0 = e_m$ erhält man:

$$\mu'^2 [2 e_m g^2 + e_\perp (g-1)^2] - 2\mu' [g^2 e_m - (g-1) e_\perp] + e_\perp = 0$$

$$\mu'^2 - 2\mu' \frac{[g^2 e_m - (g-1) e_\perp]}{[2 e_m g^2 + e_\perp (g-1)^2]} + \frac{e_\perp}{[2 e_m g^2 + e_\perp (g-1)^2]} = 0$$

$$\mu'_{1,2} = \frac{[g^2 e_m - (g-1) e_\perp \pm g \sqrt{g^2 e_m^2 - 2 e_m e_\perp g}]}{[2 e_m g^2 + e_\perp (g-1)^2]}$$

und mit $\epsilon = e_\perp / e_m$

(32) $$\mu' = \frac{[g^2 - (g-1)\epsilon + g^2 \sqrt{1 - 2\epsilon/g}]}{[2 g^2 + (g-1)^2 \epsilon]}$$

Nur die Lösung mit dem Pluszeichen hat physikalische Bedeutung. Für $\epsilon \to 0$ wird $\mu' = 1$, wie es sein muß. Für kleinere ϵ gilt

(32 a) $$\mu' = \frac{2 g^2 - 2\epsilon g + \epsilon}{2 g^2 + (g-1)^2 \epsilon} \approx 1 - \frac{\epsilon}{2}$$

μ' wird kleiner als 1, wie es bei diamagnetischen Stoffen der Fall ist. Ferner wird berechnet:

(33) $$\mu' - 1 = -\frac{g^2 + \epsilon g (g-1)}{[2 g^2 + (g-1)^2 \epsilon]} + \frac{g^2 \sqrt{1 - 2\epsilon/g}}{2 g^2 + (g-1)^2 \epsilon}$$

In der ersten Näherung erhält man:

(33 a) $$\mu' - 1 = \frac{-\epsilon g (g-1) - \epsilon g}{[2 g^2 + (g-1)^2 \epsilon]} = \frac{-\epsilon g^2}{2 g^2 \left[1 + \frac{g-1}{2 g^2} \epsilon\right]} \approx -\frac{\epsilon}{2}$$

Außerdem gilt: $\mu'(g-1)+1 = \mu' g - (\mu'-1)$

$$= \frac{g^2(g+1)}{[2g^2+(g-1)^2\epsilon]} + \frac{g^2(g-1)\sqrt{1-2\epsilon/g}}{[2g^2+(g-1)^2\epsilon]} \tag{34}$$

und in der ersten Näherung:

$$\mu(g-1)+1 = g - \frac{\epsilon}{2}(g-1) \tag{34 a}$$

Mit Hilfe dieser Ausdrücke sind (30) und (31) zu berechnen:

$$\mathfrak{B} = \mathfrak{B}_e \frac{[g^2-(g-1)\epsilon + g^2\sqrt{1-2\epsilon/g}]}{g[g+1+(g-1)\sqrt{1-2\epsilon/g}]} = \mathfrak{B}_e\, h_1(\epsilon) \tag{30 a}$$

$$\mathfrak{M} = \mathfrak{B}_e \frac{[-g-\epsilon(g-1)+g\sqrt{1-2\epsilon/g}]}{\mu_0[(g+1)+(g-1)\sqrt{1-2\epsilon/g}]} = \mathfrak{B}_e\, h_2(\epsilon) \tag{31 a}$$

Schließlich werde noch $\mathfrak{j}(\epsilon)$ in $\mathfrak{M}$

$$\mathfrak{M} = \frac{1}{\mu_0}\left(\frac{\mu'-1}{\mu'}\right)\mathfrak{B} = \mathfrak{j}(\epsilon)\,\mathfrak{B}$$

angegeben.

$$\mathfrak{j}(\epsilon) = \frac{-[1+2(1-1/g)-\sqrt{1-2\epsilon/g}]}{\mu_0[-(\epsilon/g)(1-1/g)+\sqrt{1-2\epsilon/g}]}$$

In der ersten Näherung gelten also die Beziehungen:

$$\mathfrak{B} = \mathfrak{B}_e(1-\epsilon/2g) \tag{30 b}$$

$$\mathfrak{M} = -\frac{\epsilon}{2\mu_0}\mathfrak{B}_e; \qquad \mathfrak{j}(\epsilon) \approx -\frac{\epsilon}{2\mu_0} \approx h_2(\epsilon) \tag{31 b}$$

Die Gleichungen (32), (30 a) und (31 a) zeigen, daß μ', $\mathfrak{B}$ und $\mathfrak{M}$ komplexe Werte erhalten, wenn

$$\epsilon \gtrless g/2$$

wird. In den Regionen der Magnetosphäre, in denen $\epsilon = g/2$ wird, erhält man nach (30 a)

$$\mathfrak{B} = \mathfrak{B}_e \frac{g^2 - \frac{(g-1)\,g}{2}}{g^2 + g} = \frac{1}{2}\,\mathfrak{B}_e \tag{30 c}$$

Die Intensität des eingeprägten Magnetfeldes wird auf die Hälfte reduziert. Solche Regionen kommen in der Natur vor. Das zeigt die Messung des Erdfeldes mit dem Magnetometer der am 2. 1. 1959 gestarteten sowjetischen kosmischen Rakete. Das Ergebnis konnte durch die Messung des Erdfeldes mit dem Magnetometer einer zweiten Rakete im wesentlichen bestätigt werden. Abb. 1 zeigt die Flugbahn der ersten Rakete im Bereich der van Allenschen Gürtel [22]. Die Dichteverteilung der schnellen Elektronen ist schematisch im geomagnetischen Kugelkoordinatensystem dargestellt worden. Das Ergebnis der Messung des Magnetfeldes ist aus Abb. 2 zu ersehen [23]. Unterhalb $r = 21\,000$ km ($f = 3{,}4$), $\theta = 65°$ befindet sich danach eine solche Region, in der die Intensität des Magnetfeldes auf 2/5 des Wertes von B_e gesunken ist. Hier ist B_e durch Extrapolation des auf der Erdoberfläche gemessenen Multipolfeldes gewonnen worden. Man berechnet aus der Bedingung

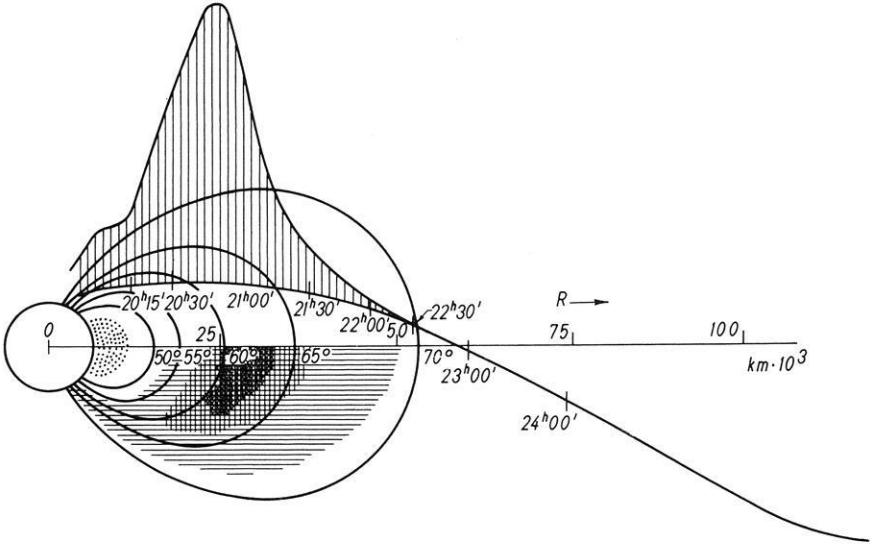


Abb. 1: Die Dichte der suprathermischen Partikel in den Van Allanschen Gürteln nach Vernov und Mitarbeiter

(35) $$\epsilon = g/2 \left(\approx \frac{3}{2} \right)$$

oder

$$e_{\perp} = \frac{3}{4\mu_0} \mathfrak{B}_e^2 \approx \frac{3}{4\mu_0} \frac{B_{00}}{f^6} (3 \cos^2 \theta + 1)$$

und mit Hilfe

(35 a) $$e_{\perp} = n_p \frac{m_p}{2} w_{p\perp}^2 = n_p \frac{m_p}{2} w_p^2 \sin^2 \alpha$$

(35 b) $$n_p = \frac{3 B_{00}^2 (3 \cos^2 \theta + 1)}{2 \mu_0 m_p w_{p\perp}^2 f^6} \approx 640 \, [1/\mathrm{cm}^3]$$

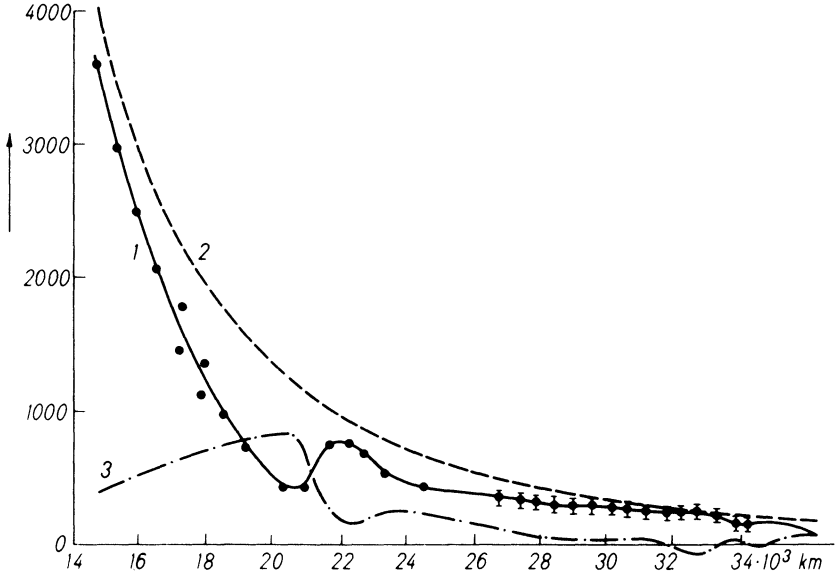


Abb. 2: Die Abnahme des erdmagnetischen Feldes nach den Messungen der sowj. Mondrakete, ausgewertet von Dolymow und Puschkow (1959). — — — theoretisch extrapol. Feld. ——— Auswertung der Messungen. —·—·— Differenz

$r = 22\,000$ km scheint für äquatornahe Protonen die Obergrenze der Magnetosphäre darzustellen. Für Protonen mit der Geschwindigkeit 1 000 [km/s], deren Spiegelpunkte weit außerhalb der Äquatorebene liegen, ist sie weiter draußen zu suchen. Wenn ihre Spiegelpunkte an der Erdoberfläche liegen könnten, würde nach (9) für das Dipolfeld gelten:

$$\sin^2 \alpha = \frac{B}{B_{00}\,(1 + 3\cos^2\theta_a)^{1/2}} = \frac{(1 + 3\cos^2\theta_g)^{1/2}}{f_g^3\,(4 - 3\sin^2\theta_a)^{1/2}} \tag{36 a}$$

f_g und θ_g sollen die Obergrenze der Magnetosphäre kennzeichnen. θ_a ist die Poldistanz des Auftreffpunktes der Feldlinie auf der Erdoberfläche. Nach (5) gilt

$$\sin^2\theta_a = \frac{\sin^2\theta_g}{f_g}$$

so daß für (36 a)

$$\sin^2 \alpha = \frac{(1 + 3\cos^2\theta_g)^{1/2}}{f_g^3\,(4 - 3\sin^2\theta_g/f_g)^{1/2}} \tag{36 b}$$

wird. Wenn man diesen Ausdruck in (35 a) einsetzt, erhält man:

$$\frac{B_{00}^2\,(1 + 3\cos^2\theta_g)^{1/2}\,(4 - 3\sin^2\theta_g/f_g)^{1/2}}{2\,\mu_0 f_g^3} = \frac{3}{2}\,e \approx \frac{3}{4}\,n_p\,m_p\,w_p^2 \tag{36 c}$$

Für Protonen, deren Spiegelpunkte in der Nähe der Äquatorebene liegen, ergibt sich für die Äquatorebene, $\theta_g = 90°$, die Tabelle 2.

Tabelle 2

Anzahl-Dichtewerte für Protonen mit der Geschwindigkeit 1000 [km/s] und mit Spiegelpunkten an der Erdoberfläche für verschiedene f-Werte

f_g	= 3	4	5	6	7
n_p [1/cm³]	= $1{,}8 \cdot 10^4$	$8{,}0 \cdot 10^3$	$4{,}2 \cdot 10^3$	$2{,}4 \cdot 10^3$	$1{,}6 \cdot 10^3$
f_g	= 8	9	10	11	
n_p [1/cm³]	= $1{,}1 \cdot 10^3$	$7{,}5 \cdot 10^2$	$5{,}5 \cdot 10^2$	$4{,}1 \cdot 10^2$	

Die Werte der Tabelle 2 sind aus drei Gründen zu hoch:

a) Die Protonen der Magnetosphäre können natürlich nicht die Erdoberfläche erreichen.
b) Bei der Berechnung der mechanischen Energiedichte ist der Beitrag der schnellen Elektronen vernachlässigt worden.
c) Außerdem wurden dabei die Protonen nicht berücksichtigt, deren Spiegelpunkte in der Nähe der Äquatorebene liegen.

Man erkennt trotzdem, daß im Raum des äußeren van Allenschen Gürtels $\tilde{\mu}$ noch für Protonen mit der Geschwindigkeit $w = 1\,000$ [km/s] (5,9 KeV) als konstant angenommen werden kann, wenn die Dichte nicht zu hoch ist.

Das Energiespektrum der schnellen Elektronen in dem äußeren van Allenschen Gürtel ist schon deshalb nicht gut bekannt, weil es starken Schwankungen unterworfen ist. Den folgenden Überschlagsrechnungen liegen Angaben von [22, 32, 34, 35, 36, 37] zugrunde. Nach [36] sind im äußeren Gürtel zwei Regionen schneller Elektronen, E_2 und E_3 genannt, zu unterscheiden. Die Struktur von E_2 scheint auch bei geomagnetischen Stürmen ziemlich unbeeinflußt zu sein. Ihr Maximum befindet sich bei 17 000 km Entfernung in der Äquatorebene. Das Maximum der E_3-Region wird dagegen bei magnetischen Stürmen stark beeinflußt und befindet sich in dem Raum der von den sowjetischen kosmischen Raketen gemessenen magnetischen Ringströme. Bei magnetischen Stürmen, beginnend beim Sc, läuft die E_3-Region in Richtung der Polarlichtzonen aus, um sich nach dem Sturm stärker als zu Beginn wieder aufzufüllen. Ihr Maximum liegt dabei etwa 3 000 km tiefer als normal.

Zur Zeit der sowjetischen Raketenmessungen scheint das Maximum der E_3-Region weiter draußen gelegen zu haben. Wir rechnen mit $r = 25\,000$ km ($f = 4$). Bemerkenswerter Weise scheint dort die Energie der Elektronen ein Minimum zu haben (≈ 25 KeV). Man gewinnt aus der Gleichung

$$n_e = \frac{3\,B_{00}^2}{\mu_0\, e_\perp\, 10^5\, f^6} = \frac{1{,}33 \cdot 10^{11}}{f^6} = 32\ [1/\mathrm{cm}^3] \tag{35d}$$

Um den beobachteten Ringstromeffekt bei magnetischen Stürmen zu klären, fordert S. J. Akasofu [9] für die 100 KeV Elektronen in 5 Erdradien Entfernung eine Anzahldichte von $27 \left[\frac{1}{\mathrm{cm}^3}\right]$. In Anbetracht der Unsicherheit, mit der alle Überlegungen behaftet sind, ist diese Übereinstimmung überraschend gut. Mit Hilfe einer (35c) entsprechenden Formel erhält man die folgenden Dichtewerte n_e für Elektronen mit der Energie 74 KeV und den Spiegelpunkten an der Erdoberfläche:

Tabelle 3

Anzahldichte für Elektronen mit der Geschwindigkeit $1{,}5 \cdot 10^8$ [m/s] und mit Spiegelpunkten an der Erdoberfläche für verschiedene f_g-Werte

f_g =	3	4	5	6	7
n_e [1/cm^3] =	$1{,}6 \cdot 10^3$	$7{,}3 \cdot 10^2$	$3{,}8 \cdot 10^2$	$2{,}3 \cdot 10^2$	$1{,}4 \cdot 10^2$

f_g =	8	9	10	11
n_e [1/cm^3] =	$1 \cdot 10^2$	$6{,}8 \cdot 10^1$	$5 \cdot 10^1$	$3{,}7 \cdot 10^1$

Diese Werte sind nach den für Tabelle 2 angeführten Gründen zu hoch. Wenn man sie als obere Schranken annimmt, so erscheinen sie plausibel.

Eine besondere Deformation des magnetischen Feldes durch den diamagnetischen Effekt der van Allenschen Teilchen ist in Abb. 2 nicht mehr zu erkennen. Dagegen findet man aus den Messungen von Pionier I [32] in der Umgebung von 40 000 km ($f = 6$) Andeutungen einer Felddeformation, die mit dem Maximum einer weniger ausgeprägten Region des van Allenschen Elektronengürtels zusammenzufallen scheint. Die in [33] angegebenen Meßergebnisse sind aus Abb. 3 zu ersehen. Gemessen wurde die Komponente des Magnetfeldes senkrecht zur Achse der Eigendrehung des Satelliten. In den Abbildungen ist sie und zum Vergleich auch die entsprechende Komponente, wie sie aus den Potentialentwicklungen gefunden wurde, dargestellt worden. Man erkennt, daß stärkere Abweichungen vor allem in der Umgebung von 40 000 km zu finden sind. Sie können innerhalb eines Tages entstehen oder verschwinden.

Die hier deutlich werdenden detaillierten Verzerrungen des magnetischen Feldes können wohl nicht allein auf den oben dargestellten diamagnetischen Effekt zurückgeführt werden. In Abb. 2 z.B. ist zu ersehen, daß die Deformation über den nach (30c) möglichen Wert von 1/2 hinausgeht, so daß das Feld nur noch 1/3 des theoretisch zu erwartenden beträgt. Schon von Carl Störmer wurde um 1910 das Verhalten der Horizontalkomponente des erdmagnetischen Feldes bei magnetischen Stürmen auf äquatoriale Ringströme zurückgeführt [24]. Die Abb. 2 kann deshalb als Dokument dafür angesehen werden, daß sie wirklich existieren. Elektrische Ringströme scheinen nicht nur bei magnetischen Stürmen, sondern auch bei normalen Verhältnissen vorhanden zu sein, wie schon Ad. Schmidt [24] vermutet hat. Es scheint sogar, daß die Schmidtsche Abschätzung der Größenordnung des normalen Ringstromes richtig war.

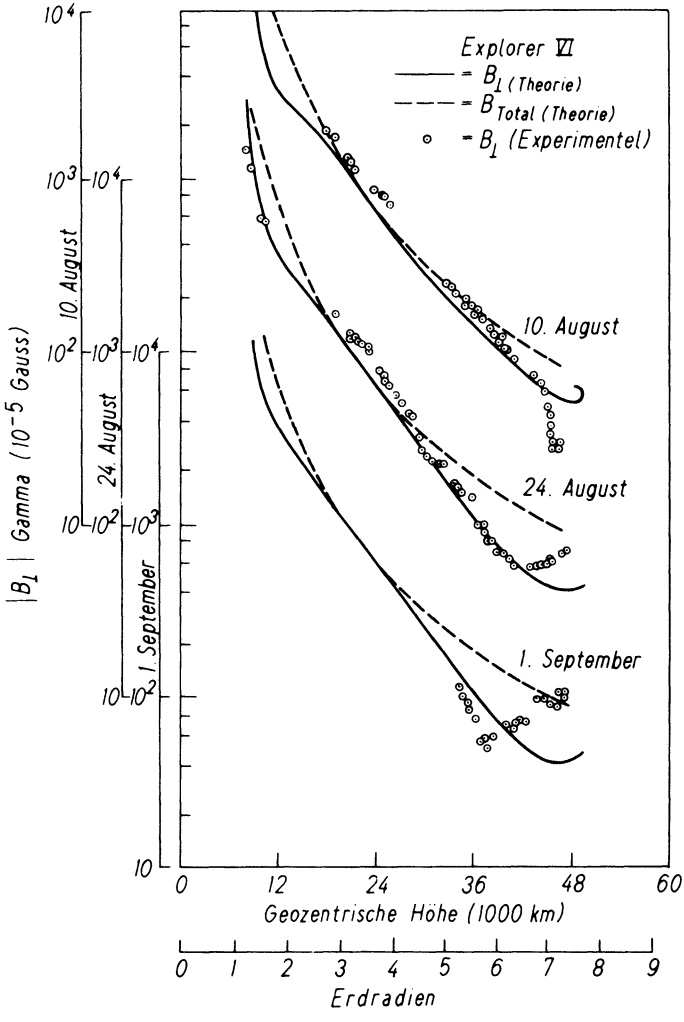


Abb. 3

Die Existenz solcher elektrischen Ringströme beweist man am einfachsten durch die Aufstellung der dynamischen Gleichungen des Plasmas der Magnetosphäre.

Wenn alle individuellen Wechselwirkungen zwischen den Modellpartikeln und auch alle kollektiven, die nicht über das Magnetfeld gehen, vernachlässigt wer-

den, gilt das Liouvillesche Theorem für die Erhaltung der Modellpartikeldichte im Phasenraum $(\mathfrak{x}, \mathfrak{w})$ [27, 28, 39, 30, 31].

$$\frac{\partial f_a}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \mathfrak{x}} \cdot \mathfrak{w} f_a + \frac{\partial}{\partial \mathfrak{w}} \cdot (\vec{\mathfrak{b}}_a f_a) = 0 \tag{36}$$

Im Phasenraum sind $\mathfrak{x}$ und $\mathfrak{w}$ voneinander unabhängige Variable. $\vec{\mathfrak{b}}_a$ ist die Beschleunigung. Als Moment 0-ter Ordnung im Geschwindigkeitsraum erhält man aus (36) bekanntlich die Kontinuitätsgleichung, als Moment 1. Ordnung die Bewegungsgleichung.

Wenn (36) mit m_a multipliziert und über den ganzen Geschwindigkeitsraum integriert wird, erhält man:

$$\frac{\partial (m_a n_a)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \mathfrak{x}} (m_a n_a [\mathfrak{w}]_a) = 0 \tag{37}$$

mit $m_a n_a = \rho_a$ und $\sum_a m_a n_a = \rho$

Wenn man (36) mit $m_a \mathfrak{w}$ multipliziert, über den Geschwindigkeitsraum integriert und schließlich über a summiert, erhält man die Bewegungsgleichung. Dabei ist zu setzen:

$$\mathfrak{w} = \mathfrak{v}_a + \mathfrak{w}_{\parallel a} \tag{37a}$$

mit $\int f_a \mathfrak{w} \, d^3 w = \mathfrak{v}_a$

Ferner soll gelten:

$$|\mathfrak{v}_a^2| \ll [\mathfrak{w}^2]_a \tag{37b}$$

Schließlich ist noch ein Ansatz über die Beschleunigung zu machen. Es soll gelten:

$$\sum_a m_a \int \vec{b}_a f_a \, d^3 w = \eta \mathfrak{v} \times \mathfrak{B} + \mathfrak{M} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathfrak{x}} \mathfrak{B} - 2 e_{11} \frac{d}{ds} \frac{\mathfrak{B}_e}{B_e} + \frac{\partial}{\partial \mathfrak{x}} \cdot S^{(m)} \tag{38}$$

Genau genommen wird zuerst ein kleines Volumenelement $\Lambda^3 x$ im $\mathfrak{x}$-Raum betrachtet und dann zur Grenze $\Lambda^3 x \to 0$ übergegangen. Die ersten drei Terme auf der rechten Seite von (38) stellen die eingeprägten Raumkräfte des

kleinen Volumens dar, während $\frac{\partial}{\partial \mathfrak{r}} S^{(m)}$ die Summe der an ihn angreifenden elektromagnetischen Oberflächenkräfte angibt. Der erste Term in die Lorentzkraftdichte, der zweite die ponderomotorische Kraftdichte des Magnetfeldes und der dritte die Zentrifugalkraftdichte bei der Bewegung des Führungszentrums der Partikeln längs der magnetischen Kraftlinien.

Es gilt dabei $\sum_a m_a [w_{\parallel}^2]_a = 2 e_{\parallel}$

Die erste Frenetsche Formel wird benutzt:

(39)

$$\frac{\mathfrak{n}_{\perp}}{rk} = \frac{d}{ds}\mathfrak{t} = \frac{d}{ds}\cdot\frac{\mathfrak{B}}{B} = \frac{d}{ds}\frac{\mathfrak{B}_e}{B_e} = \frac{1}{B_e^2}\mathfrak{B}_e\cdot\frac{\partial}{\partial \mathfrak{r}}\mathfrak{B}_e - \frac{\mathfrak{B}_e}{2B_e^4}\mathfrak{B}_e\cdot\frac{\partial}{\partial \mathfrak{r}}B_e^2$$

Nach (30 a) und (31 a) bestehen die folgenden Beziehungen:

$$\mathfrak{B} = \mathfrak{B}_e h_1(\epsilon) \qquad \mathfrak{M} = \mathfrak{B}_e h_2(\epsilon)$$

und es gilt

$$\lim_{\epsilon\to 0} \mathfrak{M} \to 0$$

Elektrische Felder größeren Ausmaßes sollen im quasineutralen Plasma nicht vorkommen. Daher muß für diesen Grenzfall der elektromagnetische Spannungstensor ebenfalls verschwinden.

Allgemein wird angesetzt:

(40) $$S_1^{(m)} = \mathfrak{B}\circ\mathfrak{H} - \frac{1}{2}\mathfrak{B}\cdot\mathfrak{H}\, E^0$$

$\mathfrak{B}\circ\mathfrak{H}$ soll das tensorielle Produkt der beiden Vektoren darstellen. Es läßt sich eindeutig in einen symmetrischen und einen antimetrischen Teil zerlegen [18, 27].

$$\mathfrak{B}\circ\mathfrak{H} = \frac{1}{2}[(\mathfrak{B}\circ\mathfrak{H}) + (\mathfrak{H}\circ\mathfrak{B})] + \frac{1}{2}[(\mathfrak{B}\circ\mathfrak{H}) - (\mathfrak{H}\circ\mathfrak{B})]$$

Wenn in allgemeinster Form angesetzt wird

(41) $$\mathfrak{B} = (\mu_{ik})\,\mathfrak{H}$$

wobei (μ_{ik}) der symmetrische Permeabilitätstensor ist, so gelten:

$$\mathfrak{B} \circ \mathfrak{H} = (\mu_{ik}) \cdot (\mathfrak{H} \circ \mathfrak{H}) \qquad \text{und} \qquad \mathfrak{H} \circ \mathfrak{B} = (\mathfrak{H} \circ \mathfrak{H}) \cdot (\mu_{ik})$$

Wegen der Symmetrie (μ_{ik}) verschwindet also die Differenz

$$\mathfrak{B} \circ \mathfrak{H} - \mathfrak{H} \circ \mathfrak{B} = 0$$

Die symmetrische Form des Spannungstensors ist der unsymmetrischen gleichwertig und S_1 wird symmetrisch geschrieben:

$$S_1^{(m)} = \frac{1}{2}\,(\mathfrak{B} \circ \mathfrak{H} + \mathfrak{H} \circ \mathfrak{B} + \mathfrak{B} \cdot \mathfrak{H}\, E^0$$

Nach (18) ist

$$\mathfrak{H} = \frac{1}{\mu_0}\,\mathfrak{B} - \mathfrak{M}$$

Man gewinnt

(42) $$S_1^{(m)} = \frac{1}{\mu_0}\,\mathfrak{B} \circ \mathfrak{B} - \frac{1}{2\,\mu_0}\,\mathfrak{B}^2\,E^0 - \frac{1}{2}\{\,\mathfrak{B} \circ \mathfrak{M} + \mathfrak{M} \circ \mathfrak{B} - \mathfrak{B} \cdot \mathfrak{M}\,E^0\}$$

Für den Grenzfall $\epsilon \to 0$ muß wegen $\lim\limits_{\epsilon \to 0} \mathfrak{M} \to 0$ der magnetische Spannungstensor in (38) verschwinden. Deshalb ist von

(43) $$\frac{1}{\mu_0}\,\mathfrak{B} \circ \mathfrak{B} - \frac{1}{2\mu_0}\,\mathfrak{B}^2\,E^0 - \frac{1}{2}\,[\,\mathfrak{B} \circ \mathfrak{M} + \mathfrak{M} \circ \mathfrak{B} + e_\perp\,E^0]$$

der Ausdruck

$$\frac{1}{\mu_0}\,[\mathfrak{B}_e \circ \mathfrak{B}_e - \frac{1}{2}\mathfrak{B}_e^2\;E^0]$$

abzuziehen, wenn man $S^{(m)}$ erhalten will.

Man gewinnt somit aus (36)

(44)

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\sum_a m_a n_a \mathfrak{v}_a\right) + \frac{\partial}{\partial \mathfrak{x}}\left(\sum_a m_a n_a [\mathfrak{w} \circ \mathfrak{w}]_a\right) = \sum_a n_a q_{ea} \mathfrak{v}_a \quad \mathfrak{B}$$

$$\mathfrak{M} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathfrak{x}} \mathfrak{B} - 2 e_{\parallel} \left[\frac{1}{B_e^2} \mathfrak{B}_e \cdot \frac{\partial}{\partial \mathfrak{x}} \mathfrak{B}_e - \frac{\mathfrak{B}_e}{B_e^4} \mathfrak{B}_e \cdot \frac{\partial}{\partial \mathfrak{x}} B_e^2\right] + \frac{\partial}{\partial \mathfrak{x}} \mathrm{S}^{(m)}$$

Man kann die letzten Ausdrücke von (44) noch etwas vereinfachen. Es gilt:

$$\mathfrak{M} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathfrak{x}} \mathfrak{B} = \frac{\partial}{\partial \mathfrak{x}} (\mathfrak{M} \circ \mathfrak{B}) - \mathfrak{B} \frac{\partial}{\partial \mathfrak{x}} \cdot \mathfrak{M}$$

Aus (30 a) und (31 a) folgt

$$(\mathfrak{M} \circ \mathfrak{B}) - (\mathfrak{B} \circ \mathfrak{M}) = 0$$

Mit (37) erhalt man deshalb, wenn $[\mathfrak{v}_a^2] \ll [\mathfrak{w}_{11}^2]_a$ beachtet wird:

$$\rho \frac{\partial \mathfrak{v}}{\partial t} + \rho \mathfrak{v} \frac{\partial}{\partial \mathfrak{x}} \mathfrak{v} = + \frac{\partial}{\partial \mathfrak{x}} \mathrm{p} + h_1(\epsilon) \sum_a n_a q_{ea} \mathfrak{v} \times \mathfrak{B}_e$$

$$+ \frac{h_1^2(\epsilon) - 1}{\mu_0} \frac{\partial}{\partial \mathfrak{x}} \left[\mathfrak{B}_e \circ \mathfrak{B}_e - \frac{1}{2} \mathfrak{B}_e^2 \mathrm{E}^0\right] - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \mathfrak{x}} e_{\perp}$$

(45)
$$+ \mathfrak{B}_e \circ \mathfrak{B}_e \left[\frac{2 h_1(\epsilon)}{\mu_0} \frac{\partial}{\partial \mathfrak{x}} h_1(\epsilon) + \frac{h_1(\epsilon)}{2} \frac{\partial}{\partial \mathfrak{x}} h_2(\epsilon)\right.$$

$$- \frac{1}{\mu_0} \mathfrak{B}_e^2 h_1(\epsilon) \frac{\partial}{\partial \mathfrak{x}} h_1(\epsilon) - 2 e_{\parallel} \left(\frac{1}{B_e^2} \mathfrak{B}_e \cdot \frac{\partial}{\partial \mathfrak{x}} \mathfrak{B}_e\right.$$

$$\left.\left. - \frac{\mathfrak{B}_e}{2 B_e^4} \mathfrak{B}_e \frac{\partial}{\partial \mathfrak{x}} B_e^2\right)\right]$$

Dabei ist $\mathrm{p} = \sum_a n_a m_a [\mathfrak{w}_{\parallel} \circ \mathfrak{w}_{\parallel}]_a$ der mechanische Spannungstensor, $\mathfrak{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathfrak{x}} \mathfrak{v}$ kann vielfach vernachlässigt werden.

$\sum_a n_a q_{ea} \mathfrak{v}_a$ stellt zwei Driftströme dar, einen für Elektronen, einen für Protonen. Genau genommen gilt

$$\sum_a q_a n_a \mathfrak{v}_a = \mathfrak{s} = \vec{\mathfrak{j}} + \frac{\partial \mathfrak{p}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \mathfrak{x}} \times \mathfrak{M}_i$$

Weil hier keine Wechselwirkungen außer den kollektiven über das Magnetfeld betrachtet werden, verschwinden die Polarisation und die induzierte Magnetisierung. Wenn man stationäre Verhältnisse annimmt, der Protonenstrom vorherrscht und $\mathfrak{v} \frac{\partial}{\partial \mathfrak{x}} \mathfrak{v}$ vernachlässigt wird, so erhält man

(46)

$$\mathfrak{v}_{p\perp} = -\frac{1}{n_p q_e B_e^2 h_1(\epsilon)} \mathfrak{B}_e \times \left[\frac{h_1^2(\epsilon) - 1}{\mu_0} \left(\mathfrak{B}_e \cdot \frac{\partial}{\partial \mathfrak{x}} \mathfrak{B}_e - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \mathfrak{x}} \mathfrak{B}_e^2 \right) \right.$$

$$\left. - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \mathfrak{x}} e_\perp - 2 e_{\parallel} \frac{1}{B_e^2} \mathfrak{B}_e \frac{\partial}{\partial \mathfrak{x}} \mathfrak{B}_e - \frac{1}{\mu_0} \mathfrak{B}_e^2 h_1(\epsilon) \frac{\partial}{\partial \mathfrak{x}} h_1(\epsilon) + \frac{\partial}{\partial \mathfrak{x}} \mathfrak{p} \right]$$

In der 1. Näherung gilt:

(47)
$$h_1(\epsilon) - \frac{1}{h_1(\epsilon)} = -\frac{2}{g} \approx 2\,[h_1(\epsilon) - 1]$$

(48)

$$\mathfrak{v}_{p\perp}^{(1)} = \frac{\epsilon}{\mu_0 g n_p q_e B_e^2} \left[\mathfrak{B}_e \times \mathfrak{B}_e \cdot \frac{\partial}{\partial \mathfrak{x}} \mathfrak{B}_e - \mathfrak{B}_e \times \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \mathfrak{x}} \mathfrak{B}_e^2 \right]$$

$$+ \frac{\mathfrak{B}_e \times \frac{\partial}{\partial \mathfrak{x}} e_\perp}{2 n_p q_e B_e^2} - 2 e_{\parallel} \frac{1}{B_e^2} \mathfrak{B}_e \cdot \frac{\partial}{\partial \mathfrak{x}} \mathfrak{B}_e = \frac{m_p w_{p\perp}^2}{g q_e B_e^4} \left[\mathfrak{B}_e \times \left(\mathfrak{B}_e \cdot \frac{\partial}{\partial \mathfrak{x}} \mathfrak{B}_e \right.\right.$$

$$\left.\left. - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \mathfrak{x}} \mathfrak{B}_e^2 \right) \right] + \frac{B_e \times \frac{\partial}{\partial \mathfrak{x}} e_\perp}{2 n_p q_e B_e^2} - 2 e_{\parallel} \frac{1}{B_e^2} \mathfrak{B}_e \cdot \frac{\partial}{\partial \mathfrak{x}} \mathfrak{B}_e$$

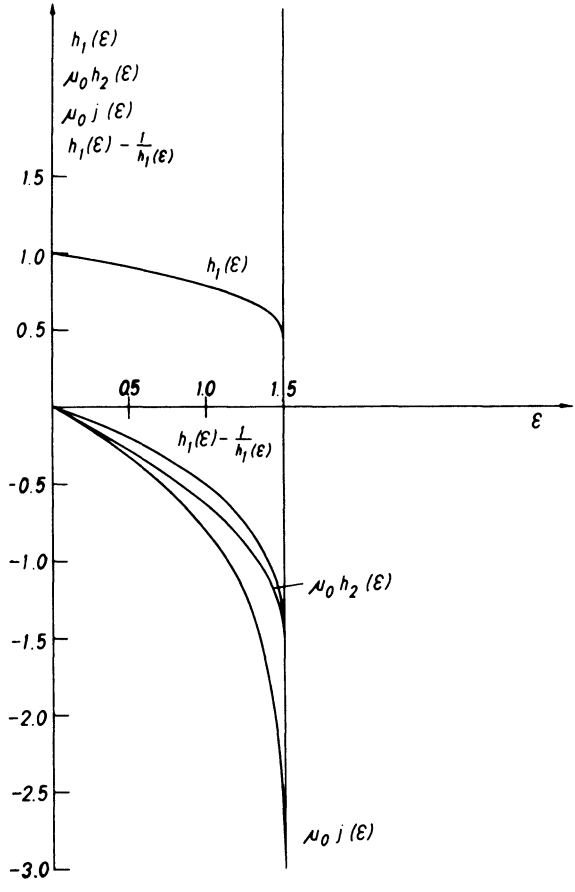


Abb. 4

Dabei wird angenommen, daß $h_1(\epsilon)$ einen sehr kleinen Gradienten hat, wie aus Abb. 4 zu ersehen ist. In der Ebene des geomagnetischen Äquators erhält man aus dem zweiten Term:

$$\mu_{1\ddot{a}} = \frac{m_p \, w_{p\perp}^2 \, \frac{\partial}{\partial r} B_e}{g \, q_e \, B_e^2} \tag{48 a}$$

Bis auf einen Faktor $g/2$ im Nenner ist dieser Ausdruck mit dem folgenden identisch, wenn $\mathfrak{B}_e$ mit dem Dipolfeld identifiziert wird.

(49) $$\frac{\mu_{1\ddot{a}}}{w_{p\perp}} = \frac{r_L}{2\, r_I} \ll 1$$

denn es gilt:

$$\frac{1}{B_0}\frac{\partial}{\partial r} B_0 = \frac{1}{r_I}, \qquad r_L = \frac{m_{p\perp}\, m_p}{q_e\, B_0}$$

Diese Formel oder

(49 a) $$\frac{\mu_{1\ddot{a}}}{w_{p\perp}} = \frac{r_L}{g\, r_I}$$

zeigen, daß die äquatoriale Drift der Protonen immer klein gegenüber ihrer Geschwindigkeit ist.

Es ist wichtig, auch den Grenzfall $\epsilon = g/2$ zu betrachten: Dann wird

$$h_1(\epsilon) - \frac{1}{h_1(\epsilon)} = -\frac{3}{2} \qquad \text{und} \qquad h_1(\epsilon) = \frac{1}{2}$$

Aus

$$\lim_{\epsilon \to g/2} \frac{d}{d\epsilon} h_1(\epsilon) \to \infty$$

(s. Abb. 4) folgt dann, daß die Driftgeschwindigkeit über alle Grenzen wachsen müßte entgegen der Voraussetzung (37 b)

$$[\mathfrak{v}_a^2] \ll [\mathfrak{w}^2]_a$$

Man muß also annehmen, daß die Partikel für $\epsilon = g/2$ nicht mehr als eingefangen gelten können und somit nicht mehr zur Magnetosphäre gehören. Es ist möglich, daß die gemessenen kräftigen Driftströme bei $r = 20\,000$ km auf diesen Effekt zurückgehen.

Die entsprechenden Betrachtungen, die hier für Protonen angestellt wurden, können auch auf Elektronen, besonders auf diejenigen mit großer Geschwindigkeit in den van Allenschen Gürteln übertragen werden. In der Äquatorebene ist die Protonendrift nach Westen und die Elektronendrift nach Osten gerichtet.

Die Formel (48) stimmt im wesentlichen mit der in [13] abgeleiteten überein. Dabei wurde zuerst auf den letzten Term Rücksicht genommen, der nach

[9] und [11] bedeutender ist als der Singersche Ringstrom. In diesem Sinne werden die vorstehenden Entwicklungen zum Verständnis der Prozesse in der Magnetosphäre beitragen.

Abschließend seien noch einmal die Voraussetzungen zusammengestellt.

1. Es wird angenommen, daß die komplizierten Bewegungen der elektrisch geladenen Teilchen in der Magnetosphäre durch Modellpartikel dargestellt werden können, die ein konstantes magnetisches Moment haben. Ihre Geschwindigkeitsvektoren sind im wesentlichen parallel den Tangenten an die magnetischen Feldlinien.

2. Ferner wird angenommen, daß für jede Sorte a der Modellpartikel eine Verteilungsdichtefunktion $f_a(\mathfrak{x}, \mathfrak{w})$ existiert, deren Momente gemäß (14a ... f) existieren und sich genügend wenig von den beobachteten Größen unterscheiden. Diese Voraussetzung ist erfüllt, wenn die Schwingungsdauer der Plasmaschwingungen verschwindend klein gegenüber den Zeiten ist, in denen merkliche Veränderungen von $f(\mathfrak{x}, \mathfrak{w})$ vorkommen. In Giorgi-Einheiten schreibt sich die Plasmafrequenz

$$\omega = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} = 6 \cdot 10^3 \sqrt{n_e}\,[1/s] \tag{50}$$

Die Schwingungsdauer $T_p = 2\pi/\omega_p$ ist demnach genügend klein gegenüber den Schwingungsdauern der Alfvénschen Wellen ($T \approx 1\,s$) und den sudden commencements der magnetischen Stürme ($T \approx$ einige Sekunden).

3. Wenn im Punkte $\mathfrak{x}$, t ein Partikel der Sorte a und der elektrischen Ladung q_{ea} vorhanden ist, wird in der Umgebung keine elektrische Ladung influenziert.

4. Wenn im Punkte $\mathfrak{x}$, t ein Strom q_{ea} vorhanden ist, der durch ein fliegendes Partikel erzeugt wird, wird kein Verschiebungsstrom in dem die Flugbahn umgebenden Kanal induziert.

5. Unter denselben Bedingungen wird auch keine Magnetisierung erzeugt.

6. Stöße zwischen den Partikeln und die Streuung durch Coulombsche Kräfte werden ebenfalls vernachlässigt.

7. Als einzige kollektive Wechselwirkung der Teilchen untereinander wird diejenige über die Deformation des aufgeprägten Magnetfeldes zugelassen, die mit Hilfe klassischer Vorstellungen berechnet werden kann. Nur gelegentlich ist die relativistische Massenvermehrung der schnellen Elektronen zu berücksichtigen.

8. Die kollektiven Geschwindigkeiten des Plasmas der Magnetosphäre sind sehr klein neben dem Durchschnitt der individuellen.

Folgende Ergebnisse wurden erzielt:

1. Die Deformation des aufgeprägten Magnetfeldes erreicht den maximalen Wert, wenn die kinetische Transversalenergiedichte sich dem Wert 3/2 der Energiedichte des eingeprägten Feldes nähert.

2. In diesen Regionen erhalten die elektrischen Ringströme extreme Werte. Wahrscheinlich hängt das Auslaufen der E_3-Region des van Allenschen Gürtels mit diesem Effekt zusammen.

3. Die aus der Grenzbedingung berechneten Dichten der Elektronen und Protonen haben plausible Werte.

4. Die dynamischen Gleichungen des Plasmas der Magnetosphäre werden in allgemeinerer Form als bisher in anderen Arbeiten angegeben. Ihre Integrationstheorie wird in einer späteren Arbeit behandelt werden. Dort soll auch die Frage beantwortet werden, wieweit die magnetischen Kraftlinien in dem Plasma als "eingefroren" gelten können.

Meinen Kollegen, Dr. K. Sellien und Chr.-U. Wagner danke ich herzlich für die zahlreichen Hinweise bei der Abfassung der Arbeit.

Literatur

[1] Alfvén, H.: Cosmical electrodynamics, Clarendon Press, Oxford 1950.

[2] Spitzer, L.: The physics of fully ionized gases, Interscience, New York 1956.

[3] Hertweck, F. und A. Schlüter: Die adiab. Invarianz d. magn. Bahnmomentes geladener Teilchen, Z. f. Naturf. **12** A (1957) S. 844.

[4] Chandrasekhar, S.: Adiabatic invariants of charged particles of the plasma in a magnetic field, ed. by R. Landshoff, Stanford University Press, California 1958.

[5] Welsh, J.A. and W.A. Whitacker: Theory of geomagnetically trapped electrons from artifically source, J. Geophys. Res. **64** (1959) S. 909.

[6] Pines, D.: Electron interactions of metals. Solid state physics, Acad. Press, New York 1955, S. 368.

[7] Dessler, A.J. and N.E. Parker: Hydromagnetic theory of geomagn. storms, J. Geophys. Res. **64** (1959) S. 2239.

[8] Green, H.S.: Ionic theory of plasmas and magnetohydrodynamics. The physics of fluids **2** (1959) S. 341.

[9] Akasofu, S.J.: The ring current and the outer atmosphere, J. Geophys. Res. **64** (1960) S. 535.

[10] Hertweck, F.: Die Bewegung geladener Teilchen im Magnetfeld eines geraden stromdurchflossenen Drahtes, Z. Naturf. **XIV a** (1959) S. 47.

[11] Singer, S.F.: A new modell of magnetic storms and aurorae, Transact. Am. Geophys. Union **18** (1957) S. 175.

[12] Watson, K.M.: Use of the Boltzmann Equation for the study of ionized gas of Low Density I, Phys. Rev. **102** (1956) S. 12.

[13] Parker, E.N.: Newtonian developement of the dynamical properties of ionized gases of Low Density, Phys. Rev. **107** (1957) S. 924.
Parker, E.N.: Phys. Rev. **109** (1958), S. 1874.

[14] Chew, O.F., M.L. Goldberger and F.E. Low: The Boltzmann equation of the one-fluid hydromagnetic equation in the absence of particle collisions, Proc. Roy. Soc. London A **236** (1956) S. 112.

[15] Chandrasekhar, A.N. Kaufmann and K.M. Watson: Properties of an ionized gas of low density in a magnetic field III. Ann. Phys. **2** (1958) S. 435.

[16] Riese, F. und B. Sz-Nagy: Vorlesungen über Funktionalanalysis, Dt. Verlag d. Wiss., Berlin 1956.

[17] Sommerfeld, A.: Vorlesg. über theor. Physik III, Elektrodynamik, Ak. Verlagsges., Leipzig 1949.

[18] Stratton, J.A.: Electromagnetic theory, Mc Graw-Hill, New York u. London 1941.

[19] Lucke, O.: Größengleichungen und Maßsysteme, Abh. 22 d. Geomagn. Inst. Potsdam d. DAW Berlin, Akademie-Verlag, Berlin 1958.

[20] Lucke, O.: Über das von 2 Magneten ausgespannte Feld, Jahrb. 1956 d. Ad.-Schmidt-Obs. f. Erdmagn. Niemegk, Akademie-Verlag, Berlin 1958.

[21] Lagally, M.: Vorlesungen über Vektorrechnung, Akad. Verlagsges., Leipzig 1956.

[22] Vernov, S.N. u. a.: Untersuchung der Korpuskularstrahlung der Erde und der kosmischen Strahlen beim Flug der kosmischen Rakete (russ.), Doklady Akademii Nauk SSSR **125** (1959) S. 304.

[23] Dolginov, S.Sch. und N.W. Puschkow: Ergebnisse über die Messung d. magn. Feldes der Erde mit einer kosm. Rakete (russ.) Doklady Akad. Nauk SSSR **129** (1959), S. 77.

[24] Chapman, S. and J. Bartels: Geomagnetism, Clarendon Press, Oxford, 1940.

[25] Chapman, S. and F.G. Cowling: The math. theory of non-uniform gases, Univ. Press, Cambridge 1953.

[26] Sommerfeld, A.: Vorl. über theor. Physik V. Thermodynamik und Statistik, Dieterichsche Verlags-Buchhdlg., Wiesbaden 1952.

[27] Kautzleben, H.: Betrachtungen zur hydromagnetischen Theorie des Plasmas, Abh. 20 d. Geomagn. Institutes Potsdam, Akademie - Verlag, Berlin 1958.

[28] Jancel, R. et Th. Kahan: Mécanique statistique des plasmas, Applications des équotions de Boltzmann et de Fokku-Planck, Cahier de Physique **107-108** (1959), S. 289.

[29] Münster, A.: Prinzipien d. statist. Mechanik, Hdb. d. Physik, Hsgb. S. Flügge, Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1959.

[30] Lucke, O.: The Thermodynamik d. irreversibl. Prozesse m. Anwendungen auf die geophysik. Plasmen, Hab.-Schrift Karl-Marx-Univ. Leipzig, erscheint Akademie-Verl., Berlin.

[31] Brittin, W.E.: Equilibrium and transport in a fully ionized gas, Geophys. Inst. Univ. Alaska Geophys. Res. Report **3** (1957).

[32] Sonett, C.P., D.L. Judge, A.R. Sines and J.M. Kalso: A radial rocket survey of distant geomagnetic field, J. Geophys. Res. **65** (1960) S. 55.

[33] Sonett, C.P., E.J. Smith, D.L. Judge and P.J. Coleman, jr.: Current systems in the vertical geomagnetic field, Explorer VI, Phys. Rev. Letters **4** (1960) S. 168.

[34] Arnoldy, R., R. Hoffmann and J. Winkler: Observations of the van Allen radiation regions during magnetic storms, (Vortrag v. Winkler, J., auf d. 1. International Space Science Symp. Nizza, Frankr. Jan. 1960).

[35] Arnoldy, R.L., R.A. Hoffmann and J.R. Winkler: Observation of the van Allen radiation regions, Aug. Sept. 1959, Part I, J. Geophys. Res. **65** (1960) S. 1361.

[36] Fan, C.Y., P. Meyer and J.A. Simpson: Trapped and cosmic radiation measurements from Explorer VI, E.F.J.N.S. 59-73 (Dez. 1959).

[37] Blackwell, D.E.: Das Zodiakallicht u. seine Bedeutung, Endeavour **XIX** (1960) S. 14.

On the Sun-Rise Effect of Sferics Activity at 27 kc [1]

By **H. Israël**, Aachen [2]

Zusammenfassung: Untersuchungen des sog. "Sonnenaufgangseffektes" bei atmosphärischen Störungen auf 27 kHz und seiner Veränderungen von Tag zu Tag ergeben für die 3 Stationen Aachen, San Salvador (Mittel-Amerika) und Tokyo (Japan) völlig verschiedene Bilder. Die Vermutung, daß dies mit der verschiedenartigen Lage der einzelnen Stationen relativ zu den tropischen Gewitterzentren zusammenhängt, genügt zur Erklärung nicht.

Abstract: Investigations of the so-called "sun-rise-effect" of spherics at 27 kc and of its variations from day to day yield different pictures for the three stations Aachen (Germany), San Salvador (Central America) and Tokyo (Japan). The distances between these stations and the tropical thunderstorm centers are different, but it is shown that these differences do not explain the observed facts.

The recommendations of the W.M.O. on sferics research in the I.G.Y. [1] especially emphasize the evaluation of characteristic points in the diurnal variations of the number of sferics.

During the I.G.Y. the number of sferics at 27 kc was recorded by us in Aachen (Germany) and San Salvador (central America). The primary evaluation of these recordings led to a rather surprising result which will be outlined in the following.

---

[1] Communucation presented at the Symposium of "Atmospheric electricity" on the XII. Gen. Assembly of the IUGG, Helsinki 1960.

[2] Prof. Dr. Hans Israël, Meteorolog. Observatorium des Deutschen Wetterdienstes, Aachen, Pipinstr. 12.

As it is known the so-called sun-rise effect has a special significance in all research work in this field. It deals with the fact that the number of sferics shows a sudden decrease at about 40 to 60 minutes before sun-rise. This effect can be used – due to a method developed by J. Lugeon [2] – to localize the origin of the sferics.

Fig. 1 shows a typical example for this effect.

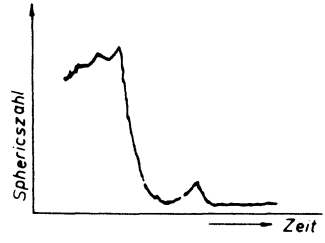


Fig. 1: Typical example of the course of the number of sferics from about two hours before until about two hours after sun-rise (J. Lugeon [3])

When plotting the time of this decrease day by day we obtain pictures similar to that of fig. 2.

Not considering a certain fluctuation of the individual results the points are distributed along a line about parallel to sun-rise. – The results of other stations in central Europe are very similar [4].

However, the results of San Salvador in Central America lead to a different picture:

In the dry Season of the winter months December to March a certain parallelity might be recognized in the fluctuation of points, but in the period from the middle of April to November the fluctuation of individual points is so strong, that a uniform sun-rise effect can no more be recognized.

In attempting to find an explanation for this fact we primarly assume that a clear sun-rise effect can not occur if the station is situated in the neighbourhood of the generating center of sferics, in other words the tropical thunderstorm activity.

But fig. 4 shows that also in Tokyo in Japan no systematic sun-rise effect exists during the major part of the year. This is true though Tokyo is not situated in the neighbourhood of one of the great thunderstorm centers as it is shown in fig. 5. Fig. 5 represents the thunderstorm activity for the period of December to February (left hand) and July to October (right hand) according to the maps of the W.M.O. [6].

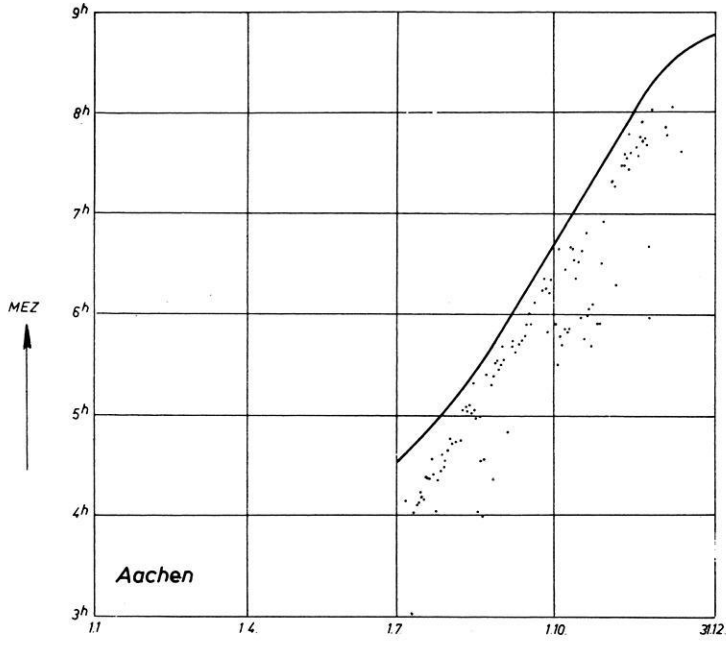


Fig. 2: Sun-rise effect of number of sferics at 27 kc in Aachen (Germany) in the period of 1 July to 31 December 1957
The solid line shows the time of astronomical sun-rise, the points give the moments of sudden decrease in the number of sferics

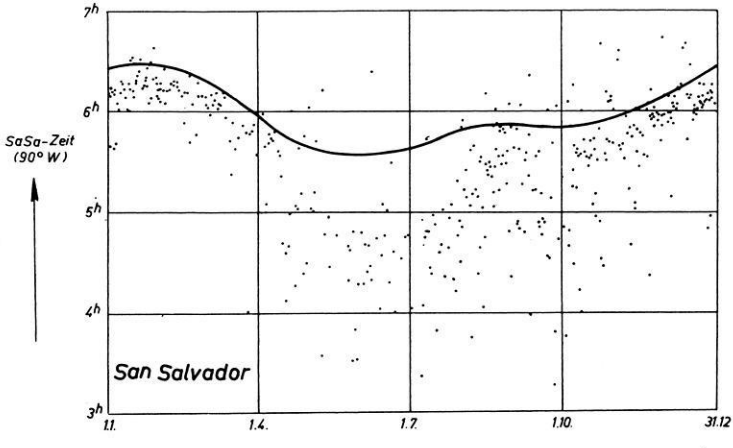


Fig. 3: Sun-rise effect of number of sferics at 27 kc in San Salvador (Central America) in its annual variation

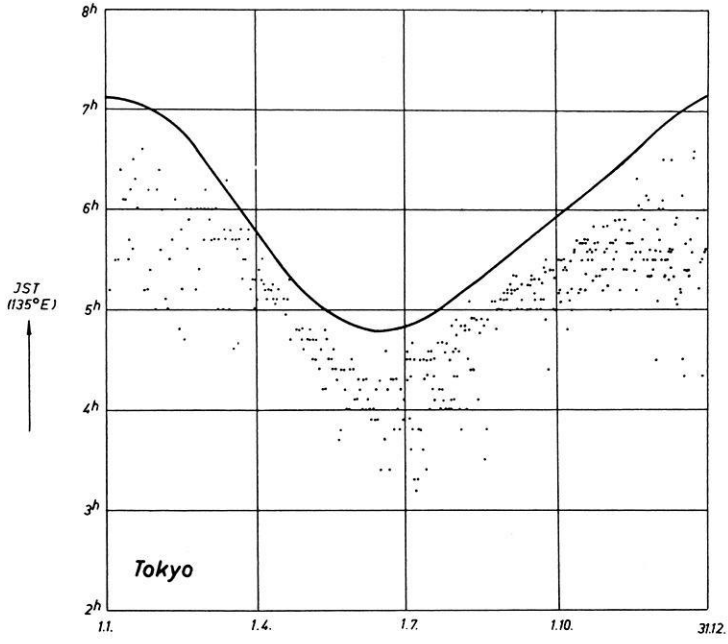
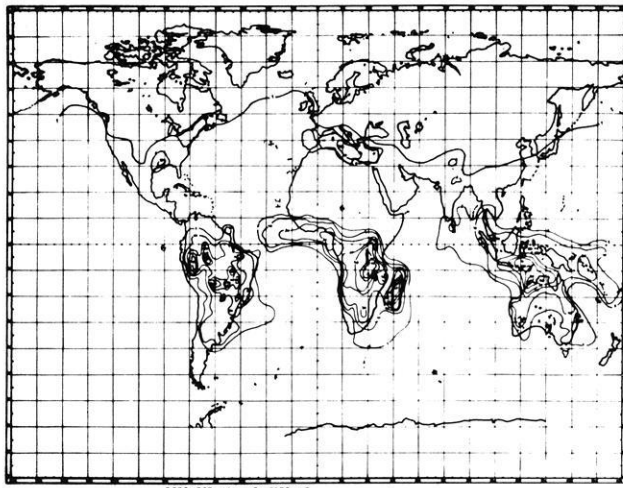


Fig. 4: Annual variation of sun-rise effect of number of sferics at 27 kc in Tokyo (Japan) [5]

It is true, a slight increase of thunderstorm activity over Japan occurs during the summer months, but the main storm center is by far more south during the whole year (India-Indonesia).

An explanation of these differences cannot be given now. But it might be assumed that influences not yet known or not yet considered play a role in the sun-rise effect.

I like to put to discussion these results of comparing synoptic evaluation of sun-rise effect and to recommend further investigations in this field also at other stations.



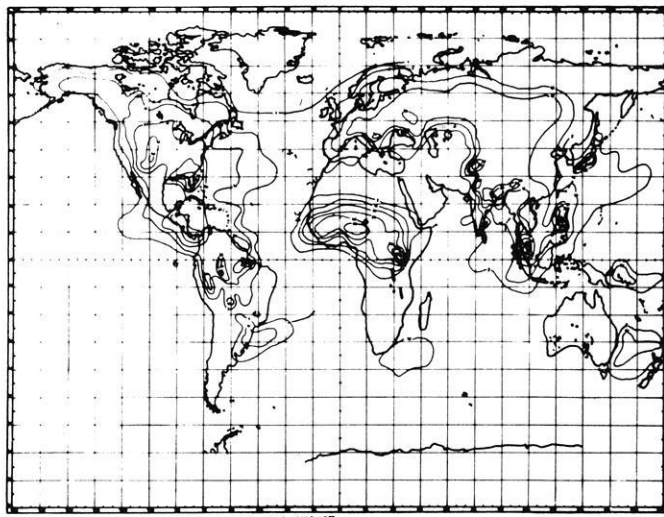


Fig. 5: Maps of thunderstorm activity for the period of December to February (above) and July to October (below) after the publication of W.M.O. [6]

References

[1] W.M.O. – I.G.Y., Meteorological Data Center, Report No. 11: "Atmospheric Observation", Genf, April 1958.

[2] Lugeon, J.: Sur la nécessité d'une Station Polaire permanente d'observations radiométéorologiques pour les services de prévision du temps. Rzeczpospolita Polska Panstwowy Instytut Meteorologiczny, 1935, 96 S.

[3] Lugeon, J.: Les buts scientifiques de l'expédition radiométéorologique polaire suisse pendant l'Année Géophysique Internationale. La Suisse Horlogère, No. 20, 16 Mai 1957.

[4] v.e.g. Lauter, E.A. und K.H. Schmelovsky: Zur Deutung der Sonnenaufgangseffekte im Längstwellenbereich. Gerl. Beitr. z. Geophys. 67, Heft 3 (1958) 218 - 231.

and

Auswertungen der Eintrittszeiten der Charakteristika im Tagesgang des atmosphärischen Störpegels auf 26 - 27 kHz für Observatorium Kühlungsborn 1958/59.

compare also K. Revellio: Die atmosphärischen Störungen und ihre Anwendung zur Untersuchung der unteren Ionosphäre. Mitteilungen a. d. Max-Planck-Institut für Physik der Stratosphäre, Weissenau b. Ravensburg, Nr. 8, 1956.

[5] IGY-Data Vol. 1 from 1 July to 31 December 1957. Research Institute of Atmospheric Nagoya University.

IGY-Data on Atmospheric, Whistlers and Solar Radio Emissions, Vol. 2 and 3 from 1 Januar to 31 December 1958. National Committee for the International Geophysical Year, Science Council of Japan, Ueno Park, Tokyo.

[6] World distribution of thunderstorm days. – WMO/OMM – No. 21 TP 6 and 21 Genf 1953 and 1956.

Erdmagnetische Messungen im Deckdiabasgebiet der Dillmulde und ihre Auswertung [1]

Von W. Bosum, Hannover [2]

Zusammenfassung: Erdmagnetische Messungen im Deckdiabas der Dillmulde bei Oberscheld sollten entscheiden, ob auf Grund des unterschiedlichen magnetischen Verhaltens verschiedener Diabastypen eine magnetische Kartierung des Gebietes möglich ist. Die Messungen erbrachten den Nachweis, daß zusammenhängende Diabasdecken vorliegen, die sich auf Grund ihrer unterschiedlichen Magnetisierung in den Isanomalenplänen abzeichnen und deren Streichen und Einfallen aus ihren δZ - Anomalien bestimmt werden kann. Daneben konnten auch geologische Störungen nachgewiesen werden. Zur Deutung der Anomalien lagen eine geologische Kartierung, gestützt durch Bohrungen, und Suszeptibilitäts- sowie Remanenzmessungen von Bohrkernen und Handstücken aus dem Gelände vor.

Die Aufstellung von Formeln zur Berechnung der magnetischen Anomalien zweidimensionaler Körper wurde durch die Anwendung komplexer Zahlen wesentlich erleichtert. Ihre Auswertung läßt sich unmittelbar mit Hilfe einer Komplexrechenplatte durchführen und liefert δT (nach Betrag und Richtung), δH und δZ.

Es wurde weiter die Ausbildung der magnetischen Anomalie über den Ecken der Störkörper betrachtet. In den theoretischen Kurven treten hier ausgeprägte Maxima und Minima auf, die in der Natur selten und dann meist über Störungen beobachtet werden. Als Ursache wurden die inhomogene Magnetisierung, hervorgerufen durch das entmagnetisierende Feld, und die Abschrägung der Ecken diskutiert. Eine exakte Lösung des Randwertproblems durch Anwendung der konformen Abbildung oder nach der Methode der Bilder ließ sich nicht durchführen. Eine Abschätzung ergab jedoch, daß für Suszeptibilitäten in der Größenordnung

---

[1] Gekürzte Fassung der gleichlautenden Dissertation des Verfassers.

[2] Dipl.-Geophys. W. Bosum, Bundesanstalt für Bodenforschung, Hannover, Wiesenstraße 1.

der Diabase ($2000 \cdot 10^{-6}$ [em cgs]) die Magnetisierung homogen angenommen werden darf, eine konstante Suszeptibilität und Remanenz vorausgesetzt. Die Störkurven, die bei einer Abschrägung der Ecken des Modellkörpers erhalten wurden, zeigten mit zunehmender Abrundung bei entsprechender Richtung der Magnetisierung eine Verkleinerung der Amplitude und eine Verbreiterung des Extrems, also den beobachteten Effekt. Die normalerweise beobachtete abgeschwächte Amplitude über den Ecken der Störkörper deutet also auf ihre Abrundung hin, während das Auftreten starker Maxima und Minima – im Sinne der theoretischen Kurven – ausgeprägte Ecken voraussetzt, die in magmatischen Gesteinen bevorzugt durch tektonische Vorgänge entstehen.

Abstract: Earthmagnetic measurements have been carried out in the diabase district of the "Dillmulde" (Hessen, Germany), for the purpose of finding out whether by reason of the different magnetic properties of the different types of diabase a magnetic/geological mapping of this region would be possible. The measurements resulted in the proof that the continuous diabase coverings existing here are distinguished in the ΔZ - map by their variable anomalies; their strike and dip can be determined from the shape of these ΔZ - anomalies. Also tectonic faults could be ascertained. The interpretation of the magnetic anomalies was supported by a geological mapping together with drillings and measurements of susceptibility and remanence of cores and samples.

Establishing formulas for computing magnetic anomalies of two-dimensional bodies was considerably simplified by the use of complex functions. The evaluation was then carried out directly by means of a "Komplexrechenplatte" and produced ΔH, ΔZ and ΔT.

The shape of magnetic anomalies above the edges of magnetized bodies has then been considered. In these intervals, sharp maxima and minima occur in theoretically computed ΔZ - profiles. Profiles measured in nature usually are smoother except in cases above faults. As possible reason for this discrepancy are discussed

a) the necessarily inhomogeneous magnetization in the edges of the bodies caused by the demagnetizing field and
b) the more or less rounded edges of geological bodies.

For the calculation of the demagnetizing field, an exact solution of the respective problem of the boundary value through application of the conform representation or by the method of figures was not possible. But it was estimated that the magnetization can be supposed to be homogeneous for susceptibilities in the order of magnitude of that found in diabase ($2000 \cdot 10^{-6}$ [em cgs]). ΔZ - profiles computed for bodies with smoothed edges turned out to be similar to the

observed ones. Hence the normally observed smoothed anomalies probably are caused by the rounded edges, whereas sharp maxima and minima are to be interpreted as sharp edges in the geological bodies, which in igneous rocks often are brought about by tectonic events.

I. Einleitung

Die paläozoischen Roteisensteinlagerstätten des Lahn-Dill-Gebietes stellen auf Grund ihrer Genese und Tektonik schwierige Probleme, zu deren Lösung es einer Zusammenarbeit von Geologie, Petrographie und Geophysik bedarf. Da das Eisenerz zusammen mit basischen Ergußgesteinen auftritt, liegt es nahe, die magnetischen Methoden der angewandten Geophysik einzusetzen.

Untersuchungen dieser Art gehen zurück auf Kegel und Reich (1929) und wurden Jahre später u.a. von der Prakla fortgesetzt. Eine ausführliche Darstellung früherer erdmagnetischer Messungen findet sich bei Kutscher [12]. Im Rahmen eines geophysikalischen Forschungsprogramms auf Eisenerze werden seit einigen Jahren wieder erdmagnetische Messungen durchgeführt, in deren Rahmen auch die vorliegende Arbeit entstand [13, 14].

Es handelt sich um spezielle magnetische Messungen im Scheldetal bei Oberscheld (Dillmulde), die an die Arbeit von Matweber [16] anschließen.

II. Geologische Grundlagen und Aufgabenstellung

Das Meßgebiet, die westliche Eiserne Hand bei Oberscheld, gehört geologisch zum Südteil der Dillmulde.

Auftretende Gesteine sind Schiefer, Kalke, Schalsteine, Tuffe, Diabase und Roteisenstein (Grenzlager), die den Schichten des Mitteldevons, Oberdevons und Unterkarbons angehören. Die ganze Schichtfolge wurde in der variszischen Gebirgsbildung gefaltet; für die Tektonik sind streichende Überschiebungen typisch, in denen Mittel- und Oberdevon in schmalen Schuppenzonen zwischen bis zu 400 m mächtigen Deckdiabaspaketen hochgepreßt und eingeschuppt wurde. Eine geologische Kartierung stößt hier auf erhebliche Schwierigkeiten. Frage ist, ob eine magnetische Kartierung die verschieden magnetisierbaren Gesteine gegeneinander abzugrenzen und ihr Einfallen zu berechnen erlaubt, sowie Hinweise auf Störungen gibt.

In Vorarbeiten wurden im Labor die magnetischen Eigenschaften der Gesteine bestimmt, die aus Bohrungen stammten oder im Gelände gerichtet entnommen worden waren. Gemessen wurden die Suszeptibilität und die Remanenz nach Betrag und (bei letzterer) Richtung in einer Apparatur nach Puzicha [6, 18a].

Nach den Labormessungen [6] lassen sich zwei Diabastypen sowohl petrographisch als auch magnetisch unterscheiden: der Rotgeflammte Diabas, der sehr hohe Suszeptibilitäten erreicht (im Mittel $1800 \cdot 10^{-6}$ [em cgs]) und der Hellgrüne Diabas, der schwach magnetisch ist ($90 \cdot 10^{-6}$ [em cgs]). Übergänge zwischen beiden wurden nicht festgestellt. Das Lager selbst ist als Roteisenstein ausgebildet und unterscheidet sich in seiner Suszeptibilität ($60 \cdot 10^{-6}$ [em cgs]) kaum vom Nebengestein. (Angabe der Suszeptibilitäten bei Erdfeldstärke.) Die Suszeptibilität der Tonschiefer liegt in der Größenordnung $20 \cdot 10^{-6}$ [em cgs]. Das Lager läßt sich also direkt nur nachweisen, wenn es zwischen magnetische Diabase eingebettet ist, doch kann zwischen ihm und unmagnetischem Diabas, Schalstein und Tonschiefer nicht unterschieden werden. Andererseits ist aber die Möglichkeit für eine magnetische Kartierung des Deckdiabases auf Grund seiner verschiedenen Magnetisierbarkeit gegeben.

Durch Feldmessungen mußte daher geklärt werden, ob die magnetisch und petrographisch sich unterscheidenden Diabase Decken bilden, so daß hierauf eine Kartierung aufgebaut werden kann. Für diese Untersuchungen wurde das geologisch gut bekannte Gebiet der Eisernen Hand bei Oberscheld ausgewählt.

III. Technische Durchführung der Messungen

Gemessen wurde die Vertikalkomponente des Erdmagnetischen Feldes δZ mit einer Askania-Schneidenfeldwaage (Schmidt'sche Feldwaage), deren Skalenwert $20\,\gamma/SKT$ betrug. Zur Ermittlung der erdmagnetischen Tagesvariationen war eine Registrierstation (Schneidenfeldwaage mit Photozellenaufsatz) im Meßgebiet aufgebaut.

Durch das Meßgebiet wurden Profilstreifen mit einer Breite von 150 m - 200 m etwa senkrecht zum variszischen Streichen gelegt, die untereinander einen Abstand von 200 m - 300 m hatten. Sie wurden flächenmäßig mit einem Meßpunktabstand von 10 m magnetisch vermessen. Konnten die Ergebnisse der einzelnen Profilstreifen nicht miteinander korreliert werden, so wurde auch das Gebiet zwischen ihnen untersucht. Andernfalls wurden sie durch Profile verbunden. Der mittlere Fehler der Einzelmessung, ermittelt durch Wiederholungsmessungen, betrug $\pm 8\gamma$.

IV. Beschreibung der Anomalien und ihre Deutung

1. Allgemeines

Entsprechend der stratigraphischen und tektonischen Aufgabenstellung sind

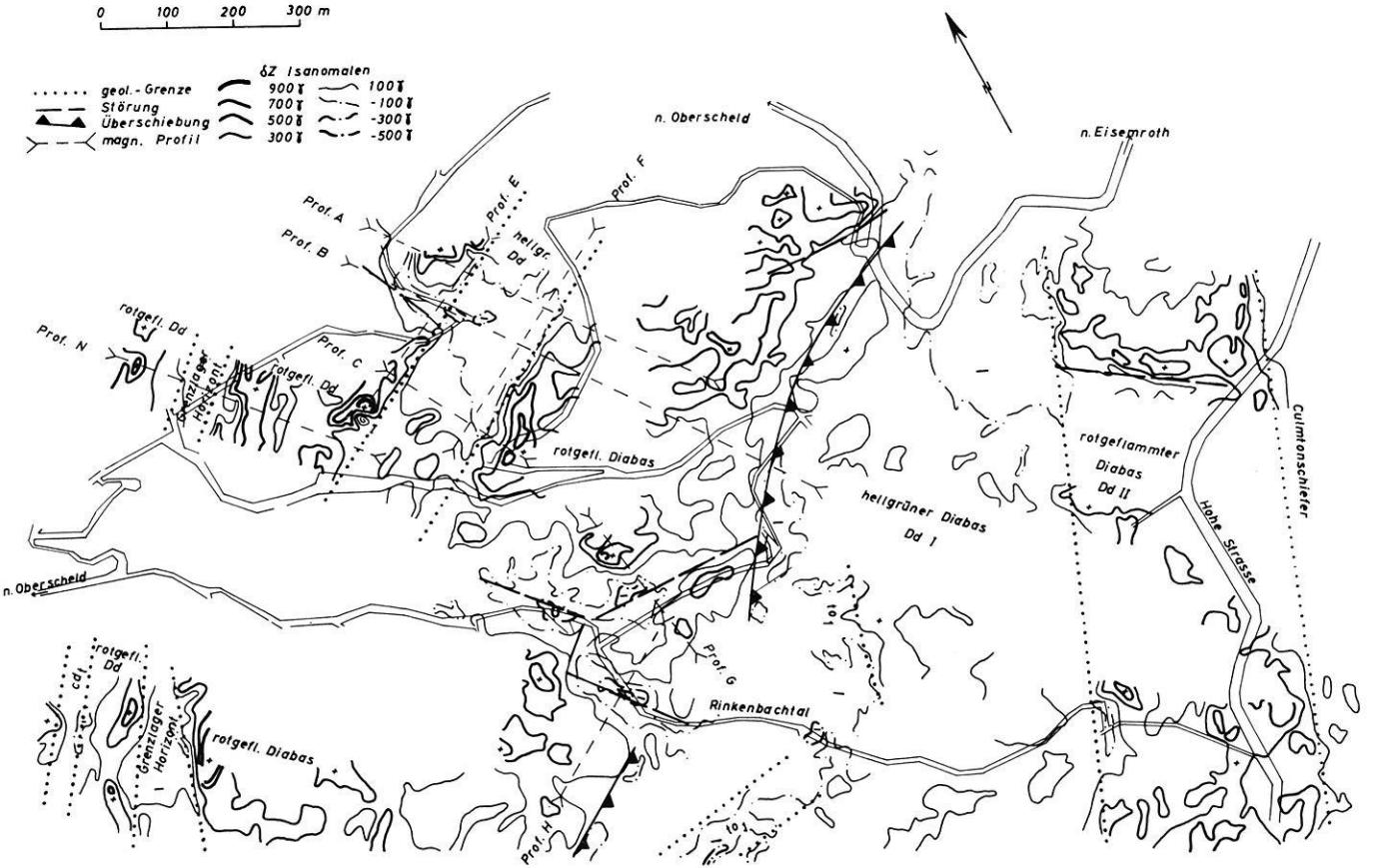


Abb. 1: δZ-Isanomalenplan der westlichen Eisernen Hand bei Oberscheld

Abb. 2: Geologisch-tektonischer Bauplan der westlichen Eisernen Hand (stark schematisiert)

nur großräumige Anomalien von Interesse. Diese werden in Profilen aus dem Isanomalenplan (s. Abb. 1) senkrecht zu ihrem Streichen herausgezeichnet und besprochen. Zu ihrer Deutung werden Störkörper im Untergrund angenommen. Da es sich um im Verhältnis zum Querschnitt und zur Entfernung des Aufpunktes weit streichende Anomalien handelt, werden zwei-dimensionale Körper betrachtet. In den Abbildungen ist dargestellt: ihre Form, die durch sie hervorgerufene δZ Störung und das gemessene Profil.

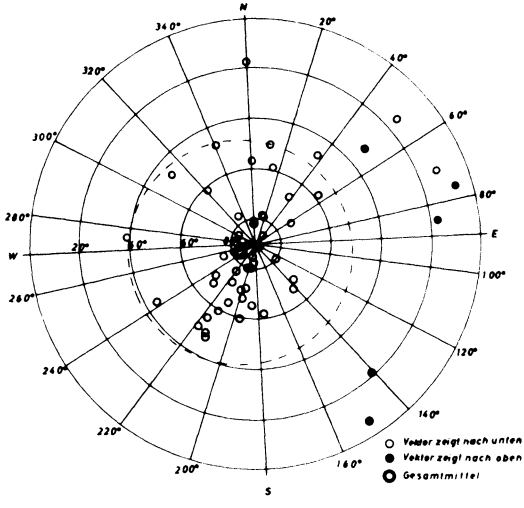


Abb. 3: Die Richtung der remanenten Magnetisierung der Handstücke

Der Berechnung liegen weiter folgende Ergebnisse der Laboruntersuchungen zugrunde: Der Betrag der remanenten Magnetisierung ist im Mittel gleich dem der induzierten, die Richtung der remanenten Magnetisierung beträgt magn. N 118° W, i 84° (i Inklination) (s. Abb. 3). Eine Addition zu der des heutigen Erdfeldes (i = 66°) ergibt magn. N 14° W, i 79°. Für die Berechnung wurde dieser Wert genommen, als Betrag der erdmagnetischen Feldstärke 46 700 γ (nach Anschlußmessung an einen Punkt der Landesvermessung). Die Suszeptibilität der Störkörper wurde, wenn nicht anders vermerkt, gleich dem für den Rotgeflammten Diabas im Mittel erhaltenen Wert $1800 \cdot 10^{-6}$ [em cgs] gesetzt unter der Annahme, daß die Anomalien durch diesen hervorgerufen werden, was weitgehend durch Bohrungen und Probeentnahme im Gelände belegt ist.

Die Grundlagen der Modellberechnungen sind in Abschnitt VI dargestellt.

2. Die Schuppe der Eisernen Hand

Das südöstliche Meßgebiet ist (s. Abb. 1, 2 und 4) geologisch einfach gebaut. Die Schichten fallen nach Südosten ein. Im äußersten Südosten ist Culmtonschiefer kartiert. Im Liegenden folgt Deckdiabas von erheblicher Mächtigkeit (etwa 400 m), der unterschieden wird in Dd II und Dd I. Unter dem Dd I folgt, in der Überschiebung aufgepreßt, auf geringmächtiges Oberdevon (to_1) die Lagerzone mit Schalstein und Roteisenstein. Das magnetische δZ - Profil (ausgezogene Kurve in Abb. 4) – es wurden die Mittel parallel zum Streichen gebildet – senkrecht zum Streichen ergibt folgendes Bild: über dem Culmtonschiefer niedrige, ausgeglichene Werte. Mit dem Übergang zum Dd steigen diese um 400 γ bis 500 γ auf wenigen 10 m an, fallen über dem Dd II allmählich ab und erreichen an der Grenze zum Dd I ein Minimum. Im einzelnen streuen die Werte sehr stark, was als typisch für den Dd II neben der absoluten Höhe der δZ Stö-

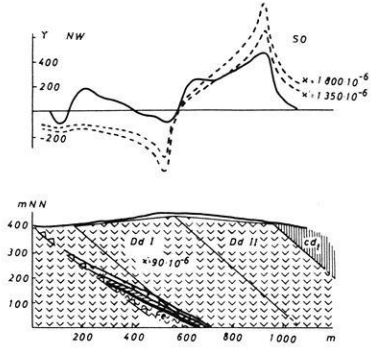


Abb. 4: Geologisches und magnetisches δZ Profil des südöstlichen Meßgebietes (Zeichenerklärung zu Abb. 4 bis 10)

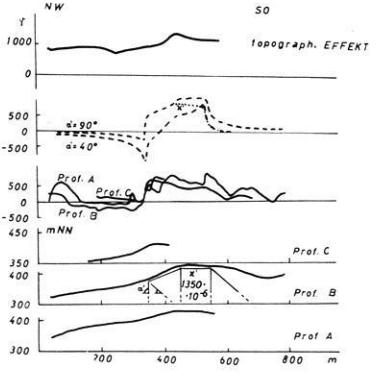
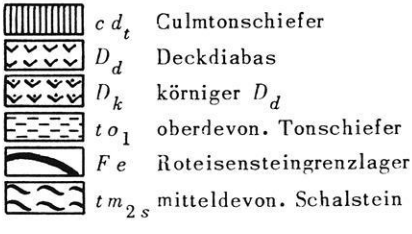
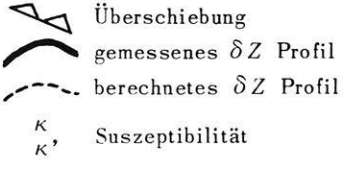


Abb. 5: Gemessene δZ - Profile A, B und C mit Modellkurven





rung anzusehen ist. Über dem Dd I messen wir wesentlich niedrigere Werte, auch ist der Charakter des Isanomalenbildes ein anderer als über dem Dd II; die Werte schwanken weniger. Mit der Annäherung an die Überschiebungszone steigt die Vertikalintensität um etwa 200 γ an und fällt dort ab.

Dieses magnetische Profil läßt sich durch die im Untergrund angenommene Modellverteilung nach Abb. 4 erklären, wie die theoretischen Kurven zeigen. Wir nehmen zwei Diabasdecken, mit 40° nach SO einfallend, an, eine magnetische mit den angegebenen Suszeptibilitäten und eine unmagnetische, in deren nordwestlichem Teil wir zur Erklärung der dort beobachteten Anomalie noch eine Anreicherung von magnetischem Diabas heranziehen müßten.

Das magnetische Profil bleibt in der gesamten bisher übermessenen streichenden Erstreckung von über 1 km im wesentlichen erhalten.

In diesem Gebiet geteufte Bohrungen, deren Gesteine an der Feldwaage untersucht worden waren, zeigten Ergebnisse, die den Feldmessungen entsprechen: in oberen Teufen (wenn über Dd II angesetzt) im Mittel hohe Suszeptibilität, hervorgerufen fast ausschließlich durch den Rotgeflammten Diabas, sodaß dieser als Dd II anzusehen ist, in größeren Teufen im Mittel niedrige Suszeptibilität, verursacht durch den Hellgrünen Diabas; es treten hier daneben einzelne geringmächtige stärker magnetische Diabase auf, die aber mengenmäßig nicht ins Gewicht fallen, andererseits die über Dd I z.T. gemessenen höheren γ-Werte erklären.

Die Hauptüberschiebung der Eisernen Hand, die an der Straße nach Eisemroth aufgeschlossen ist, läßt sich anhand der magnetischen Messungen durchgehend verfolgen. Sie tritt durch tiefe δZ-Werte in Erscheinung. Dies beruht zum Teil darauf, daß in der Überschiebungszone Gesteine von geringerer Magnetisierbarkeit (Schalstein, Roteisenstein, Tonschiefer) aufgeschleppt sind. Im mittleren Teil ist Deckdiabas auf Deckdiabas überschoben; hier dürfte entscheidend sein, daß durch die tektonische Beanspruchung ebene Grenzflächen des Diabases gegen die Ruschelzone geschaffen sind, die, wie die Auswertung zeigt, ausgeprägte Minima bzw. Maxima hervorrufen (s. Abb. 11). Eine Veränderung der magnetischen Eigenschaften der Gesteine der Ruschelzone, wie sie z.T. hervorgerufen durch bevorzugte Verwitterung beobachtet wird, konnte nicht festgestellt werden.

3. Die Schelder-Schuppe

Nordwestlich auf die Überschiebung der Eisernen Hand folgt die Schelder Schuppe. Die Geologie ist hier weitgehend unbekannt bis zum Schelder Lager-

zug, in dem das Grenzlager zutage ausstreicht. Wir sind also in der Deutung allein auf das magnetische Profil angewiesen. Dargestellt sind in Abb. 5 die Profile *A*, *B* und *C*, deren Lage aus dem Isanomalenplan (Abb. 1) hervorgeht. Von SO kommend messen wir in Profil *B* nach einem kleinen Anstieg und Abfall, die hier nicht betrachtet werden sollen, bis etwas zur Mitte des Profiles hohe magnetische Werte. Es erfolgt in allen drei Profilen ein plötzlicher Abfall auf das Normalniveau. Sie halten sich in dieser Höhe etwa bis zum Nordwestende, wo nochmal ein schwacher Anstieg zu verzeichnen ist. Zur Deutung der großräumigen Anomalie nehmen wir einen Störkörper der in Abb. 5 in Profil *B* eingetragenen Form an. Übernehmen wir das bekannte Einfallen der Scholle der Eisernen Hand (40°), so erhalten wir eine δZ Störung, die mit der gemessenen keine große Übereinstimmung zeigt. Sie wird jedoch befriedigend, wenn wir ein steiles Einfallen (90°) wählen.

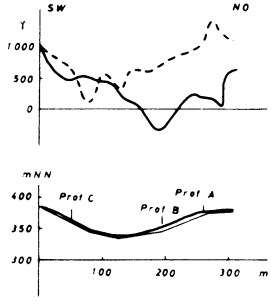


Abb. 6: Gemessenes und berechnetes δZ-Profil *E* zur Frage des topographischen Effektes

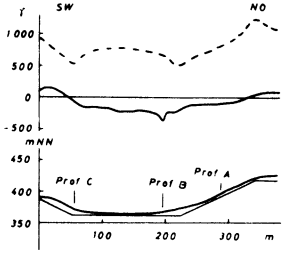


Abb. 7: Gemessenes und berechnetes δZ-Profil *F* zur Frage des topographischen Effektes

Da auf den soeben betrachteten Profilen relativ große Höhenunterschiede vorliegen, soll an ihnen der topographische Einfluß diskutiert werden. In der Modellberechnung nach Profil *B* ist er natürlich mit erfaßt. Hier soll untersucht werden, wie das δZ Profil verlaufen würde, wenn der Untergrund von einem einheitlichen Diabas der Suszeptibilität $1\,800 \cdot 10^{-6}$ [em cgs] gebildet würde. Das Ergebnis zeigt die obere Darstellung der Abb. 5. Die gemessene Anomalie kann danach nicht als topographischer Effekt gedeutet werden. Auch die Profile *E* und *F* (Abb. 6 und 7) sollen den topographischen Einfluß demonstrieren. Der Südwestteil des Profiles *E* zeigt eine gewisse Übereinstimmung der gemessenen und berechneten Kurve, die wohl auch als topographischer Effekt gedeutet werden kann. Diese fehlt jedoch im NO. Auch läßt sich das Minimum nicht als topographischer Effekt deuten. Hier liegt wahrscheinlich eine Querstörung vor (s. Abb. 1). Das Profil *F* zeigt kaum Übereinstimmung. Vor allem un-

terscheiden sich gemessenes und berechnetes Profil in der absoluten Höhe der δZ Werte. Der Untergrund wird hier also sicher nicht durch einen magnetischen Diabas gebildet. Zusammenfassend kann gesagt werden, daß der topographische Effekt in einzelnen Fällen merklich wird, doch lassen sich durch ihn nicht die großflächigen Anomalien erklären, die uns hier vornehmlich interessieren.

Den Bereich der Schelder Scholle vom bisher Besprochenen bis zum ausstreichenden Lagerhorizont zeigt Profil *N* (Abb. 8). Gemessene und berechnete Kurve stimmen hinreichend überein, sodaß wir die Anordnung der magnetischen Diabase im Untergrund nach dem Modell annehmen dürfen. Auch hier müssen wir ein steiles Einfallen ansetzen, so daß sich bei dem gleichen Ergebnis von Profil *B* ein stärkeres Einfallen der Diabase der Schelder Scholle als der der Eisernen Hand ergibt.

Wir haben bisher den Ostteil der Schelder Schuppe betrachtet. Die Deutung des westlichen Teiles ergibt sich aus dem Vergleich von Abb. 1 und 2.

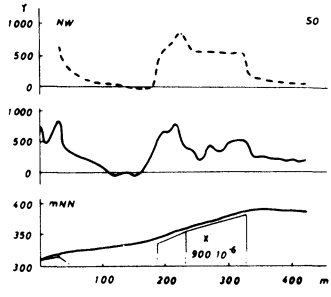


Abb. 8: Gemessenes und berechnetes δZ-Profil *N*

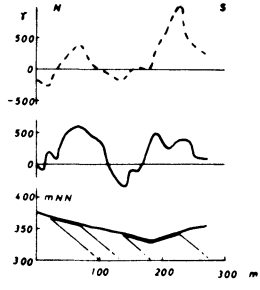


Abb. 9: Gemessenes und berechnetes δZ-Profil *G*

4. Anomalien in Störungszonen

Es sollen nachstehend die δZ Anomalien im Bereich der Störungszone im Rinkenbachtal behandelt werden, die in den Profilen *G* und *H* dargestellt sind (s. Abb. 9 und 10). Auffallend sind zwei Zonen negativer δZ Werte (s. Abb. 1), die eine (s. Profil *G*) fast W-O streichend, die andere (s. Profil *H*) etwa SO-NW streichend. Vergleichen wir die gemessenen Profile mit den für die eingezeichneten Störkörper errechneten, so lassen sich die Anomalien in dieser Weise deuten. Die negativen Spitzen der theoretischen und gemessenen Kurven stimmen überein, wenn man noch berücksichtigt, daß das Nullniveau unsicher ist. Es fehlen in den gemessenen Kurven die positiven Spitzen. Das Ergebnis läßt

sich folgendermaßen deuten: Die Spitzen treten nur dann auf, wenn ebene Grenzflächen vom magnetischen zum unmagnetischen Gestein vorliegen etwa entsprechend den eingezeichneten Modellen. Sie sind in der Natur wohl dann verwirklicht, wenn eine Grenze Diabas/Sediment vorliegt, oder wenn tektonische Vorgänge maßgebend sind. So dürfte es zu erklären sein, daß der Nachweis von Störungen durch magnetische Messungen möglich ist (natürlich nur im Bereich magnetischer Gesteine). Hinzu tritt stellenweise die Veränderung der magnetischen Eigenschaften der Gesteine in der Störungszone durch die Verwitterung.

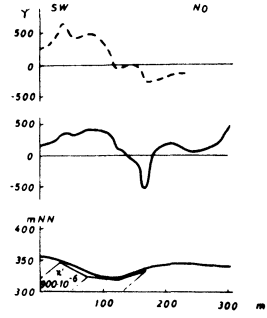


Abb. 10: Gemessenes und berechnetes δZ-Profil H

In unseren soeben betrachteten Beispielen scheidet die Möglichkeit einer Grenze Diabas/Sediment aus, da das Gestein zutage austreten muß und dort nur Dd bekannt ist. Es handelt sich also wohl um zwei Störungszonen im Dd mit entsprechendem Streichen, die in Zusammenhang mit der Überschiebung stehen. Die positiven Spitzen treten nicht auf. Dies deutet darauf hin, daß hier keine ausgeprägte ebene Grenzfläche vorliegt. Die Oberkante ist abgeschrägt, was eine Schwächung des Maximums zur Folge hat. Es dürfte sich um eine normale Auflage von unmagnetischem auf magnetischen Diabas handeln.

Abb. 11 zeigt zur Erläuterung den Einfluß der Abschrägung einer Ecke auf die δZ Anomalie.

Eine schmale Zone tiefer Werte ist im δZ Isanomalenplan etwas nördlich der Hauptüberschiebung zu erkennen. Sie mündet in diese dort ein, wo die Überschiebung im Osten ausläuft. Auch hier dürfte es sich um

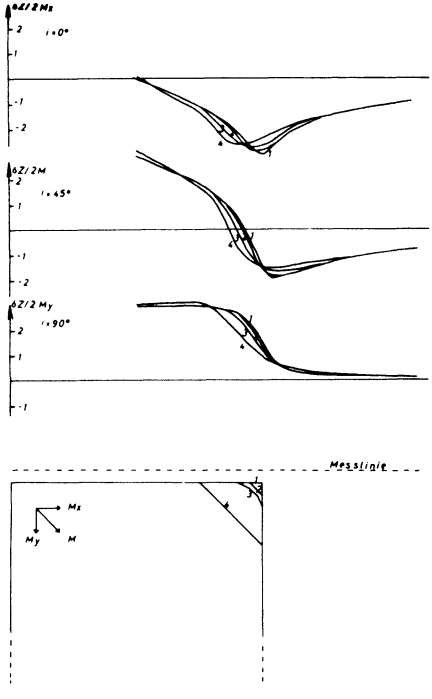


Abb. 11: Einfluß der Abschrägung einer Ecke auf die Form der δZ-Kurve für verschiedene Magnetisierungsrichtungen i

eine Störung handeln, denn im Ausstreichen ist Schwerspat kartiert, der oft Verwerfungen ausfüllt.

Im südöstlichen Meßgebiet tritt eine Zone mit tiefen δZ Werten etwa NW-SO streichend auf, ebenfalls ein Hinweis auf eine Störung. Weiter läßt sich das in Profil E erfaßte Minimum als eine Störung deuten, wie man im Isanomalenplan erkennen kann.

5. Die Anomalie auf dem Ortsberg

Im östlichen Teil des nordwestlichen Meßgebietes ist eine starke Anomalie (I) zu erkennen. Die Detailvermessung zeigt Abb. 12. Sie weist zwei starke Minima und zwischen ihnen das Maximum auf. Die Amplitude beträgt über 7 000 γ. Nur an einer Stelle der Anomalie ließen sich gerichtete Proben ent-

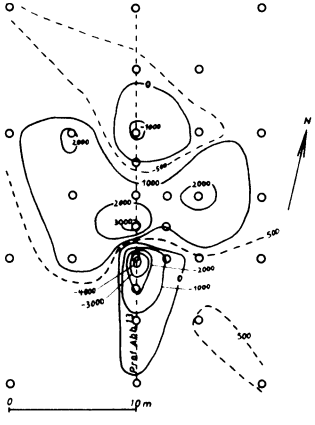


Abb. 12: δZ-Isanomalenplan der Anomalie auf dem Ortsberg bei Oberscheld

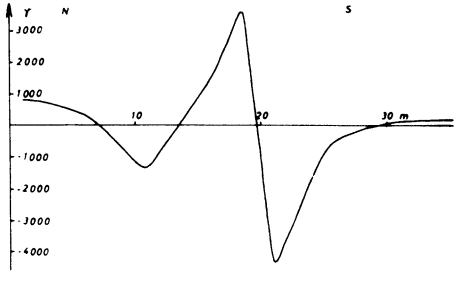


Abb. 13: δZ-Profil über die Anomalie auf dem Ortsberg bei Oberscheld

nehmen. Ihre magnetischen Eigenschaften sind in Tabelle 1 zusammengestellt. Es handelt sich um Diabas. Auffallend ist die remanente Magnetisierung, die maximal fünfzehnmal so stark wie die induzierte ist. Die Anomalie wird also maßgeblich durch die Remanenz bestimmt. Diese hat eine sehr harte Komponente, die durch eine Wechselfeldstärke von 150 Oe nicht entfernt werden konnte, während alle anderen Diabasproben des Meßgebietes spätestens bei dieser Feldstärke ihre Remanenz verloren. Diese Ergebnisse sowie die Lage der Anomalie – sie liegt auf einer kleinräumigen, stark herausragenden Bergkuppe – deuten darauf hin, daß es sich hier um eine Blitzschlaganomalie handelt.

Magnetische Eigenschaften der Gesteine vom Ortsberg bei Oberscheld

Probe Nr.	Suszeptibilität b. Erdfeldst. $\kappa \cdot 10^6$	$\frac{Mr}{Mi}$	Deklination D d. Remanenz	Inklination i d. Remanenz
57	3610	8,5	70° E	12°
58	2600	14,5	76° E	−6°
59	1860	4,0	47° W	46°
60	2710	4,5		
61	1370	3,0		
62	2710	1,5		
63	3990	3,0		

Mr remanente Magnetisierung
Mi induzierte Magnetisierung

6. Die Untersuchung des Streichens

Das Streichen ist in dem Gebiet der Schichtgrenzen bzw. der Grenzen zweier Diabasdecken (Schichtstreichen) und der Störungen (Streichen der Störungen) unmittelbar aus dem Isanomalenverlauf zu entnehmen. Im nördlichen Meßgebiet (Schelder Schuppe) beträgt das Streichen etwa *N* 50° *O*, im südlichen *N* 30° *O* (Schuppe der Eisernen Hand). Daneben haben wir tektonische Elemente, beispielsweise die Hauptüberschiebung der Eisernen Hand mit *N* 70° *O*, die gebietsweise verschieden sind.

Um auch in den Zwischengebieten Aussagen über das Streichen machen zu können, wurden diese richtungsstatistisch ausgewertet [18]. Die Richtungsrose des südlichen Meßgebietes, in dem ausschließlich Diabas ansteht, zeigt Abb. 14. Ein Häufigkeitsmaximum liegt bei *N* 20° *O*, ein weiteres bei *N* 60° *O*. Über-

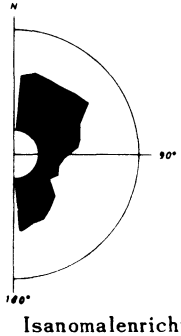


Abb. 14: Isanomalenrichtungsrose des Gebietes über Dd II im südöstlichen Meßgebiet

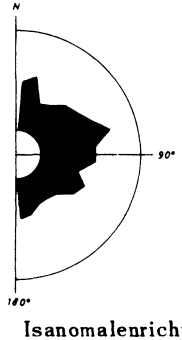


Abb. 15: Isanomalenrichtungsrose des Gebietes über Dd I im südöstlichen Meßgebiet

tragen wir die obigen Ergebnisse, so lassen sich die Maxima deuten beziehungsweise als das Streichen und als eine Richtung tektonischer Beanspruchung. In Abb. 15 ist die Richtungsrose des Gebietes über Dd I dargestellt. Auch hier zeigen sich zwei Vorzugsrichtungen mit *N* 20° *O* und *N* 80° *O*, die wie oben gedeutet werden können.

In reinen Diabasgebieten kann also die Richtungsstatistik eine Erweiterung der Auswertung darstellen. Nur ist sie sehr vieldeutig, da nicht zwischen tektonischen Richtungen und dem Streichen unterschieden werden kann und dazu beide auf relativ kleinem Raume stark variieren. Diese Vieldeutigkeit kann nur dadurch eingeschränkt werden, daß man aus einem bekannten Gebiet in das unbekannte mit bestimmter Fragestellung übergeht, also z.B. das Streichen oder eine tektonische Richtung verfolgen will.

V. Zur Richtung der Remanenz und Ausblick auf den Paläomagnetismus

In Abb. 3 sind die Richtungen der gemessenen Remanenzen eingetragen. Sehen wir von einigen stark streuenden Werten ab, deren Proben im allgemeinen im Bereich starker Anomalien lagen und daher hier für die allgemeinen Betrachtungen ausscheiden, so erkennen wir eine Anhäufung im SW Quadranten. Die Streuung der Richtungen ist nicht auf Meßfehler zurückzuführen, die maximal $\pm$ 5° betragen. Das Mittel der Richtungen ist magn. *N* 118° *W*, *i* 84°. Innerhalb eines Kegels von 45° um dieses Mittel liegen bei Berücksichtigung aller Proben 45/55 (82%), nur der zuverlässigen 45/49 (92%). Die Werte innerhalb dieses Bereiches streuen nicht statistisch, sondern weisen eine etwa SW-NO verlaufende Vorzugsrichtung auf. Das Ergebnis kann so gedeutet werden, daß die Gesteine eine harte und eine weiche Komponente der Remanenz besitzen, wobei der Vektor der letzteren dem Erdfeld nacheilt. Die saubere Trennung der harten von der weichen Komponente war in der mir zur Verfügung stehenden Apparatur nicht möglich, doch konnte bei der Entmagnetisierung nachgewiesen werden, daß zwei Komponenten vorhanden sind.

Errechnen wir unter Berücksichtigung des Einfallens von 40° - 45° und eines südwest-nordöstlichen Streichens die Lage der Pole im Unterkarbon, so erhalten wir für den südmagnetischen Pol aus einer "harten Komponente" ϕ = 25° südl. Breite, λ = 10° östl. Länge, aus dem Mittel der Remanenzen ϕ = 5° s. Br., λ = 40° ö. L. Aus den Angaben in [10a] folgt die Lage des magnetischen Pols im Karbon, die aus paläomagnetischen Untersuchungen von Proben aus USA (Texas, Arizona) und England gewonnen wurde, zu ϕ : 35° - 50° s. Br. und λ : 35° - 60° westl. L. Die Abweichung von obigem Ergebnis ist vermutlich vor allem auf die magnetisch weiche Remanenz der Diabase zurückzuführen, die sich in ihrer Zerstörbarkeit durch schon geringe Wechselfeldstärken und durch ihre zeitliche Änderung in kleinen Zeiträumen (Wochen) äußerte [6].

Die Arbeit wird in Heft 4 fortgesetzt

Wilhelm Schweydar †

Wilhelm Schweydar wurde am 9. Dezember 1877 in Namiest bei Brünn geboren. 1888 kam er mit seinen Eltern nach Schlawa bei Glogau. Er war Schüler des katholisch-humanistischen Gymnasiums in Glogau. Von 1898 bis 1903 studierte er Astronomie, Mathematik und Physik an den Universitäten Leipzig, Berlin und Heidelberg. Er promovierte in Heidelberg mit einer Dissertation über Oszillationen der Lotlinie.

Nach kurzer Tätigkeit am Astrophysikalischen Observatorium Potsdam begann 1905 seine langjährige Arbeitszeit am dortigen Geodätischen Institut. 1911 wurde er Observator und erhielt 1914 den Professor-Titel. 1923 wurde er Leiter der geophysikalischen Abteilung, die sich damals hauptsächlich mit seismischen Arbeiten befaßte. Aus Gesundheitsgründen trat er 1926 in den Ruhestand.

Seine akademische Lehrtätigkeit begann an der Universität mit der Habilitation im Jahr 1914. 1920 wurde er zum Honorarprofessor für Geophysik ernannt. 1921 wählte ihn die Deutsche Akademie der Naturforscher (Leopoldina) in Halle zum Mitglied. Einen Ruf der Universität Göttingen, als Nachfolger von E. Wiechert die Leitung des Geophysikalischen Instituts zu übernehmen, hat er 1928 aus Gesundheitsgründen abgelehnt.

Schweydar verlegte 1929 seinen Wohnsitz in die Schweiz, baute sich bei Locarno ein Haus und ist dort am 11. Juli 1959 nach längerer Krankheit gestorben.

Schweydar gehört zu den großen Pionieren der Geophysik. Die Zahl seiner Veröffentlichungen ist nicht groß; sie können aber fast ausnahmslos als grundlegend bezeichnet werden. Nach vorübergehender Tätigkeit im Zeitdienst, im Breitendienst und bei praktischen geodätischen Arbeiten begann er die klassischen Untersuchungen über Deformationen des Erdkörpers durch Gezeitenkräfte und bei Polbewegungen. Heute noch, nach fast einem halben Jahrhundert, können sie als Vorbild sorgfältiger instrumenteller Entwicklung und kritischer Auswertung angesehen werden.

In der angewandten Seismik hat sich Schweydar am Bau und der Anwendung refraktionsseismischer Instrumente beteiligt. Hauptsächlich aber ist er mit

der Entwicklung der Eötvösschen Drehwaage hervorgetreten. Die nach seinen Angaben von den Askania-Werken gebauten Instrumente sind über die ganze Erde verbreitet und erbrachten wesentliche Grundlagen für die angewandte Gravimetrie. Erst mit Entwicklung der Gravimeter wurden sie zurückgedrängt, können aber noch jetzt bei speziellen Aufgaben mit Vorteil angesetzt werden. Von Schweydar stammen viel benutzte Methoden zur Berechnung der Geländewirkung; auch hat er Integraphen entwickelt, mit denen man die Wirkung beliebig geformter Massen auf Schwere, Gradient und Krümmungsgröße bestimmen kann. Wohl als erster gab er Abschätzungsmethoden zur Ermittlung der Störungsmassen aus charakteristischen Merkmalen des Schwerefeldes an. Seine Drehwaagestationen lagen in Norddeutschland und – während des ersten Weltkrieges – in Rumänien. Als wissenschaftlicher Berater der Royal Dutch Shell Group hatte er Gelegenheit, die Entwicklung der angewandten Geophysik schon in ihren Anfängen wesentlich zu fördern. Diese Tätigkeit führte ihn nach Mexiko und USA.

W. Schweydar gehörte zu den Gründungsmitgliedern der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft und ist den älteren Geophysikern aus den Diskussionen der früheren Tagungen in guter Erinnerung. Sein Einfluß wird noch lange fortwirken.

Karl Jung

Wissenschaftliche Veröffentlichungen von W. Schweydar

Untersuchung der Oscillationen der Lotlinien auf dem Astronomischen Institut der Großherzogl. Sternwarte zu Heidelberg. Gerlands Beitr. z. Geophys. 7 (1905).

Notiz zu dem Bericht des Herrn Prof. Dr. Eggert über die Einwägungen bei Westend. Ztschr. f. Vermessungswesen 34 (1905).

Bemerkung zu der Abhandlung von Hoff: Elementare Theorie der Sonnentiden. Ann. d. Hydrogr. 1907.

Ein Beitrag zur Bestimmung des Starrheitskoeffizienten der Erde. Gerlands Beitr. z. Geophys. 9 (1908).

Über die Deformation des Erdkörpers. Petermanns Mitt. 1911.

Bestimmung des Azimuts des Erdbebenherdes aus den Registrierungen auf einer Station. Petermanns Mitt. 1911.

Untersuchungen über die Gezeiten der festen Erde und die hypothetische Magmaschicht. Veröff. d. Geodät. Inst. Potsdam, NF 54 (1912).

Kurzperiodische Änderungen der geographischen Breite. Astr. Nachr. 193 (1913).

Notiz zu der Abhandlung von R. Spitaler "Die Achsenschwankungen der Erde als Ursache der Auslösung von Erdbeben". Gerlands Beitr. z. Geophys. 13 (1914).

Harmonische Analyse der Lotstörungen durch Sonne und Mond. Veröff. d. Geodät. Inst. Potsdam, NF 59 (1914).

Beobachtung der Änderung der Intensität der Schwerkraft durch den Mond. Ber. Akad. Berlin 1914.

Theorie der Deformation der Erde durch Flutkräfte. Veröff. d. Geodät. Inst. Potsdam, NF 66 (1916).

Die Bewegung der Drehachse der Erde im Erdkörper und im Raum. Astr. Nachr. 203 (1916).

Über die Elastizität der Erde. Naturwiss. 5 (1917).

Die Bedeutung der Drehwaage von Eötvös für die geologische Forschung nebst Mitteilung der Ergebnisse einiger Messungen. Ztschr. f. prakt. Geol. 26 (1918).

Die Polbewegung in Beziehung zur Zähigkeit und zu einer hypothetischen Magmaschicht der Erde. Veröff. d. Geodät. Inst. Potsdam, NF 79 (1919).

Zur Erklärung der Bewegung der Rotationspole der Erde. Ber. Akad. Berlin 1919.

Lotschwankungen und Deformation der Erde durch Flutkräfte. Gemessen mit zwei Horizontalpendeln im Bergwerk in 189 m Tiefe bei Freiberg i. Sa. Veröff. d. Zentralbür. d. Intern. Erdmessung, NF 38 (1921).

Bemerkungen zu Wegeners Hypothese der Verschiebung der Kontinente. Ztschr. d. Ges. f. Erdkunde, Berlin 1921.

Die photographisch registrierende Eötvössche Torsionswaage der Firma Carl Bamberg in Friedenau. Ztschr. f. Instrumentenkde. 41 (1921).

Die photographische Registrierung bei Feldmessungen mit der Eötvösschen Drehwaage. Ztschr. f. Instrumentenkde. 42 (1922).

Über Fortschritte bei Feldmessungen mit einer Drehwaage nach Eötvös. Eine Erwiderung auf Dr. Pekar: Die Anwendbarkeit der Eötvösschen Drehwaage im Felde. Ztschr. f. Instrumentenkde. 43 (1923).

Aufschlußmethoden im Bergbau mit der Drehwaage. Jahrb. d. Halle'schen Verbandes f. Erforschung d. mitteldeutschen Bodenschätze 4 (1924).

Die topographische Korrektion bei Schweremessungen mittels einer Torsionswaage. Ztschr. f. Geophys. 1 (1924/25).

Über Isostasie. Ztschr. f. Geophys. 2 (1926).

Eine neue Form der Drehwaage. Ztschr. f. Geophys. 2 (1926).

Aufzeichnung von künstlichen Erdbeben. (Zusammen mit H. Reich). Ztschr. f. Geophys. 2 (1926).

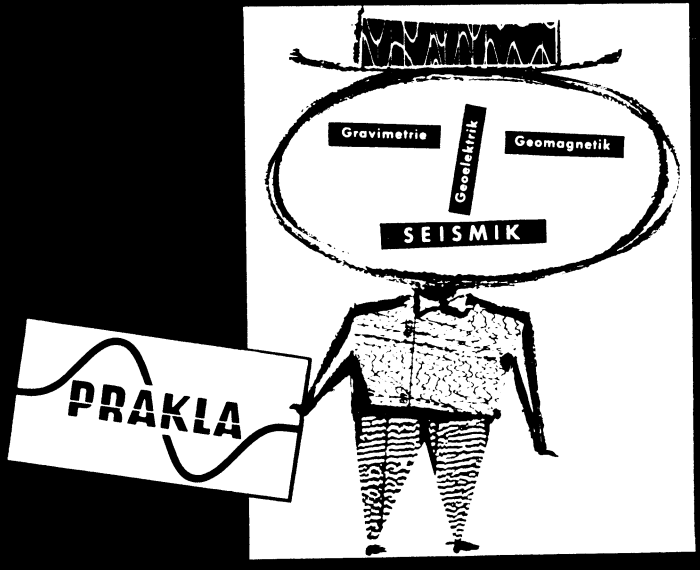
Die topographische Korrektion bei Schweremessungen mittels einer Torsionswaage, 2. Mitteilung. Ztschr. f. Geophys. 3 (1927).

Künstliche elastische Bodenwellen als Hilfsmittel geologischer Forschungen. (Zusammen mit H. Reich). Gerlands Beitr. z. Geophys. 17 (1927).

SEISMOS

beschafft für Sie Informationen aus dem Untergrund

Seismos G.m.b.H.,
Wilhelm-Busch-Straße 4,
Hannover.
Fernruf 7 08 31
Fernschreiber 09 22419



IN DER GANZEN WELT

ERFORSCHUNG VON LAGERSTÄTTEN

PRAKLA

HANNOVER · HAARSTRASSE 5 · RUF: 86661 · FERNSCHREIBER: 922847 · DRAHT: PRAKLA