

ZEITSCHRIFT
FÜR
G E O P H Y S I K

Herausgegeben im Auftrage der

Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

von

W. Dieminger, Lindau über Northeim

unter Mitwirkung von *B. Brockamp*, Münster i. W. — *A. Defant*, Innsbruck — *W. Hiller*, Stuttgart
K. Jung, Kiel — *O. Meyer*, Hamburg — *F. Möller*, München — *H. Reich*, Göttingen

Jahrgang 29

1963

Heft 2



PHYSICA - VERLAG · W Ü R Z B U R G

Postverlagsort Würzburg

INHALTSVERZEICHNIS

ISRAEL, H. and STILLER, S.: Climatological aspects of the natural radioactivity	51
GROTEN, E.: Berechnung des Einflusses der Meereszeiten auf die Registrierung der Erdzeiten in Neunkirchen/Siegerland	57
FEHLHABER, L.: Einfluß außerirdischer Korpuskularströme auf das Magnetfeld der Erde	65
FRIEDEMANN, H.: Von neuen Erfindungen. Anordnung zur Voranzeige bei seismischen Messungen auf See	81
HELBIG, K.: Some Integrals of Magnetic Anomalies and Their Relation to the Parameters of the Disturbing Body	83
Verzeichnis der geophysikalischen Vorlesungen an den deutschen Universitäten und Hochschulen	97

DIE ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

erscheint in Jahrgängen zu je 6 Hefen. Der Bezugspreis beträgt je Jahrgang 48,— DM, Einzelhefte je nach Umfang. Abonnements verlängern sich jeweils um einen Jahrgang, falls keine ausdrückliche Abbestellung zum Ende eines Jahrgangs 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 nummerieren und am Ende des Manuskriptes zusammenzustellen; bei Zitaten sind neben Autornamen, 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. WALTER DIEMINGER, Max-Planck-Institut für Aeronomie, 3411 Lindau über Northeim (Hann.)

Anschrift der *Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft*:

2 Hamburg 13, Von-Melle-Park 6, 14. Stockwerk, Postscheck: Hamburg Nr. 559 83

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.

Climatological aspects of the natural radioactivity

By H. ISRAEL and S. STILLER, Aachen¹⁾

Eingegangen am 2. Oktober 1962

Zusammenfassung: Die Zeit des Kernversuchsstopps von 1959 bis 1961 bot eine besonders günstige Gelegenheit für klimatologische Studien der natürlichen Radioaktivität der Atmosphäre, da in dieser Zeit die Überwachungsgeräte im wesentlichen die natürliche Radioaktivität anzeigten. Aus den Angaben der Monitoren wurden für die Zeit von Januar 1960 bis August 1961 an den Stationen Aachen, Berlin und München Tagesmittelwerte des RaB- und des ThB-Gehaltes der Luft abgeleitet und bezüglich ihrer Abhängigkeit von meteorologischen Faktoren untersucht.

Summary: During the period of nuclear test stop, 1959 to 1961, there was a chance favourable for climatological studies on the natural radioactivity of the atmosphere. In this period the measuring stations collected data on natural radioactivity. Diurnal means of the RaB- and the ThB-content of the atmosphere were derived from the data of the monitors at the stations Aix-la-Chapelle, Berlin and Munich for the period from January 1960 to August 1961. The dependence of this data on the meteorological factors was investigated.

The modern methods used as monitors for measuring fission-products in the atmosphere make it possible to get more information concerning the natural radioactivity of the air too. Using the well known equipment with fixed or moved filters for the absorption of the aerosols we obtain a mixture of natural and artificial activity on the filters, composed of the following three components:

- a) the daughter-products of the radon,
- b) the daughter-products of the thoron and
- c) the fission-products.

In order to separate these components we have to analyze the decay of the activity — as shown schematically in figure 1.

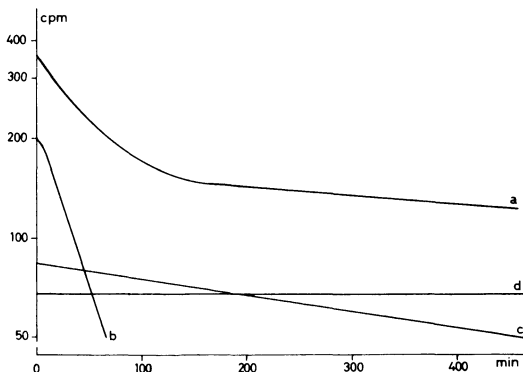


Fig. 1: Scheme of the decay of a mixture of radon-daughter-products, thoron-daughter-products and fission-products (curve a); scheme of the analysis (curves b, c and d) [1].

¹⁾ Prof. Dr. HANS ISRAEL und cand.-phys. SIEGFRID STILLER, Dozentur für Geophysik und Meteorologie der Technischen Hochschule Aachen.

In general the amount of the radon-daughter-products is many times greater than two other components whilst these components contribute about the same amount to the total activity. By this reason the first component can be measured by recording the activity on the filter during the collection process. The two other components, i.e. the thoron-daughter-products and the fission-products, can be separated in general only by analyzing the decay curves.

During the period of the nuclear test stop, 1959 to 1961, there was a chance to get records for the thoron-daughter-products too: With the monitors employed in the "watching-net" of the "Deutscher Wetterdienst", the activity of the filter-probe is measured automatically both during the collection and about 48 hours later [2], [3]. Since during the teststop-period the fission-products in the air became so small that the activity of the probes two days after the collection was almost that of ThB (3), we could in a simplified manner evaluate from the two records the concentration of RaB and that of ThB respectively.

In this way we computed diurnal means of the content of RaB and of ThB from the records of the stations Aix-la-Chapelle, Berlin and Munich for the period from January 1960 to August 1961. These means were then examined in their relation to meteorological influences.

Table I: The distribution of the RaB and the ThB content of the air (daily means) for different wind directions at Aix-la-Chapelle, Berlin and Munich

Wind dir.	Aix-la-Chapelle		Berlin		Munich	
	RaB content in % of the mean	ThB content in % of the mean	RaB content in % of the mean	ThB content in % of the mean	RaB content in % of the mean	ThB content in % of the mean
N	86 ± 10,7	98 ± 7,6	59 ± 6,4	89 ± 9,5	93 ± 16,0	105 ± 21,8
NE	159 ± 16,0	117 ± 7,6	86 ± 7,3	111 ± 5,7	141 ± 11,0	150 ± 19,0
E	188 ± 11,7	142 ± 5,3	108 ± 8,0	101 ± 5,2	148 ± 8,9	141 ± 12,4
SE	144 ± 15,0	126 ± 13,8	111 ± 6,9	97 ± 5,0	157 ± 8,8	132 ± 11,7
S	101 ± 5,6	105 ± 4,7	138 ± 8,6	91 ± 5,4	84 ± 7,8	76 ± 10,1
SW	64 ± 3,1	88 ± 2,7	123 ± 6,2	100 ± 4,0	66 ± 3,6	63 ± 3,4
W	56 ± 4,2	94 ± 2,6	82 ± 5,4	96 ± 3,1	59 ± 4,4	69 ± 4,7
NW	61 ± 10,5	80 ± 5,4	64 ± 4,8	87 ± 3,7	78 ± 9,3	91 ± 8,7
Mean	133 · 10 ⁻¹⁸ C/cm ³	3,34 · 10 ⁻¹⁸ C/cm ³	148 · 10 ⁻¹⁸ C/cm ³	3,42 · 10 ⁻¹⁸ C/cm ³	630 · 10 ⁻¹⁸ C/cm ³	5,55 · 10 ⁻¹⁸ C/cm ³

The results are given in Table I and graphically represented in the fig. 3 to 5.

Since a strong relationship could be expected between the radioactivity and the "history" of the air we first tested the dependence on the origin of the air. Fig. 2 shows the result for Aix-la-Chapelle.

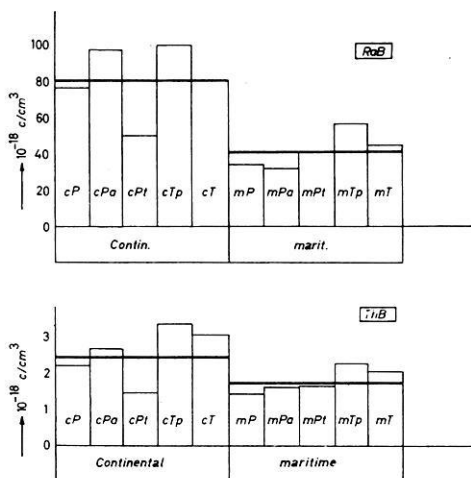


Fig. 2: Mean content of RaB and ThB for the different air masses at Aix-la-Chapelle.

The content of RaB and ThB of the air is quite different for the air masses: Especially we see that for air masses which originate in continental regions the content is larger than in air masses of maritime character.

To explain this we remember that the activation of an air mass by the exhalation of radon and thoron from the soil happens only over the continents. Thus air masses which came from the oceans can be activated only during the last part of their "history" when moving over land. This must have the consequence that the activity of an air mass is essentially given by the time passing over land and not by the origin of the air mass. For this we expect especially for stations near the coast a strongly dependence of radioactivity on wind direction.

Fig. 3 shows the mean content of RaB and ThB for the different wind directions at Aix-la-Chapelle.

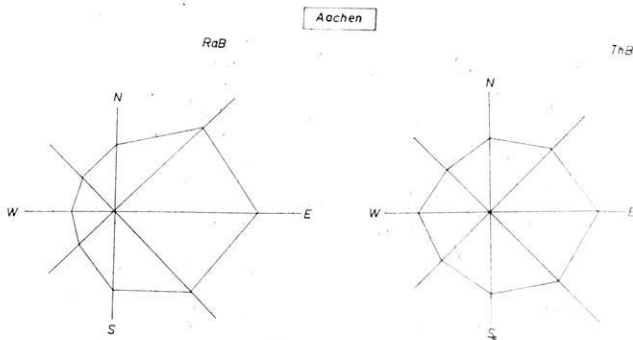


Fig. 3: Mean content of RaB and ThB versus wind direction at Aix-la-Chapelle. The figures are the averages in % of the mean.

As expected the values are the lower the shorter is the distance to the coast. Furthermore this correlation is marked more clearly in the RaB content than the ThB content. We can explain this as follows: The air is activated during its movement over the continental regions. This activation reaches its equilibrium value — due to exhalation, "austausch" and decay — quicker when the decay time of the nuclid in question is shorter. For this reason differences in the concentration of radioactive nuclids caused by their original activation will disappear the quicker the smaller its half life time is. It is true, that half life time of RaB, being 26,8 minutes. But, since the RaB is practically always in equilibrium with radon it behaves as nuclid with a half life time of 3,8 days.

It is a consequence of the "coast-effect" that the ratio of the content of RaB in eastern winds to that in western winds should be the greater the nearer the station is to the coast. This is seen by comparing the ratio for Aix-la-Chapelle with that for Leiden (Netherland) [4].

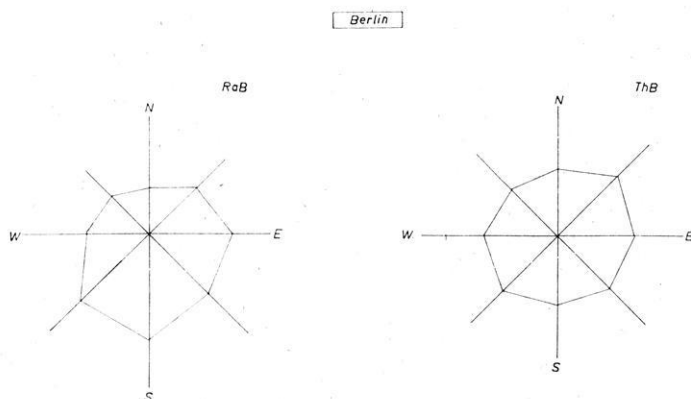


Fig. 4: Mean content of RaB and ThB versus wind direction at Berlin. The figures are the averages in % of the mean.

Fig. 4 shows the results of Berlin. Whereas the minimum values at Aix-la-Chapelle are combined with winds from western directions, they occur at Berlin with winds from northern directions. This is expected considering the coast's situation. Although the distance to the shore is nearly the same the correlations are less pronounced at Berlin than at Aix-la-Chapelle. To explain this behaviour further investigations should be made.

For comparison was chosen the more continental station Munich. The results are demonstrated in fig. 5.

The results of Munich are surprising:

1. In comparison with the well-known earlier results at the Zugspitze (see fig. 6) we expected the highest values for southern winds.
2. As seen from table I the mean content of RaB was found to be about five-fold higher than that of Aix-la-Chapelle and about four-fold higher than that of Berlin. For the ThB content the ratios are about 1,7.

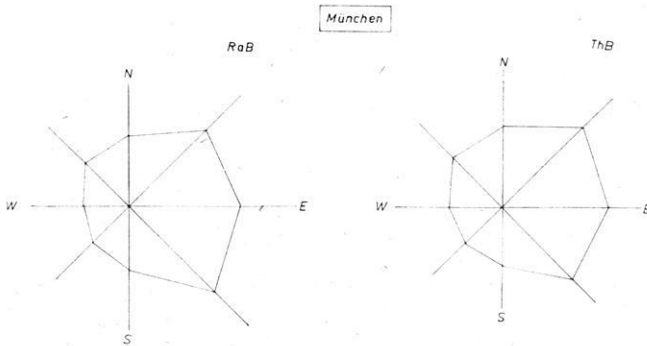


Fig. 5: Mean content of RaB and ThB versus wind direction at Munich. The figures are the averages in % of the mean.

It is hard to give an explanation for this at the moment. Perhaps there may be an unknown influence from the city too which may diminish the radioactive values in the air crossing the city: The station (Riem) is situated in the eastern part of Munich.

Concerning the higher values of RaB and ThB can be said that these may be caused by the neighbourhood of the Alps [6].

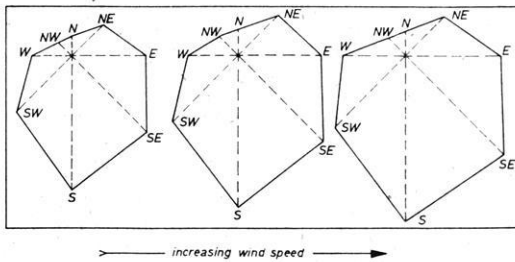


Fig. 6: The radon content of the air at the Zugspitze versus the wind direction after JAUFMANN. Left: Small wind velocities; centre: medium wind velocities; right: strong wind velocities [5].

Conclusions

The comparison of the results of Aix-la-Chapelle, Berlin and Munich shows a clear climatological behaviour of natural radioactivity of the atmosphere. The dependence on wind directions and air masses found at Berlin and Aix-la-Chapelle can be explained easily by the "coast-effect". At Munich the mean values of radioactivity are higher than at the 2 other stations. This may be caused by the higher exhalation from the basic rock structure (granite) of the Alps.

The surprising results, concerning the differences in the dependence of radioactivity from the wind direction at Munich and Zugspitze couldn't yet be cleared up.

It would be desirable to undertake more investigations in this field to learn more about the climatology of the natural radioactivity and to clear up the problems mentioned above.

Literatur

- [1] SCHUMANN, G.: Untersuchung der Radioaktivität der Atmosphäre mit der Filtermethode. Arch. f. Meteorol., Geophysik u. Bioklimat. (A) 9 (1956), 204—223.
- [2] LUGEON, J.: Surveillance permanente de la teneur de l'air en substances radioactives à longues demi-périodes. Bull. de l'OMM (Juillet 1957), 115—116.
- [3] ISRAEL, H.: Zur Vergleichbarkeit von Radioaktivitätsmessungen. Atomkernenergie 6 (1961), 218—222.
- [4] ISRAEL, H.: Lufterlektrische Messungen in Leiden (Holl.). Biokl. Beitr. 2 (1935), 129—133.
- [5] JAUFMANN, H.: Untersuchungen über den radioaktiven und elektrischen Zustand der Atmosphäre (Zugspitze). München 1908 (S.-A. aus Beob. d. Meteor. Stat. i. Bayern) 29 (1907).
- [6] MAAS, A.: Sur la proportion des produits de filtration du thoron dans l'activité des aérosols dans l'air a proximité du sol et méures comparatives au moyen d'appareils de différente fabrication. Atompraxis 5 (1961), 173—177.

Berechnung des Einflusses der Meereszeiten auf die Registrierung der Erdzeiten in Neunkirchen/Siegerland

Von E. GROTEN, München¹⁾

Eingegangen am 14. August 1962

Zusammenfassung: Nach der Methode von Corkan wird der Einfluß der Meereszeiten auf die Horizontalkomponenten der Erdzeiten in der Horizontalpendelstation Neunkirchen/Siegerland bestimmt. Der Vergleich der beobachteten Neigungen der Erdkruste mit der astronomisch berechneten globalen Deformation einer elastischen Erde zeigt dieselben Residualbewegungen wie in den Stationen Marburg und Tiefenort. Die lokale Eigenbewegung der Station auf Grund der reinen Erdzeitenattraktion wird berechnet, indem der Meeres-einfluß und die globale Deformation von den beobachteten Werten vektoriell subtrahiert werden.

Summary: Using Corkans method the influence of ocean tides on the horizontal components of the earth tides at the tidal station Neunkirchen/Siegerland is being determined. A comparison of the observed tilts to the theoretically calculated global deformation of an elastic earth shows the same residual movements as in the stations Marburg and Tiefenort. The local movement of the tidal station excited by direct attractive forces is calculated by vectorial subtraction of the global deformation and the oceanic influences from the observed data.

I. Der Einfluß der Meereszeiten auf die Gezeiten der festen Erde setzt sich aus drei Komponenten zusammen:

- a) den Attraktionskräften der Wassermassen, die durch Gezeitenkräfte bewegt werden,
- b) den Belastungseffekten, welche durch die in a) genannten Wassermassen auf dem Meeresboden auftreten und zu Neigungen der Schelfränder führen,
- c) der durch die Deformation verursachten Potentialdifferenz.

Aus der Theorie der Deformation elastischer Medien sind die Beziehungen zwischen Anziehungskräften von Massen und den durch die Massen hervorgerufenen Neigungen der Oberfläche einer konzentrisch geschichteten Kugel bekannt, die Schwierigkeit bei der Berechnung der Meereseinflüsse liegt aber im wesentlichen darin, daß

1. die Amplituden und Zeiten von Ebbe und Flut nicht überall im erforderlichen Maße bekannt sind,
2. die Struktur des oberen Erdmantels dem Modell einer konzentrisch geschichteten Kugelzone nur sehr wenig entspricht.

¹⁾ Dipl.-Ing. ERWIN GROTEN, München 23, Herzogstr. 43.

Auf das unelastische Verhalten der Erdkruste hat R. TOMASCHEK [1] bereits mehrfach hingewiesen.

Da der Einfluß der Meereszeiten die Registrierung der horizontalen Gezeitenkomponenten in Küstenentfernungen bis über 1000 km verfälscht, ist eine sorgfältige Elimination der maritimen Gezeiteneffekte notwendig.

II. Bei der Behandlung des Meereszeiteneinflusses für Europa scheint es empfehlenswert, eine Station zu untersuchen, deren mittlerer Küstenabstand zwischen 200 und 800 km liegt. Es wurde daher die Station Neunkirchen ($\varphi = 50^{\circ} 47'$, $\lambda = 7^{\circ} 56'$) des Deutschen Geodätischen Forschungsinstituts Abt. II gewählt.

Wegen der Schwierigkeiten bei der Berechnung der Meereseinflüsse unter Zugrundelegung theoretischer Modelle wurde bei der Berechnung die von MELCHIOR [2] verbesserte Methode von CORKAN und DOODSEN [3] verwendet. Dieses Verfahren bietet den Vorteil einer rein empirischen Bestimmung ohne Zugrundelegung theoretischer Annahmen über die Struktur der Erdkruste. Es beruht auf der Tatsache, daß zwar die Amplituden der einzelnen Partialtiden der Meereszeiten von Ort zu Ort stark variieren, das Verhältnis V der halbtägigen und gantztägigen Amplituden untereinander aber relativ konstant ist. Da die gantztägigen Meerestiden an den europäischen Küsten nur sehr kleine Amplituden haben und somit in Neunkirchen in einer Küstenentfernung von rund 300 km vernachlässigbar kleine Wirkung zeigen, beschränken wir uns im folgenden auf die drei wichtigsten halbtägigen Gezeitenwellen M_2 , S_2 und N_2 .

Die Amplitudenverhältnisse

$$V_1 = \frac{\text{Amplitude } M_2}{\text{Amplitude } S_2} \qquad V_2 = \frac{\text{Amplitude } M_2}{\text{Amplitude } N_2}$$

wurden aus den für die einzelnen Meeresteile bestimmten Verhältnissen M_2/S_2 und M_2/N_2 berechnet. Dabei wurde für Nord-Süd und Ost-West jeweils das allgemeine arithmetische Mittel gebildet. Als Gewichte hierfür sind die jeweiligen Anziehungskräfte der Meeresteile eingeführt worden, welche nach der von R. TOMASCHEK angegebenen Formel (4)

$$A_{\text{Nord}} = KDH \cdot \ln \frac{(y_B + \sqrt{x_0^2 + y_B^2}) \cdot (y_0 + \sqrt{x_L^2 + y_0^2})}{(y_B + \sqrt{x_L^2 + y_B^2}) \cdot (y_0 + \sqrt{x_0^2 + y_0^2})}$$

$$A_{\text{West}} = KDH \cdot \ln \frac{(x_L + \sqrt{y_0^2 + x_L^2}) \cdot (x_0 + \sqrt{y_B^2 + x_0^2})}{(x_L + \sqrt{y_B^2 + x_L^2}) \cdot (x_0 + \sqrt{y_0^2 + x_0^2})}$$

mit

K = Gravitationskonstante

D = Dichte des Meerwassers

H = Mittlere Höhe der Partialtide in dem durch die cartesischen Koordinaten x_i, y_i begrenzten Rechteck

bestimmt worden sind. Der Fehler, welcher dadurch entsteht, daß in der Gewichtsfestsetzung der Meereseinfluß M nicht direkt proportional der Attraktionskraft A ist, sondern nach NISHIMURA [5]

$$M = A \left(1 + \frac{12,6}{r + 3,0} - 0,5 \right) \quad (r \text{ in Grad})$$

beträgt, konnte im vorliegenden Fall für die Gewichtsbildung vernachlässigt werden. r = Abstand zwischen Tidengebiet und Beobachtungsort.

Die Werte V für Nordsee, Kanal, Irische See, St.-Georgs-Kanal und Atlantik sind [6] entnommen. Für den Golf von Biskaya wurden sie nach den Angaben des Bureau Hydrographique International in Monaco [7] berechnet.

Geht man davon aus, daß die beobachtete Gezeitenkomponente sich aus der Erdzeit und den sie überlagernden sekundären maritimen Einflüssen zusammensetzt, so folgt:

Beobachtete Gezeitendeformation = Erdzeitendeformation + Meeresgezeitendeformation:

anders ausgedrückt

$$B \cos (wt - b) = E \cos wt + I \cos (wt - i).$$

Dabei nehmen wir an, daß die Erdzeiten keine Phasenverschiebung gegen die theoretischen Erdzeiten aufweisen, d. h. die maximale Deformation an einem Punkte der Erdoberfläche tritt zur Zeit der größten Attraktionswirkung von Sonne und Mond auf. Dieser Annahme liegen Untersuchungen von JEFFREYS zugrunde [8].

Mit den Größen

$$\gamma_0 = \frac{\text{beobachtete Amplitude}}{\text{astronomisch berechnete Amplitude}}$$

$$\gamma = 1 + k - h \quad (k \text{ und } h \text{ sind die LOVE'schen Konstanten})$$

ergibt sich die Meereszeitenwirkung M zu:

$$M = I \cos (wt - i)$$

für die jeweilige Komponente wobei

$$\operatorname{tg} i = \frac{D \sin b}{D \cos b - \gamma} \quad \text{und} \quad I = \frac{K \sin b}{\sin i}$$

ist.

Aus diesen Gleichungen läßt sich die Gleichung einer Hyperbel in einem rechtwinkligen Koordinatensystem mit γ als Ordinate und I als Abszisse ableiten:

$$\left(\frac{I}{B \sin b} \right)^2 - \left(\frac{\gamma - D \cos b}{D \sin b} \right)^2 = 1.$$

Mit Hilfe der Größen V lassen sich die Hyperbeln für die Partialtiden N_2 und S_2 im Maßstab der Welle M_2 darstellen, so daß aus den Schnittpunkten der 3 Hyperbeln für die jeweilige Komponente die Werte für I und γ bestimmt werden können. Da die Schnittpunkte nur selten in einem einzigen Punkt zusammenfallen, muß der Mittelwert γ_m aus den Werten für γ berechnet werden. Hierzu wurde das von MELCHIOR vorgeschlagene Gewicht

$$p = \frac{\text{theor. Ampl.}_1 \cdot \text{theor. Ampl.}_2}{2}$$

verwendet. Die theoretischen Amplituden der Wellen M_2 , S_2 und N_2 verhalten sich wie 5,1:2,4:1. Damit ergibt sich das Gewicht für die Schnittpunkte der Hyperbel M_2 mit der Hyperbel S_2 zu

$$\frac{5,1 \cdot 2,4}{2} = 5,$$

für die Hyperbeln M_2 und N_2

$$\frac{5,1 \cdot 1}{2} = 2$$

und für $S_2 N_2$

$$\frac{1 \cdot 2,4}{2} = 1.$$

Für die Berechnung von i aus I und γ für die verschiedenen Wellen wurde der dem Schwerpunkt γ_m am nächsten liegende Punkt (I, γ) der entsprechenden Hyperbel verwendet.

III. Zur Bestimmung des maritimen Effektes lagen die Ergebnisse von 12 (Südpendel) bzw. 8 (Westpendel) Monatsanalysen vor [9].

Als Mittelwert ergaben sich:

Süd:	West:	
$M_2: 4,62 \cos (wt - 17^0)$	$7,26 \cos (wt - 73^0)$	
$S_2: 2,19 \cos (wt - 12^0)$	$2,68 \cos (wt - 73^0)$	
$N_2: 1,05 \cos (wt - 14^0)$	$1,65 \cos (wt - 72^0)$	(millisec.)

Die entsprechenden theoretischen Komponenten lauten:

Süd:	West:	
$M_2: 7,70 \cos wt$	$9,96 \cos (wt - 90)$	
$S_2: 3,59 \cos wt$	$4,64 \cos (wt - 90)$	
$N_2: 1,47 \cos wt$	$1,91 \cos (wt - 90)$	(millisec.)

Aus den in den Abb. 1 und 2 dargestellten Hyperbeln wurden für γ_m die Werte ermittelt:

$$\gamma_{\text{Nord}} = 0,64 \quad \gamma_{\text{West}} = 0,68$$

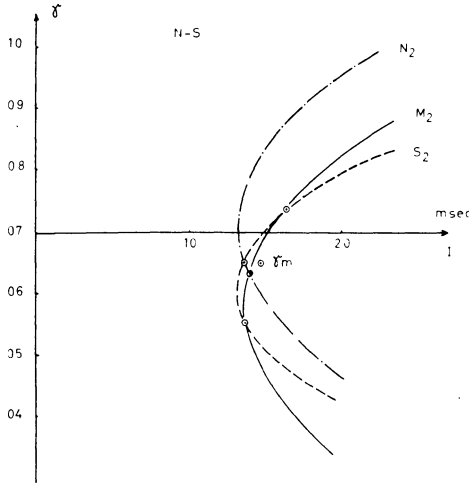


Abb. 1: Darstellung der Hyperbeln für die Nord-Süd-Komponenten der Wellen M_2 , S_2 und N_2 .

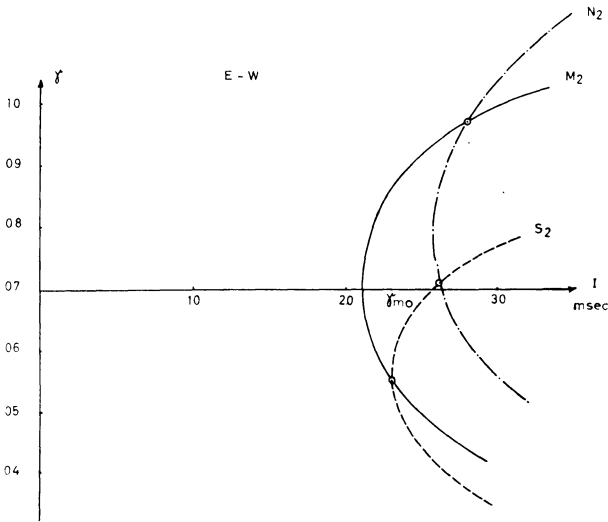


Abb. 2: Darstellung der Hyperbeln für die Ost-West-Komponenten der Wellen M_2 , S_2 und N_2 .

Die Einflüsse der Meereszeiten ergaben sich zu:

Nord-Süd:	Ost-West:	
$M_2: 1,45 \cos(wt - 245^\circ)$	$2,14 \cos(wt - 8^\circ)$	
$S_2: 1,38 \cos(wt - 243^\circ)$	$2,66 \cos(wt - 12^\circ)$	
$N_2: 1,36 \cos(wt - 287^\circ)$	$2,46 \cos(wt - 340^\circ)$	(millisec.)

wobei die Beziehungen der allgemeinen arithmetischen Mittelwerte

$$N - S : V_1 = 2,9 \quad V_2 = 5,2$$

$$E - W : V_1 = 2,9 \quad V_2 = 5,1$$

verwendet wurden.

IV. Da den Berechnungen ein relativ kurzer Beobachtungsabschnitt zugrunde liegt, sollen im folgenden nur die Ergebnisse für die Hauptmondide M_2 als der am genauesten gemessenen Welle kurz diskutiert werden. Aus den zuvor angegebenen Beobachtungsdaten wurde die entsprechende beobachtete Ellipse gezeichnet und in Abb. 3 dargestellt. Ihre große Halbachse ist etwa *SW-NE* gerichtet.

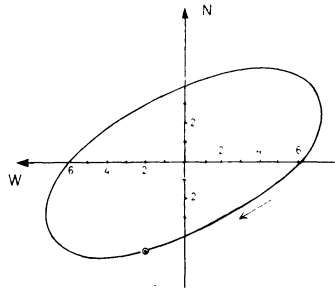


Abb. 3: Darstellung der beobachteten Änderungen der Gravitation in Neunkirchen für M_2 .

Da sich die globale Deformation des gesamten Erdkörpers angenähert durch die Gleichung

$$\text{Def.}_p = D_p \cdot \text{theor. Gezeitendeformation}$$

ausdrücken läßt, wobei D_p zwischen 0,66 und 0,72 liegen dürfte [11], wurde von der beobachteten Deformation in Abb. 3 die globale oder planetarische Deformation Def._p subtrahiert, wobei für $D_p = 0,72$ angenommen wurde. Damit erhält man gemäß der Gleichung

$$\text{Def.}_{\text{beob.}} - \text{Def.}_p = \text{Def.}_{\text{Resid.}}$$

die auftretende Residualbewegung der Station infolge der Gezeitenkräfte (Abb. 4).

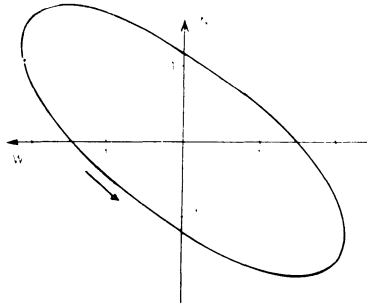


Abb. 4: Die Residualbewegung in Ellipsendarstellung für Neunkirchen.

Zum Vergleich wurden die lokalen Deformationen in Form der Residualellipsen für Marburg und Tiefenort [11] dargestellt (Abb. 5). Man sieht, daß diese Ellipsen für Marburg, Tiefenort und Neunkirchen gut miteinander übereinstimmen.

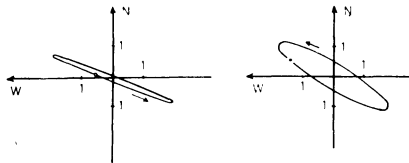


Abb. 5: Residualbewegungen in den Gezeitenstationen Marburg und Tiefenort.

Subtrahiert man von der lokalen Deformation den maritimen Effekt, der in Abb. 6 gezeigt ist und sich in seiner Lage wesentlich von der beobachteten Ellipse in Abb. 3 unterscheidet, so ergibt sich die durch die reine Erdzeitenwirkung bedingte lokale

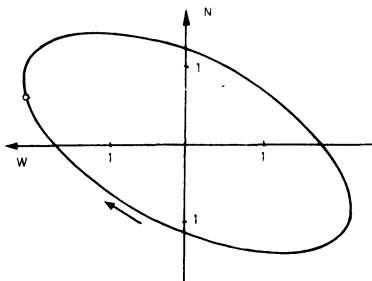


Abb. 6: Der maritime Einfluß in Neunkirchen.

Eigenbewegung der Station, die auf die tektonische Struktur hinweisen dürfte und in Abb. 7 gezeigt wird. In ihr sieht man eine deutliche Nord-Süd-Bewegung vorwiegen, die auch in den anderen west- und mitteleuropäischen Stationen sichtbar wird.

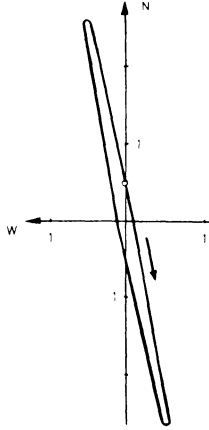


Abb. 7: Lokale Eigenbewegung der Station Neunkirchen.

V. Ich möchte Herrn Prof. Dr. TOMASCHEK und der Deutschen Forschungsgemeinschaft, die die Durchführung dieser Arbeit ermöglichten, an dieser Stelle verbindlichst danken. Mein Dank gilt außerdem Herrn Prof. Dr. GERKE, Frankfurt am Main und dem Internationalen Hydrographischen Bureau für wertvolle Auskünfte.

Literatur

- [1] TOMASCHEK, R.: Schwankungen tektonischer Schollen infolge barometrischer Belastungsänderungen. Freiburger Forschungshefte, Heft C 60, März 1959.
- [2] MELCHIOR, P.: Discussion du Procédé de Corkan pour la séparation des effets direct et indirects dans les marées terrestres. Comm. de l'Obs. Roy. de Belgique no. 115. série Géophys. no. 40, Brüssel 1957.
- [3] CORKAN, R. H.: A determination of the Earth tide from tilt observations at two places. MNGS 6, n. 7, 1953.
- [4] TOMASCHEK, R.: Über den Einfluß der maritimen Effekte in Winsford. Comm. de l'Obs. Roy. de Belgique no. 142, série Géophys. no. 47, Brüssel 1958, p. 72.
- [5] NISHIMURA, E.: On Earth Tides. Trans. Americ. Geophys. Union Vol. 31, no. 3, Washington 1950, p. 357.
- [6] LENNON, G. W.: The Deviation of the Vertical at Bidston in response to the Attraction of Ocean Tides. Geophys. Journal, Roy. Astr. Soc. Vol. 6 n. 1, Dezember 1961, p. 64.
- [7] Liste de Constantes Harmonique. Publ. Spéc. no. 26, Bureau Hydrographique International Monaco 1953.
- [8] VICENTE, R. O.: The Theory of Nutation and the internal constitution of the Earth. Physics and Chemistry of the Earth. Vol. 4, 1961.
- [9] GERKE, K.: Bericht über die vom Institut für Angewandte Geodäsie (Abt. II des Deutschen Geodätischen Forschungsinstituts) Frankfurt/M. in der vergangenen Periode ausgeführten Gezeitenuntersuchungen. Nachr. a. d. Karten- u. Verm.-wesen, Reihe I, Heft Nr. 21.
- [10] TOMASCHEK, R.: Tides of the Solid Earth. Flüggés Handb. der Physik, Band XLVIII, S. 841, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1957.
- [11] TOMASCHEK, R., und E. GROTEN: The Problem of the Residual Ellipses of Tilt Measurements. Comm. de l'Obs. Roy. de Belgique no. 188, série Géophys. no. 58, Brüssel 1961, p. 78.

Einfluß außerirdischer Korpuskularströme auf das Magnetfeld der Erde¹⁾

Von L. FEHLHABER, Darmstadt²⁾

Eingegangen am 2. Oktober 1962

Zusammenfassung: Zwischen Plasmaströmen im interplanetaren Raum und dem Magnetfeld der Erde besteht eine Wechselwirkung. Ob und unter welchen Voraussetzungen sie den Charakter einer Rückkopplung hat, d. h. zu einer Steigerung des magnetischen Moments der Erde führt, wird in dieser Arbeit untersucht. Die Kompliziertheit des Problems erfordert grobe Vereinfachungen. Quantitativ richtige Ergebnisse dürfen deshalb nicht erwartet werden. Den Überlegungen liegt folgendes Modell zugrunde: Die Erde hatte anfangs ein sehr kleines magnetisches Moment, hervorgerufen durch die Rotation (BARNETT-Effekt). Aus einer Strahlungsquelle — beispielsweise der Sonne oder einer sonnennahen Supernova — trifft ein breiter, paralleler Strom geladener Partikel die Erde. Im Erdfeld werden die Teilchen ein wenig aus ihrer geraden Richtung abgelenkt. Der nunmehr unsymmetrische Korpuskelstrom erzeugt seinerseits am Ort der Erde ein Magnetfeld. Es hat die Richtung des magnetischen Moments der Erde, wenn der Strom senkrecht zur magnetischen Achse einfällt. Damit ist die Möglichkeit einer Rückkopplung gegeben. Im Modellfall setzt sie ein, wenn die Stromdichte der Teilchen einen Mindestwert überschreitet. Anstieg und Zerfall des magnetischen Moments werden durch Wirbelströme im elektrisch leitenden Erdinnern gebremst. Die Zerfallszeit ist wesentlich kleiner als die Anstiegszeit. Durch nichtlineares Verhalten kommt der Prozeß nach einem Anstieg des Moments um einige Zehnerpotenzen zum Stillstand. Diese Modellrechnungen berücksichtigen nicht die magnetische Wechselwirkung der Teilchen. Die tatsächliche Steigerung des magnetischen Moments, sofern es sie bei den vorkommenden Partikelstromdichten überhaupt gibt, ist deshalb vermutlich geringer als im Modellfall. Der Magnetisierungsprozeß erfordert einen Partikelstrom mit einer Lebensdauer von mindestens einigen 10^7 Jahren. Ob im Laufe der Erdgeschichte Plasmaströme von dieser Dauer und genügender Partikeldichte aufgetreten sind, ist nicht bekannt.

Summary: Plasma streams in the interplanetary space are influenced by the magnetic field of the earth and react on it. This paper is concerned with the question as to whether the magnetic moment of the earth can be increased by this reaction. The complexity of the problem requires rough simplifications. Exact results hence may not be expected. The following model is established: At the beginning the earth had a very small magnetic moment caused by the rotation (BARNETT effect). From some source of radiation—the sun or a supernova near the sun—the earth is met by a broad, parallel stream of charged particles. In the magnetic field of the earth these particles are turned off from their direct course. The corpuscular stream now being asymmetric produces a magnetic field at the earth. This field has the direction of the mag-

¹⁾ Gekürzte Darmstädter Dissertation D 17. Aus dem Institut für Theoretische Physik der Technischen Hochschule Darmstadt.

²⁾ Dr. LOTHAR FEHLHABER, 61 Darmstadt, Hügelstraße 11.

netic moment, if the stream arrives perpendicular to the magnetic axis. The possibility of augmentation by feed back hence is stated. For the inset of the reaction a minimum current density is required. Increasing and decreasing of the magnetic moment are delayed by eddy currents in the interior of the earth. The time of decay is smaller than the time of rising. Non linear behaviour stops the feed back after an increase by some decimal powers. The calculations in this simplified model neglect the magnetic interaction between the particles. If at all the occurring current densities allow an increase of the magnetic moment of the earth, presumably it will be smaller than in the case of the model. The magnetization requires a plasma stream having a duration of at least some 10^7 years. Nothing is known about the occurrence of such streams with a sufficient particle density.

1. Das Magnetfeld der Erde und die Versuche zu seiner Erklärung

1.1 Eigenschaften des erdmagnetischen Feldes

Das Magnetfeld der Erde gehört zu den Naturerscheinungen, die der Mensch schon sehr früh entdeckte und, an der Erdoberfläche, quantitativ auch sehr genau bestimmt hat. Es ist zum überwiegenden Teil ein Dipolfeld, dem sich mit geringerer Stärke Multipolfelder verschiedener Ordnungen überlagern. Das Moment des Dipols beträgt

$$M = 8,1 \cdot 10^{25} \text{ } \Gamma\text{cm}^3 = 10^{17} \text{ Vsm}^*); \quad (1.1)$$

seine Achse ist nur etwa $11,5^\circ$ gegen die Rotationsachse der Erde geneigt.

Seit C. F. GAUSS kann man diejenigen Feldanteile, deren Quellen im Erdinnern liegen, durch Entwicklung des empirisch bekannten Feldes nach Kugelfunktionen von solchen trennen, die ihren Ursprung außerhalb der Erdkugel haben [1, 2, 3]. Danach müssen mindestens 97,5% des Feldes auf Quellen im Erdinnern zurückgeführt werden. Nur 2,5% haben ihren Ursprung in Strömen außerhalb des Erdkörpers [3].

Aus Funden magnetischer Gesteine glaubt man schließen zu können, daß das Feld in seiner heutigen Stärke bereits sehr lange besteht, sich also in Zeiträumen, die die Geologie zu übersehen vermag, nicht wesentlich geändert hat.

Die Kenntnis des Feldes außerhalb der Erdkugel gestattet keine Rückschlüsse auf die Quellenverteilung im Erdinnern. Ein Dipolfeld könnte — um nur zwei Grenzfälle zu nennen — sowohl auf einen Dipol im Erdmittelpunkt als auch auf eine homogene Magnetisierung der gesamten Erde zurückgeführt werden. Hauptsächlich aus diesem Grunde ist es bis heute nicht gelungen, eine befriedigende Erklärung für den Erdmagnetismus zu finden.

1.2 Die bisherigen Versuche zur Erklärung des Feldes

Wir wissen heute, daß die Erde kein permanenter Magnet sein kann. Bereits 25 bis 30 km unter der Erdoberfläche liegt die Temperatur über den Curiepunkten aller Ferromagnetika [2], und die stärkste Magnetisierung der Erdkruste reicht nicht aus, um das magnetische Moment der Erde zu erklären.

*) In dieser Arbeit werden durchgehend rationale Einheiten verwendet. Zahlenangaben sind im Giorgischen Maßsystem gemacht (m s V A).

BLACKETT, ANGENHEISTER und KÜSSNER schlossen aus den Drehimpulsen und magnetischen Momenten der Erde, der Sonne und des Fixsterns 78 Virginis auf eine feste Beziehung zwischen diesen beiden Größen, also auf ein bisher unbekanntes Naturgesetz. BLACKETT selbst konnte jedoch später seine Vermutung im Labor-experiment widerlegen [4].

Die nur geringe Abweichung der magnetischen Achse der Erde von ihrer Rotationsachse macht einen Zusammenhang des magnetischen Moments mit der Rotation wahrscheinlich. BARNETT [5] zeigte, daß sich ferro- und paramagnetische Stoffe durch Rotation magnetisieren lassen. Die Spin-Drehimpulse der Elektronen werden nach der Rotationsachse ausgerichtet. Der Vorgang ähnelt dem beim Kreiselkompaß. Die mit dem Drehimpuls gekoppelten magnetischen Momente der Elektronen liefern eine Magnetisierung, die dem Drehvektor entgegengerichtet ist. Das aus dem BARNETT-Effekt folgende magnetische Moment der Erde beträgt

$$M_B = \frac{4\pi m_e r_E^3 \kappa}{3e_0} \omega \approx 10^3 \text{ Vsm.} \quad (1.2)$$

Hierin sind m_e und e_0 die Masse und der Betrag der Ladung eines Elektrons, r_E der Radius der Erde, ω ihre Winkelgeschwindigkeit und $\kappa = \mu - 1$ die magnetische Suszeptibilität der Erdmaterie. Aus dem vermuteten Eisengehalt und der Temperatur des Erdinnern wurde die paramagnetische Suszeptibilität zu

$$\kappa = \mu - 1 = 2 \cdot 10^{-3} \quad (1.3)$$

geschätzt. Das BARNETT-Moment M_B hat — von den $11,5^0$ Differenz zwischen magnetischer und Rotationsachse abgesehen — die Richtung des heutigen Moments, ist jedoch um vierzehn Zehnerpotenzen kleiner.

Die heute viel diskutierten Dynamotheorien des Erdmagnetismus [6] sehen die Quellen des erdmagnetischen Feldes in elektrischen Strömen im leitenden Erdinnern. Die Energie, die durch den elektrischen Widerstand verbraucht wird, soll durch materielle Konvektionsströme in den äußeren Teilen des Erdkerns ersetzt werden. Die auf- und absteigenden Massen führen die in ihnen vorhandenen Magnetfelder mit. Die Feldlinien sollen dabei die erforderlichen Induktionsspannungen erzeugen. Bisher ist es jedoch noch nicht gelungen, die Strömungsformen der Konvektion aufzufinden, die einen solchen Dynamoprozeß in Gang halten. Es bleibt deshalb unsicher, ob der heutige Wert des magnetischen Moments der Erde so erklärt werden darf.

2. Möglichkeiten einer Magnetisierung der Erde durch Ströme geladener Partikel

2.1 Interplanetare und interstellare Korpuskularstrahlen

Polarlichter, Veränderungen in der Ionosphäre, magnetische Stürme und neuerdings die Ergebnisse der Raketen- und Satellitenforschung zeigen, daß die Sonne ständig in wechselnder Stärke Plasmawolken abstößt, die die Erde als Ströme geladener Teilchen überfluten und mit dem Magnetfeld der Erde in Wechselwirkung treten.

Die Sonne ist nicht die einzige mögliche Strahlungsquelle. SCHKLOWSKI [7] und andere haben gezeigt, daß sich das Sonnensystem wahrscheinlich schon einige Male im Bereich des expandierenden Nebels einer Supernova befunden hat. Die dort auftretenden Partikelstromdichten erreichen Werte von etwa 10^{-5} A m^{-2} und mehr. Die Stromdichten, die heute in der Umgebung der Erde durch die Sonne verursacht werden, betragen demgegenüber wahrscheinlich nur etwa $10^{-10} \text{ A m}^{-2}$, wie noch gezeigt werden wird.

Die Geschwindigkeit der solaren Plasmawolken läßt sich aus der Zeit zwischen der Beobachtung eines MÖGEL-DELLINGER-Effekts und dem Ausbruch des zugehörigen magnetischen Sturmes zu etwa $2 \cdot 10^6 \text{ m s}^{-1}$ abschätzen. Die Expansionsgeschwindigkeit des Nebels einer Supernova ist ungefähr von der gleichen Größe.

2.2 Magnetisierung der Erdkugel durch einen Stromfaden

Die magnetischen Störungen sind ein Beweis dafür, daß Partikelströme, die in den Bereich des Erdfeldes gelangen, auch ihrerseits das Feld verändern können. Solche Feldänderungen sind schwach und ohne nennenswerte Lebensdauer. Daß genügend starke und lang anhaltende Teilchenströme auch erhebliche permanente Wirkungen hervorrufen können, soll im folgenden dargelegt werden. Ein einfaches Modell möge zunächst qualitativ den Mechanismus dieser Wechselwirkung demonstrieren.

Ein Elektronenstrom von geringem Querschnitt fließe in gerader Bahn an einer paramagnetischen, aber zunächst nicht magnetisierten Erdkugel vorbei. Durch das Magnetfeld dieses Stromfadens wird die Erde ein Magnet und beeinflusst ihrerseits den Elektronenstrom, indem sie ihn zu sich heranzieht. Das hat zur Folge, daß das Magnetfeld des Stromes am Ort der Erde wächst, wodurch wiederum die Magnetisierung ansteigt, und so fort.

2.3 Möglichkeiten einer Magnetisierung durch einen breiten Strom parallel einfallender Teilchen

Der Stromfaden ist eine Abstraktion. Strahlung von der Sonne oder aus dem Weltall wird in einem breiten Strom paralleler Bahnen auf die Erde zukommen. Die Möglichkeit einer Wechselwirkung mit dem Erdfeld ist hierbei nicht ohne weiteres erkennbar. Hat die Erde anfangs kein magnetisches Moment, so kann sie auch durch den Parallelstrom nicht magnetisiert werden, denn die Wirkungen der beiderseits in gerader Bahn vorbeifliegenden Teilchen heben sich gegenseitig auf. Eine gewisse Anfangsmagnetisierung ist also die notwendige Voraussetzung für einen Magnetisierungsprozeß. Die späteren Abschnitte werden zeigen, daß ein durch den BARNETT-Effekt verursachtes magnetisches Moment ausreicht, um den Prozeß einzuleiten.

Daß nur etwa 2,5% des derzeitigen Erdfeldes auf Ströme außerhalb der Erde zurückgeführt werden können, bedeutet, daß heute kein Magnetisierungsprozeß von dieser Art läuft.

3. Partikelbahnen im Magnetfeld der Erde

3.1 Der Partikelstrom als Summe von Stromfäden

Der vorangegangene Abschnitt hat gezeigt, daß zwischen dem magnetischen Moment der Erde und den Partikelströmen eine Rückkopplung möglich ist. Zur quantitativen Lösung dieses Problems muß erstens die Wirkung des Erdfeldes auf den Partikelstrom und zweitens die des Stromes auf das Moment der Erde berechnet werden. Der Partikelstrom wird dabei aus einzelnen Stromfäden zusammengesetzt. Auf die dabei begangene Vernachlässigung der elektromagnetischen Wechselwirkung zwischen den Stromfäden wird im Abschnitt 6.3 eingegangen. Der erste Teil der Aufgabe besteht also in der Bestimmung der zu den Stromfäden gehörenden Partikelbahnen in einem vorgegebenen Feld. Dabei darf man sich auf das Dipolfeld beschränken. Die Multipolfelder sind schwächer und nehmen zudem mit einer höheren Potenz der Entfernung ab.

3.2 Die Störerschen Bahnen

Die mathematischen Grundlagen für die Berechnung der Korpuskelbahnen im Dipolfeld der Erde wurden zu Beginn dieses Jahrhunderts von C. STÖRMER [8, 9] geschaffen. In Zylinderkoordinaten ϱ, φ, z haben seine Bahngleichungen folgende Form, wobei Striche Differentiationen nach der Bogenlänge bedeuten:

$$\begin{aligned} \varrho'' &= \varrho \varphi'^2 + \frac{r_s^2}{r^3} (2z^2 - \varrho^2) \varrho \varphi', \\ \varrho^2 \varphi' &= p - \frac{r_s^2 \varrho^2}{r^3}, \quad r^2 = \varrho^2 + z^2 \\ z'' &= -\frac{3r_s^2 z}{r^5} \varrho^2 \varphi'. \end{aligned} \quad (3.1)$$

Die Konstante r_s ist der STÖRMER-Radius:

$$r_s = \sqrt{\frac{eM}{4\pi m v}}. \quad (3.2)$$

Ferner bedeutet e den Betrag der Ladung des Teilchens, m die Teilchenmasse, v seine Geschwindigkeit und M den Betrag des magnetischen Moments der Erde. Die Richtung der z -Achse stimmt bei positiv geladenen Partikeln mit der des Dipolmoments der Erde überein, bei negativen Teilchen ist sie entgegengesetzt, d. h. nach dem Nordhimmel gerichtet. Die zweite der Gleichungen (3.1) ist bereits einmal integriert und enthält deshalb eine Integrationskonstante p .

Die Gleichungen (3.1) und (3.2) zeigen, daß alle individuellen Konstanten im STÖRMER-Radius enthalten sind; r_s ist — da von der Dimension einer Länge — die Maßstabskonstante des Systems.

STÖRMER hat gezeigt, daß es zwei Arten von Bahnen gibt: Äußere Bahnen, die aus dem Unendlichen kommend wieder ins Unendliche verlaufen, und innere Bahnen, die sich von der Erde höchstens bis zum STÖRMER-Radius entfernen. Beim Magnetisierungsproblem interessieren nur die äußeren Bahnen.

In den kommenden Abschnitten werden vornehmlich diejenigen Bahnen im Vordergrund stehen, deren Anfangsasympote auf der Dipolachse senkrecht steht. Die Integrationskonstante p hat in diesem Fall eine einfache geometrische Bedeutung. Führt man an Stelle der oben verwendeten Zylinderkoordinaten ein kartesisches Koordinatensystem mit gleicher z -Achse ein, dessen y -Achse mit der anfänglichen Flugrichtung der Teilchen übereinstimmt, und sind x_a und z_a die x - und z -Komponente des Stoßparameters der Bahn, so ist $p = x_a$.

Aus der dritten der Gleichungen (3.1) folgt die Existenz von Bahnen, die ganz in der Ebene $z = 0$ des magnetischen Äquators verlaufen. Zu ihnen gehört auch der Störmerkreis, eine Kreisbahn, deren Radius dem Störmerradius gleich ist.

Nur die Bahnen in der magnetischen Äquatorebene lassen sich durch geschlossene mathematische Ausdrücke — elliptische Integrale — wiedergeben. Alle anderen können nur durch numerische Integration des Systems (3.1) bestimmt werden. Die Abbildungen 1 und 2 zeigen einige der numerisch berechneten Bahnen. Die Bahn

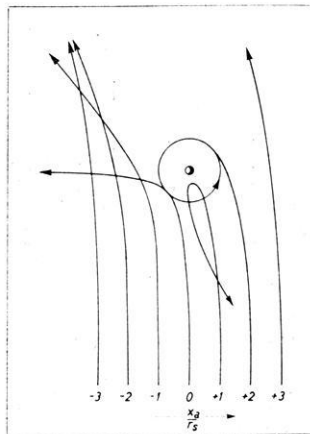


Abb. 1: Bahnen in der Ebene des magnetischen Äquators.

$x_a = 2r_s$, $z_a = 0$ hat singulären Charakter. Sie läuft asymptotisch in den STÖRMER-Kreis ein. Die Bahn x_a , z_a ist das Spiegelbild der Bahn x_a , $-z_a$ in bezug auf die Ebene $z = 0$.

Wenn die Partikelgeschwindigkeit v sich der Lichtgeschwindigkeit nähert, ist für die Masse m der relativistische Wert zu nehmen.

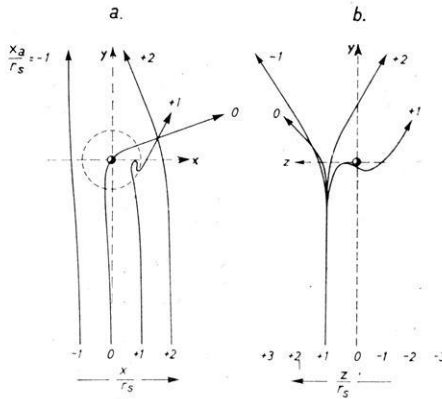


Abb. 2: Achsenrecht beginnende Bahnen mit der Stoßparameterkomponente $z_a = r_s$. a) Projektion auf die Ebene des magnetischen Äquators. b) Projektion auf die Meridianebene, die die Asymptotenrichtung enthält.

4. Das Magnetfeld der Korpuskularströme am Ort der Erde

4.1 Das Magnetfeld eines Stromfadens. Die Einflußfunktion

Die nun folgenden Untersuchungen beschränken sich auf die Wechselwirkung des Erdfeldes mit einem sehr breiten, achsenrecht einfallenden parallelen Elektronenstrom mit der Teilchengeschwindigkeit $v = 10^8$ m/s. Sein Magnetfeld am Ort der Erde setzt sich aus den Feldern einzelner Stromfäden zusammen.

Da die Bahnen spiegelsymmetrisch zur magnetischen Äquatorebene liegen, hat das Feld des Stromes die Richtung der magnetischen Achse der Erde. Deshalb brauchen bei den Stromfäden nur die Feldkomponenten in dieser Richtung bestimmt zu werden. Sie ergeben sich aus dem BIOT-SAVARTSchen Gesetz zu

$$H_s = \frac{I}{4\pi} \int \frac{Q^2}{r^3} d\varphi. \quad (4.1)$$

I ist die Stromstärke. Positives H_s bedeutet, daß die Feldkomponente den Richtungssinn des Dipolmoments der Erde hat. Der Integralausdruck

$$\gamma = r_s \int \frac{Q^2}{r^3} d\varphi \quad (4.2)$$

hängt nur von x_a und z_a ab. Er beschreibt den Einfluß des Stromfadens auf das magnetische Moment der Erde und soll deshalb „Einflußfunktion“ genannt werden.

Für kleine Werte von x_a und z_a wurde γ numerisch aus den Bahnkoordinaten berechnet. Abb. 3 zeigt das Ergebnis in Form von Isergaten, d. h. Linien gleichen Wertes der Einflußfunktion. Die Asymmetrie der Einflußfunktion in bezug auf die magnetische Achse ist die Ursache des später abzuleitenden Magnetisierungseffektes.

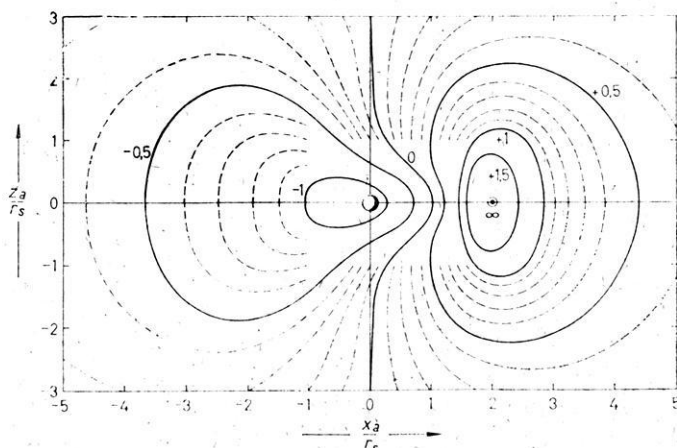


Abb. 3: Isergaten (Linien gleicher Einflußfunktion) bei achsenrecht einfallendem Teilchenstrom.

Die Einflußfunktion hat im Punkt $x_a = 2r_s$, $z_a = 0$ eine Singularität als Folge der Eigenart der entsprechenden Bahn (Abb. 1). Diese Bahn läuft asymptotisch in den STÖRMER-Kreis ein. Eine Näherungsrechnung zeigt, daß es sich um eine logarithmische Singularität handelt. Die später auszuführende Integration über diese Singularität führt deshalb zu einem endlichen Ergebnis.

4.2 Das asymptotische Verhalten der Einflußfunktion in großer Entfernung von der Erde

Bei großen Werten des Stoßparameters weichen die Partikelbahnen nur wenig von einer Geraden ab. In diesem Fall kann für die Einflußfunktion ein geschlossener Näherungsausdruck angegeben werden:

$$\gamma = \frac{2x_a r_s}{x_a^2 + z_a^2} + \frac{\pi}{8} r_s^3 \frac{8x_a^2 - z_a^2}{(x_a^2 + z_a^2)^{5/2}}. \quad (4.3)$$

Das erste Glied beschreibt die Wirkung der ungestörten geraden Bahn. Die zugehörigen Isergaten sind Kreise mit dem Radius $1/\gamma$. Diese nullte Näherung ist eine ungerade Funktion von x_a und liefert deshalb bei der Integration über x_a und z_a keinen Beitrag. Das zweite Glied von (4.3) hingegen ist eine gerade Funktion und sorgt dafür, daß die Einflußfunktion auch noch in größerer Entfernung von der Erde unsymmetrisch genug ist, um einen Beitrag zum Feld des gesamten Stromes zu liefern.

4.3 Das Magnetfeld des Elektronenstromes bei großem Moment der Erde

Bei genügender Größe des erdmagnetischen Moments wird der STÖRMER-Radius r_s größer als der Erdradius r_E . Das Moment, das dem Grenzfall $r_s = r_E$ entspricht, ergibt sich aus (3.2) zu

$$M_g = \frac{4\pi m_e v r_E^2}{e_0} = 3 \cdot 10^9 \text{ Vsm.} \quad (4.4)$$

Das Grenzmoment M_g ist also um einen Faktor $3 \cdot 10^6$ größer als das Barnett-Moment und um einen Faktor $3 \cdot 10^7$ kleiner als das heutige Moment der Erde.

Wenn $M > 6M_g$ ist, werden die für die Magnetisierung wichtigen äußeren Bahnen nicht durch die Erdkugel behindert. Das Feld, das der Strom am Ort der Erde hervorruft, kann in diesem Fall einfach durch Integration der Einflußfunktion über x_a und z_a von $-\infty$ bis $+\infty$ bestimmt werden:

$$H_K = \alpha J r_s = \alpha r_E J \left(\frac{M}{M_g} \right)^{1/2} \quad (4.5)$$

mit

$$\alpha = \frac{1}{4\pi r_s^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \gamma dx_a dz_a. \quad (4.6)$$

J ist die Teilchenstromdichte. Sie soll anfänglich homogen, d. h. in genügender Entfernung von der Erde unabhängig von x_a und z_a sein. Die Größe α ist eine Konstante und wird künftig „Einflußparameter“ genannt. Die numerische Rechnung ergibt

$$\alpha = 0,3. \quad (4.7)$$

4.4 Das Magnetfeld des Partikelstromes bei kleinem magnetischem Moment der Erde

Wenn das magnetische Moment der Erde kleiner ist als der Grenzwert M_g (4.4), so liegt der STÖRMER-Kreis im Erdinnern. In diesem Fall endet ein Teil der Bahnen auf der Erdoberfläche und steht für eine Magnetisierung nur teilweise zur Verfügung. Der Einflußparameter muß hier anders berechnet werden als bei großem Moment.

Die Stoßparameter der auf die Erdoberfläche auftreffenden Bahnen bedecken ein Gebiet der $x_a z_a$ -Ebene, das kurz Erdschatten genannt werden möge. Sein Mittelpunkt liegt wegen der Bahnkrümmung bei $x_a = r_s^2/r_E$. Es wird begrenzt durch die Stoßparameter der Bahnen, die die Erde gerade berühren.

Die Bestimmung der Randkurve des Erdschattens wird besonders einfach, wenn $r_E \gg r_s$ ist. Dann erhält man mit der Näherung (4.3):

$$R \approx r_E + \frac{r_s^2}{r_E} \sin \vartheta. \quad (4.8)$$

R und ϑ sind Polarkoordinaten in der $x_a z_a$ -Ebene.

Der Einflußparameter setzt sich aus zwei Bestandteilen zusammen: Der erste rührt von den Bahnen her, die an der Erde vorbeilaufen. Ihre Einflußfunktion ist durch (4.3) gegeben. Den zweiten Bestandteil liefern die auf der Erdoberfläche endenden Bahnen. Die numerische Berechnung ergibt für den Einflußparameter an Stelle von (4.7) den Wert

$$\alpha^* = \beta \frac{r_s}{r_E}, \quad \beta = 0,6. \quad (4.9)$$

Wie in 4.3 kann aus dem Einflußparameter das Magnetfeld H_K der Korpuskularströme am Ort der Erde berechnet werden:

$$H_K = \alpha^* J r_s = \beta r_E J \frac{M}{M_g}. \quad (4.10)$$

Im Gegensatz zu dem oben behandelten Fall großer Momente ist bei kleinem Moment das Feld H_K dem Moment proportional.

4.5 Eine Interpolationsfunktion für das Feld H_K

Zwischen den Gültigkeitsbereichen der Gleichungen (4.10) und (4.5) klappt eine Lücke; (4.10) gilt nur für $M \ll M_g$, (4.5) nur für $M > 6M_g$. Die Lücke kann durch folgende Interpolationsfunktion geschlossen werden:

$$H_K = \frac{\alpha\beta M}{\alpha M_g + \beta M_g^{1/2} M^{1/2}} r_E J \approx \frac{0,6 r_E M}{M_g + 2 M_g^{1/2} M^{1/2}} J. \quad (4.11)$$

Dieser Ausdruck geht für $M \ll M_g$ gegen (4.10), für $M \gg M_g$ gegen (4.5). Er dürfte deshalb H_K auch im Zwischengebiet in guter Näherung wiedergeben. Für $M > 6M_g$ ist allerdings (4.5) genauer, weil dann keine Teilchen die Erde treffen.

5. Der Magnetisierungsprozeß

5.1 Vorbemerkungen

Die Gleichungen (4.5), (4.10) und (4.11) stellen eine Beziehung zwischen dem Moment der Erde und dem Feld des Elektronenstromes am Ort der Erde her. Dieses Feld wird das Moment der Erde anwachsen lassen, wenn die paramagnetische Suszeptibilität und die Teilchenstromdichte genügend groß sind.

Ist die Magnetisierung durch den Partikelstrom die einzige wesentliche Ursache des Moments, so hört das Anwachsen auf, wenn das vom Feld H_K erzeugte Moment dem ursprünglichen Moment gleich ist, wenn also gilt:

$$M = V \mu_0 \kappa H_K.$$

V ist das Volumen der Erdkugel, μ_0 die Induktionskonstante. Entnimmt man H_K aus (4.5), so ist

$$M_m = \frac{4\pi\alpha^2 \mu_0^2 \kappa^2 e_0}{9 m_e v} r_E^6 J^2 \approx 10^{28} \text{ Vsm}^5/\text{A}^2 \cdot J^2 \quad (5.1)$$

das bei gegebener Teilchenstromdichte maximal erreichbare magnetische Moment der Erde. Soll es mit dem heutigen Wert übereinstimmen, so müßte bei den Annahmen über κ und v der erzeugende Elektronenstrom die Dichte

$$J = 3,5 \cdot 10^{-6} \text{ Am}^{-2} \quad (5.2)$$

haben. Die Stromdichte in der Umgebung der Erde ist heute vermutlich um wenigstens vier Zehnerpotenzen kleiner:

$$J \approx 10^{-10} \text{ Am}^{-2}. \quad (5.3)$$

Das folgt aus (4.5) unter der Voraussetzung, daß nur 2,5% des heutigen Feldes durch Ströme außerhalb des Erdkörpers hervorgerufen werden und daß diese Ströme von der hier angenommenen Art sind. Der Magnetisierungsprozeß kann daher nur in der Vergangenheit gewirkt haben.

Der zeitliche Ablauf des Magnetisierungsprozesses wird durch Wirbelströme im elektrisch leitenden Erdinnern gebremst. Die Zeitkonstante hängt entscheidend von der Leitfähigkeit ab; sie wird von FANSELAU [2] nach Schätzungen verschiedener Autoren zu

$$\sigma = 3 \cdot 10^5 \Omega^{-1} \text{ m}^{-1} \quad (5.4)$$

angegeben. Das ist ungefähr der zweihundertste Teil der Leitfähigkeit des Kupfers bei Zimmertemperatur. Nach Untersuchungen von F. HUND [10] über das Verhalten der Materie bei hohen Drucken und Temperaturen sind Leitfähigkeiten bis zum Hundertfachen des obigen Betrages (5.4) möglich.

Als einfaches Modell für den Wirbelstrom werde ein Ringstrom um die Dipolachse von folgenden geometrischen Ausmaßen angenommen: Mittlerer Radius des Ringes: $0,5 r_E$, Radius des kreisförmigen Querschnitts: $0,25 r_E$. Der elektrische Widerstand dieses Ringes beträgt mit (5.4)

$$R = \frac{16}{\sigma r_E} \approx 8 \cdot 10^{-12} \Omega \quad (5.5)$$

und seine Selbstinduktion

$$L = 0,5 \mu_0 r_E \approx 4 \text{ Henry}. \quad (5.6)$$

5.2 Die Rückkopplungs-Differentialgleichung

Die Lösung des Magnetisierungsproblems erfordert die Aufstellung einer Differentialgleichung für das magnetische Moment der Erde. Sie muß ausgehen von der Differentialgleichung der Induktionsströme I_R im Ring

$$L \dot{I}_R + R I_R = U_R. \quad (5.7)$$

I_R und U_R sind Induktionsstrom und -spannung im Stromring. U_R entsteht durch Änderungen des von den Partikelströmen erzeugten Feldes H_K , d. h. es ist

$$U_R = -\mu_0 \mu F \dot{H}_K \approx -\mu_0 F \dot{H}_K, \quad (5.8)$$

wobei F die vom Strom umflossene Fläche ist.

Der Stromring hat ein magnetisches Moment

$$M_R = \mu_0 F I_R. \quad (5.9)$$

Das gesamte magnetische Moment der Erde setzt sich aus drei Teilen zusammen:

$$M = \mu_0 I_R F + V \mu_0 \kappa (H_K + H_R) + M_0.$$

Das erste Glied ist durch den Stromring, das zweite durch den Paramagnetismus verursacht. M_0 ist ein von Magnetisierungsprozessen unabhängiges Anfangsmoment, das etwa durch den BARNETT-Effekt hervorgerufen sein könnte. Für H_K wird der Wert im Erdmittelpunkt genommen. Das ist selbst im Falle $r_s < r_E$ gerechtfertigt, denn der Skineffekt in Verbindung mit der Drehung der Erde sorgt für eine gleichmäßige Feldverteilung. Das Feld H_R , das der Ringstrom im Erdkern erzeugt, darf, wie eine einfache Abschätzung zeigt, vernachlässigt werden. So bleibt

$$M = \mu_0 I_R F + V \mu_0 \kappa H_K + M_0. \quad (5.10)$$

Ersetzt man in (5.7) den Ringstrom I_R mit Hilfe von (5.10), die Induktionsspannung U_R durch (5.8) und das Feld H_K der Korpuskularströme durch (4.11), so erhält man folgende Differentialgleichung erster Ordnung für das magnetische Moment M der Erde:

$$M \left[\tau_z + \frac{2 M_m^{1/2} (M_g^{1/2} + M^{1/2})}{(M_g^{1/2} + 2 M^{1/2})^2} \tau_a \right] = M_0 - M + \frac{2 M_m^{1/2} M_g^{1/2}}{M_g + 2 M_g^{1/2} M^{1/2}} \left(1 - \tau_a \frac{J}{J} \right) M. \quad (5.11)$$

Hierin ist $M_g = 3 \cdot 10^9$ Vsm das durch (4.4) definierte Grenzmoment und $M_m = 10^{28}$ Vsm⁵/A² · J² das nach (5.1) bei konstanter Stromdichte J maximal erreichbare Moment. τ_z und τ_a sind zwei Konstante von der Dimension einer Zeit

$$\begin{aligned} \tau_z &= \frac{L}{R} \approx 3 \cdot 10^{-2} \mu_0 \sigma r_E^2 \approx 15000 \text{ Jahre}, \\ \tau_a &= \frac{\mu_0 F^2}{R V \kappa} \approx 10^{-2} \frac{\mu_0 \sigma}{\kappa} r_E^2 \approx 2 \cdot 10^6 \text{ Jahre}. \end{aligned} \quad (5.12)$$

Bei der Ableitung von (5.11) wurde nicht berücksichtigt, daß bei Zu- oder Abnahme des Magnetfeldes der Erde im Raum außerhalb der Erde elektrische Wirbelfelder entstehen, die die Teilchen bremsen oder beschleunigen. Das magnetische Moment der Erde ändert sich aber, wie sich noch erweisen wird, so langsam, daß dieser Effekt bei der Berechnung des Moments vernachlässigt werden darf, obgleich er die eigentliche Energiequelle für den Feldaufbau ist.

Die Rückkopplungs-Differentialgleichung (5.11) geht für die beiden Grenzfälle $M \ll M_g$ und $M > 6 M_g \gg M_0$ in die folgenden einfacheren Gleichungen über:

$$\dot{M} (\tau_z M_g^{1/2} + 2 \tau_a M_m^{1/2}) = (M_0 - M) M_g^{1/2} + 2 M_m^{1/2} M (1 - \tau_a J/J) \quad (5.13)$$

für $M \ll M_g$ und

$$\dot{M} \left(\tau_z M^{1/2} + \frac{1}{2} \tau_a M_m^{1/2} \right) = M [M_m^{1/2} (1 - \tau_a J/J) - M^{1/2}] \quad (5.14)$$

für $M > 6 M_g \gg M_0$.

5.3 Die Abklingzeit ohne Partikelstrom

Wenn keine Teilchenströme fließen, kann die Rückkopplungsgleichung (5.11) geschlossen integriert werden:

$$M = M_0 + (M_1 - M_0) e^{-t/\tau_z}. \quad (5.15)$$

Die in (5.12) eingeführte Zeitkonstante $\tau_z = 15000$ Jahre ist also die Zerfallskonstante des magnetischen Moments der Erde. Sie stimmt gut mit einer Abklingzeit von 15000 Jahren überein, die ELSASSER [2] mit magneto-hydrodynamischen Methoden aus dem gleichen Leitfähigkeitswert (5.4) errechnet hat.

5.4 Magnetisierung bei sehr kleinem magnetischem Moment

Die Näherungsgleichung (5.13) ist linear in M . Bei konstanter Stromdichte J ist ihre Lösung eine Exponentialfunktion. Ist zur Zeit $t = 0$ das Moment $M = M_0$, so ergibt sich folgendes Integral:

$$M = M_0 \frac{2 M_m^{1/2}}{2 M_m^{1/2} - M_g^{1/2}} e^{t/\tau^*} - \frac{M_0 M_g^{1/2}}{2 M_m^{1/2} - M_g^{1/2}}. \quad (5.16)$$

M wächst exponentiell an, wenn die Zeitkonstante

$$\tau^* = \frac{\tau_z M_g^{1/2} + 2 \tau_a M_m^{1/2}}{2 M_m^{1/2} - M_g^{1/2}} \quad (5.17)$$

positiv ist. Diese Bedingung ist gleichbedeutend mit

$$M_m > \frac{1}{4} M_g. \quad (5.18)$$

Die Partikelstromdichte muß daher einen Mindestwert überschreiten, wenn das magnetische Moment steigen soll:

$$J > \frac{5 m_e v}{\mu_0 \kappa e_0} \cdot \frac{1}{r_E^2} \approx 3 \cdot 10^{-10} \text{ A/m}^2. \quad (5.19)$$

Der dreifache Betrag der vermuteten heutigen Partikelstromdichte ist also mindestens erforderlich, um einen Magnetisierungsprozeß in Gang zu bringen.

Wenn $M_m \gg M_g$ ist, geht τ^* gegen τ_a . Die Konstante τ_a ist also die Anstiegszeitkonstante bei großem Partikelstrom und kleinem magnetischem Moment. Mit dem Zahlwert (5.12) beträgt die Zeit, in der das Moment vom BARNETT-Moment bis zum Grenzmoment M_g ansteigt, etwa $3 \cdot 10^7$ Jahre.

5.5 Magnetisierung bei großem magnetischem Moment

Im Bereich $M > 6 M_g$ strebt das Moment bei konstanter Partikelstromdichte nach (5.14) dem Maximalwert M_m zu. Für den ersten Anstieg von einem Wert $M > 6 M_g$ an erhält man, solange $M \ll M_m$ ist,

$$M = M_1 e^{2t/\tau_a}. \quad (5.20)$$

Der Anstieg vom Wert $6 M_g$ auf den heutigen Wert $3,3 \cdot 10^7 M_g$ würde demnach bei ausreichender Dichte des Partikelstromes in der Zeit $8 \tau_a = 1,6 \cdot 10^7$ Jahre ablaufen.

Bei veränderlicher Stromdichte treten neue Effekte auf: Steigt der Elektronenstrom, so entsteht im Erdinnern ein Ringstrom, der das Moment M zu verringern sucht. Umgekehrt fördert ein Sinken der Stromdichte den Aufbau des Moments oder bremst seinen Zerfall.

6. Diskussion der Ergebnisse

6.1 Das magnetische Moment der Erde

Die Partikelstromdichte liegt heute mit höchstens $10^{-10} \text{ A m}^{-2}$ unter dem Mindestwert von $3 \cdot 10^{-10} \text{ A m}^{-2}$, der notwendig ist, um einen Magnetisierungsprozeß in Gang zu bringen, und weit unter dem Wert $3 \cdot 10^{-6} \text{ A m}^{-2}$, der erforderlich ist, um das heutige Moment aufrechtzuerhalten. Das Moment der Erde sollte sich daher heute im Zustand des Abklingens befinden. Die aus unseren Annahmen berechnete Abklingzeitkonstante von ungefähr 15000 Jahren ist sehr kurz. Nichts deutet auf einen so schnellen Zerfall des Erdfeldes hin.

Die Zerfallszeitkonstante ist der Leitfähigkeit des Erdinnern proportional. Überlegungen von F. HUND [10] lassen vermuten, daß bei den Drucken und Temperaturen des Erdkerns Leitfähigkeiten bis zum Hundertfachen des Wertes (5.4), also auch eine entsprechend größere Zeitkonstante, möglich sind.

Auch die Anstiegszeitkonstante ist der Leitfähigkeit proportional. Bei hundertfacher Leitfähigkeit würde sie die Größe des vermuteten Alters der Erde erreichen. Nach (5.12) ist sie aber umgekehrt proportional der Suszeptibilität κ , für die ein geschätzter Wert von $2 \cdot 10^{-3}$ angenommen wurde. Es gibt bisher weder eine Möglichkeit, die Suszeptibilität des Erdkerns zu messen, noch eine Theorie der Suszeptibilität für Drucke von 10^6 Atmosphären. Ein Wert von $\kappa = 10^{-2}$ bis 10^{-1} würde alle Schwierigkeiten der Anstiegszeitkonstanten beseitigen und außerdem eine Magnetisierung bis $M = 10^{11} \text{ Vsm}$ mit den heutigen Elektronenstromdichten ermöglichen.

Diese Betrachtungen zeigen, daß die Frage nach dem Ursprung des Erdfeldes offenbleiben wird, solange die Leitfähigkeit und die Suszeptibilität des Erdinnern nicht bekannt sind.

Während bei achsenkrechtem Einfall der Teilchen die Rückkopplung den Magnetisierungsprozeß ermöglicht, führt ein achsparallel einfallender Elektronenstrom zur Gegenkopplung: Das vom Partikelstrom hervorgerufene Feld wirkt entmagnetisierend. Die Rechnung ergibt in diesem Fall für das Feld des Stromes am Ort der Erde den Ausdruck

$$H_K = -0,4 r_E J \left(\frac{M}{M_g} \right)^{1/2}.$$

6.2 Anwendung auf das Moment des Jupiter

RADHAKRISHNAN und ROBERTS [11] haben in einer kürzlich erschienenen Arbeit Beobachtungen der Radiostrahlung des Jupiter mitgeteilt. Sie deuten sie als Synchrotronstrahlung aus einem Strahlungsgürtel des Planeten, ähnlich den VAN ALLENSCHEN Strahlungsgürteln der Erde. Das zur Erzeugung dieses Strahlungsgürtels erforderliche Magnetfeld soll an der Jupiteroberfläche einen Betrag von etwa $8 \cdot 10^5 \text{ A/m}$ haben. Daraus folgt das magnetische Moment des Planeten zu $5 \cdot 10^{24} \text{ Vsm}$. Die Elektronenstromdichte, die zur Erzeugung dieses Moments erforderlich ist, beträgt nach (5.1) $1,6 \cdot 10^{-5} \text{ A/m}^2$. Das ist der fünffache Wert der zur Erzeugung des heutigen Moments der Erde erforderlichen Elektronenstromdichte. Dabei ist angenommen, daß die Suszeptibilität des Jupiterinnern der des Erdinnern gleich ist. Diese Annahme ist

wahrscheinlich nicht zulässig, weil die Dichte des Jupiter geringer ist als die der Erde. Eine andere Schwierigkeit bereiten die Zeitkonstanten, die dem Quadrat des Radius proportional und deshalb etwa hundertzwanzigmal so groß sind wie die der Erde.

6.3 Die Wechselwirkung der Elektronen

Der in allen Rechnungen angenommene Modellfall eines Elektronenstromes entspricht sicher nicht der Wirklichkeit. Die Partikelströme werden stets Teilchen von beiderlei Ladung enthalten. Die Geschwindigkeiten dürften etwa gleich sein. Dann beträgt der STÖRMER-Radius der Protonen nur ein dreiundvierzigstel desjenigen der Elektronen. Die magnetisierende Wirkung der Protonen darf deshalb gegenüber der der Elektronen vernachlässigt werden. Wegen der verschiedenen STÖRMER-Radien müßte sich in der Umgebung der Erde eine Schale positiver Ladung ausbilden, die die Bahnen erheblich stört. Auch in größerer Entfernung von der Erde bilden sich, wie man beispielsweise aus Abb. 1 erkennt, Inhomogenitäten der Ladungsdichte, die zu elektrischen Feldern führen müssen. Das Gas im interplanetaren Raum hat jedoch eine Dichte, die nicht wesentlich kleiner sein dürfte als diejenige, die der für die Magnetisierung erforderliche Teilchenstrom hat. Es ist durch die solare Ultraviolett- und Röntgenstrahlung in hohem Grade ionisiert. Die Geschwindigkeit der Ionen ist — einer Temperatur von höchstens einigen 1000°C entsprechend — wesentlich geringer als die im Partikelstrom. Die mittlere freie Weglänge so langsamer geladener Teilchen ist in Erdnähe sicher kleiner als 10^7 km. Diese Teilchen werden durch die elektrischen Felder in Bewegung gesetzt und füllen die Ladungslücken auf. Wegen der magnetischen Kräfte müssen sie dabei erhebliche Umwege machen, so daß einige Zeit bis zur Einstellung des Ladungsgleichgewichts vergeht. Ist es jedoch erreicht, das elektrische Feld also abgebaut, so sollten sich im Partikelstrom die STÖRMER-Bahnen ausbilden.

Die magnetische Wechselwirkung der Elektronen im Teilchenstrom ist bisher unberücksichtigt geblieben. Sie tritt wegen der Anwesenheit von Ionen gleicher Geschwindigkeit um so stärker in Erscheinung, je mehr die Elektronenstromdichte durch Konvergenz oder Divergenz der Bahnen vom Anfangswert J abweicht, am stärksten also in der Nähe des STÖRMER-Kreises und an der Kaustik (Abb. 1). Die durch die Wechselwirkung entstehenden magnetischen Felder sind bestrebt, die Elektronen des Stromes in ihrer geraden, vom Erdfeld nicht beeinflussten Bahn zu halten. Das ist nach einer Abschätzung von O. SCHERZER [12] gleichbedeutend mit einer Verkleinerung der Einflußparameter α und α^* beziehungsweise β , die dabei $J^{-1/2}$ proportional werden. Dadurch wird auch das bei gegebener Stromdichte J maximal erreichbare Moment M_m erheblich verkleinert.

Die beiden Zeitkonstanten τ_z und τ_a enthalten die Einflußparameter nicht. Sie werden deshalb durch die magnetische Wechselwirkung der Elektronen nicht beeinflusst.

6.4 Ursprung der Korpuskularströme

Von den Partikelströmen, die die Erde magnetisieren, ist neben genügender Stromdichte vor allem eine Lebensdauer von einigen 10^7 Jahren zu fordern. Die Sonne kann solche Ströme nur bei der Entstehung des Sonnensystems ausgesandt haben. Die

Dauer dieses Entstehungsprozesses wird zu $3 \cdot 10^7$ Jahren angenommen [13]. Dabei wurde etwa $1/75$ der heutigen Masse der Sonne aus dem Sonnensystem entfernt. Für den entstehenden Strom geladener Partikel ergibt sich daraus in Erdnähe eine Dichte von mindestens 10^{-6} A/m².

Sollten Erde und Jupiter durch einen Korpuskularstrom gleichzeitig magnetisiert worden sein, so müßte die Quelle der Strahlung außerhalb des Sonnensystems gelegen haben. Eine Supernova in der Nähe des Sonnensystems könnte in diesem Fall die Ursache gewesen sein. Ob allerdings die Strahlung einer Supernova mehr als 10^7 Jahre andauert, erscheint fraglich.

Es ist unwahrscheinlich, daß der hier besprochene Magnetisierungsprozeß mit genügender Intensität und Dauer stattgefunden und zum heutigen Moment geführt hat. Die Rechnungen dürften aber gezeigt haben, daß die Diskrepanz zwischen dem elementar verständlichen BARNETT-Moment von 10^3 Vsm und dem heutigen Moment durch die Wechselwirkung mit Korpuskularströmen auf sehr viel weniger Zehnerpotenzen verringert worden sein kann. Vielleicht hat der hier beschriebene Prozeß erst das Einsetzen anderer, vermutlich nichtlinearer Prozesse ermöglicht, die dann zum heutigen Moment führten.

Für die Anregung zu dieser Arbeit und für eine Reihe wertvoller Ratschläge danke ich Herrn Prof. Dr. O. SCHERZER besonders herzlich. Mein Dank gilt ferner Herrn Prof. Dr. E. BRÜCHE für die freundliche Überlassung einer Sammlung von Arbeiten von C. STÖRMER, Herrn Dipl.-Phys. H. SCHNABL für fruchtbare Diskussionen zum Thema und Herrn Dr. G. HALBEDEL vom Fernmeldetechnischen Zentralamt Darmstadt für die freundliche Unterstützung bei der Literaturbeschaffung.

Literatur

- [1] BARTELS, J.: Geophysik, Fischer-Bücherei.
- [2] FANSELAU, G.: Geomagnetismus und Aeronomie. Band III, „Über das aus dem Innern stammende Magnetfeld“. Berlin 1959.
- [3] NIPPOLDT, A.: Erdmagnetismus, Erdstrom und Polarlicht. Berlin 1937.
- [4] BLACKETT, P. M. S.: A negative experiment relating to magnetism and earth's rotation. Phil. Transact. Roy. Soc. London **245** A, 309 (1952).
- [5] BARNETT, S. J.: Gyromagnetic and electron inertia effects. Rev. Mod. Phys. **7**, 129 (1935).
- [6] COWLING, T. G.: Magnetohydrodynamics. London 1957.
- [7] KRASSOWSKIJ, W. I., und I. S. SCHKLOWSKIJ: Der mögliche Einfluß von Supernova-Explosionen auf die Entwicklung des Lebens auf der Erde. Phys. Blätter **14**, 165 (1958).
- [8] STÖRMER, C. Probleme des Polarlichts. Ergebnisse der kosmischen Physik, 1. Band. Leipzig 1931.
- [9] STÖRMER, C.: The polar aurora. Oxford 1955.
- [10] HUND, F.: Übersicht über das Verhalten der Materie bei sehr hohen Drucken und Temperaturen. Phys. Ztschr. **37**, 853 (1936).
- [11] RADHAKRISHNAN, V., and J. A. ROBERTS: Polarisation and angular extent of the 960 Mc/sec radiation from Jupiter. Phys. Rev. Letters **4**, 493 (1960).
- [12] SCHERZER, O.: Mündliche Mitteilung.
- [13] v. HOERNER, S., und K. SCHAIFERS: Meyers Handbuch über das Weltall. Mannheim 1960.

Von neuen Erfindungen

Anordnung zur Voranzeige bei seismischen Messungen auf See

Von H. FRIEDEMANN, Berlin¹⁾

Bei seismischen Messungen auf See wird von einem die seismische Apparatur tragenden Meßstab ein bis zu 1 km langes Kabel geschleppt, das in bestimmten Abständen Körperschallempfänger (Hydrophone) trägt, die mit der an Bord des Schiffes befindlichen seismischen Apparatur verbunden sind.

Die Messungen erfolgen durchweg bei kontinuierlicher Fahrt des Meßschiffes. Unmittelbar vor Beginn jeder Messung wird vom Schiff aus eine bestimmte Kabellänge des Meßkabels freigegeben, damit sich während der etwa 5 sec dauernden Registrierung das Kabel mit den Hydrophonen relativ zum Wasser in Ruhe befindet.

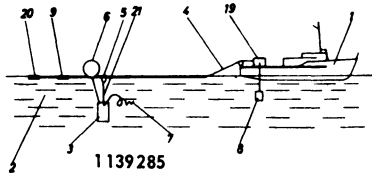
Die Sprengstoffladung wird an einem weiteren Kabel an einem Antriebskörper hängend entweder vom Meßschiff oder von einem Begleitschiff aus ins Wasser gelassen und gezündet. Hierbei wird das sogenannte Schießkabel ständig von dem betreffenden Schiff geschleppt, während die Sprengstoffladung auf der gewünschten Position über Bord gegeben wird und durch eine lose auf dem Isoliermantel des Kabels gleitenden Ring an das Ende des von dem Schiff gezogenen Schießkabels gleitet. Am Ende des Schießkabels befindet sich ein mit der Kabelader elektrisch leitend verbundener Haken, von dem der Ring unter Kontaktgabe erfaßt wird, so daß durch einen Stromimpuls die Sprengstoffladung gezündet und zur Detonation gebracht werden kann.

Es ist also notwendig, auf dem Schiff kurze Zeit vor der Zündung zu wissen, daß der Schuß bevorsteht, um insbesondere das Meßkabel freizugeben und die Apparate in Gang zu setzen.

In einer neuen Patentanmeldung wird hierzu ein praktisches Verfahren vorgeschlagen: Ein vor dem Endstück des Schießkabels angeordneter Vorkontakt ist galvanisch mit dem Hauptleiter des Schießkabels verbunden. Am schiffsseitigen Ende des Schiffskabels ist in einem das offene Meer einschließenden Stromkreis ein Anzeigegerät angeordnet. Mit der Sprengladung steht eine beim Überfahren des Vorkontaktes elektrolytisch oder magnetisch in dem Stromkreis wirksam werdende Spannungsquelle in Verbindung.

¹⁾ Dr. HELMUT FRIEDEMANN, 1 Berlin 31, Ruhrstraße 20.

Gleitet der verzinkte Eisenring des Zündkreises der Sprengladung über den z. B. aus einem Kupfergeflecht bestehenden Vorkontakt auf dem Schießkabel, so stehen sich in diesem Moment über das Seewasser die freie Zinkelektrode des Zündkreises, der verzinkte Außenring und die aus Kupfer bestehende Elektrode des Anzeigerkreises gegenüber, so daß eine Batterie entsteht, deren Stromkreis sich über das Anzeigergerät schließt.



- | | |
|-----------------------|----------------------|
| 1 Meß- und Schießboot | 7 Eisendraht |
| 2 Seewasser | 8 Kupferelektrode |
| 3 Sprengladung | 9 Vorkontakt |
| 4 Schießkabel | 19 Anzeigergerät |
| 5 Ring | 20 Endkontakt |
| 6 Schwimmblase | 21 einadrige Leitung |

DBP.-Anm.: 1 139 285, Kl. 42 c, 42 — veröffentlicht: 8. 11. 1962.

Anmelder: PRAKLA Gesellschaft für praktische Lagerstättenforschung GmbH, Hannover, Haarstraße 5.

Erfinder: Dr.-Ing. habil. PASCAL VETTERLEIN, Wennebostel (Kr. Burgdorf), und Dr. HELMUT WEICHART, Hannover.

6 Patentansprüche, 2 Zeichnungen.

Some Integrals of Magnetic Anomalies and Their Relation to the Parameters of the Disturbing Body

By K. HELBIG, München¹⁾

Eingegangen am 4. August 1962

Zusammenfassung: Es wird untersucht, welche Parameter des Störkörpers sich ohne zusätzliche Information und ohne Annahmen aus den Anomalien der Komponenten des erdmagnetischen Feldes bestimmen lassen. Es wird gezeigt, daß das Flächenintegral der Anomalien aller Komponenten über die unendliche Meßebeine verschwindet, daß die Integrale der Momente der magnetischen Anomalien mit den Komponenten des magnetischen Moments des Störkörpers zusammenhängen und daß sich aus Integralen über höhere Momente der Anomalien Aussagen über die Lage des „magnetischen Zentrums“ machen lassen.

Summary: The question is investigated, which parameters of the disturbing body can be calculated from magnetic anomalies alone, i.e. without reference to additional information or assumptions. It is shown that the integrals of the anomalies of all components of the magnetic field over an infinite horizontal plane vanish; that integrals of momenta of magnetic anomalies are related to the components of the magnetic moment of the disturbing body; and that it is possible to get some information about the position of the “center of magnetization” by integrals of higher momenta of anomalies.

Introduction

One of the outstanding properties of the interpretation of magnetic and gravity data is the intrinsic ambiguity: in principle, there is always an infinitely great number of distributions of mass—or magnetization—which would satisfy the observed anomaly. Normally, therefore, the interpretation is made in an indirect way: one assumes a structure on the basis of additional (mostly geological) information and calculates the anomaly this “disturbing body” would cause. If the anomaly thus calculated fits the observed anomaly, the disturbing body is accepted as a possible interpretation. If not, shape and/or density (respectively magnetization) are varied until reasonable agreement between observations and calculations is achieved. Thus with the help of additional information or assumptions one gets a detailed—though perhaps not unique—description of the disturbing body.

One may well ask the question, which parameters of the disturbing body (or bodies) can be estimated uniquely from the observed anomaly alone. For gravity anomalies,

¹⁾ Dr. KLAUS HELBIG, Institut für angewandte Geophysik, München, Richard-Wagner-Straße 10.

K. JUNG [1, 2] has answered this question by two integral theorems which can be stated as follows:

I. The integral of the gravity anomaly Δg over the entire plane $z = z_0$ equals mass excess times 2π times gravity constant f :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta g \cdot dx dy = 2\pi \cdot f \cdot \Delta m.$$

II. The "center of gravity" of the anomaly lies vertically above the center of gravity of the disturbing body (or bodies).

The "center of gravity" of the anomaly is defined—in analogy to the center of gravity of a solid—by

$$x_c = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} x \cdot \Delta g \cdot dx dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta g \cdot dx dy}; \quad y_c = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} y \cdot \Delta g \cdot dx dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta g \cdot dx dy}.$$

Theoretically, the integrals have to be extended over the infinite plane $z = z_0$. Practically one integrates over the area where the anomaly is distinguishable from the background.

These two theorems can be applied best if one has to deal with a single disturbing body well separated from other disturbing bodies (the center of gravity of two bodies may be anywhere between the two bodies or may even lie outside the two bodies. This seems to contradict experience but stems from the fact that one does not consider the total density of the disturbing body—which, of course, is always positive—but the density contrast against the country rocks, which may be positive for one and negative for the other body). The two theorems give for the simplest interpretation of the anomaly—by a mass point—the parameters "mass" and "horizontal coordinates". This is at least a good starting point for the indirect interpretation. The total mass excess as calculated from the first theorem may also be used for an estimate of the size of a deposit.

In this paper, integral theorems for magnetic anomalies are derived which—in analogy to the theorems given by K. JUNG—allow the estimation of the magnetic moment of the disturbing body (bodies) under the plane $z = z_0$ and of some other parameters of interest for the interpretation of magnetic anomalies.

Symbols and Notations

Cartesian coordinates are used throughout. x, y, z refer to the point of observation, ξ, η, ζ to the location of magnetized matter. The z -axis points vertically downwards, the x -axis makes an angle D with the magnetic meridian (the vertical plane which contains the undisturbed vector of the magnetic field) (Fig. 1). The direction of the

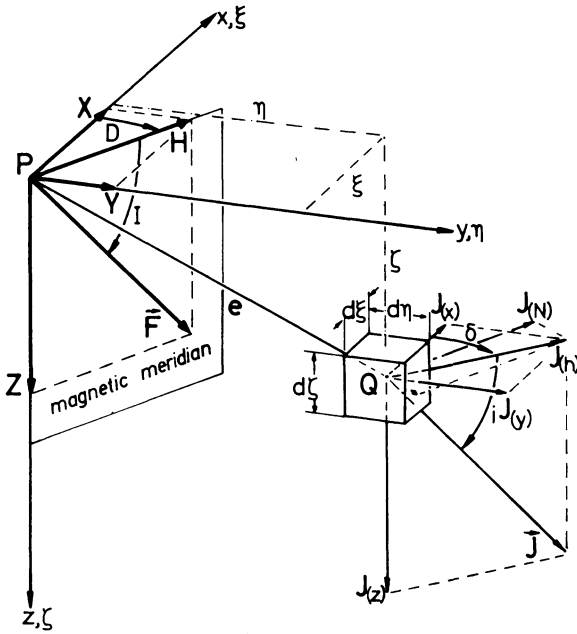


Fig. 1: Components of the undisturbed magnetic field \vec{F} and of the magnetization \vec{J} .

magnetic meridian is assumed to be constant throughout the whole area under consideration.

Vectors are denoted by arrows, vector components by bracketed subscripts. Omission of the arrow indicates the magnitude of the vector. Thus one has for the magnetization at the point ξ, η, ζ

$$\begin{aligned} \vec{J}(\xi, \eta, \zeta) &= (J_{(x)}(\xi, \eta, \zeta); J_{(y)}(\xi, \eta, \zeta); J_{(z)}(\xi, \eta, \zeta)) \\ &= J(\xi, \eta, \zeta)(\cos i \cdot \cos \delta; \cos i \cdot \sin \delta; \sin i), \end{aligned}$$

where i and δ are inclination and azimuth of the magnetization. i and δ are treated as functions of ξ, η, ζ unless otherwise stated.

Similarly, one has for the magnetic moment of the whole disturbing body

$$\vec{M} = (M_{(x)}; M_{(y)}; M_{(z)}) = M(\cos \bar{i} \cdot \cos \bar{\delta}; \cos \bar{i} \cdot \sin \bar{\delta}; \sin \bar{i}).$$

Here \bar{i} and $\bar{\delta}$ are inclination and azimuth of the magnetic moment. \bar{i} and $\bar{\delta}$ can also be thought of as "mean inclination" and "mean azimuth" of the magnetization. In addition to the x -, y -, z -components, occasionally north- and east-components are used which are denoted by $M_{(N)}$ and $M_{(E)}$ respectively. The horizontal component $M_{(h)}$ is given by

$$M_{(h)} = \sqrt{M_{(x)}^2 + M_{(y)}^2}.$$

As usual, the components of the magnetic field \vec{F} are denoted by X, Y, Z instead of $F_{(x)}, F_{(y)}, F_{(z)}$. Azimuth and inclination of the magnetic field are denoted by D and I .

Azimuths $\delta, \bar{\delta}$ and D are counted from the x -axis. In the special case where the x -axis points to geographic north, these azimuths become the declination of magnetization, magnetic moment, and undisturbed magnetic field respectively.

The distance between the points $P(x, y, z)$ and $Q(\xi, \eta, \zeta)$ is

$$e = \sqrt{u^2 + v^2 + w^2} \text{ with } u = x - \xi; v = y - \eta; w = z - \zeta.$$

The reciprocal of the distance is denoted by

$$U = U(x, y, z; \xi, \eta, \zeta) = 1/e.$$

Unbracketed subscripts denote partial differentiations.

Anomalies of the Magnetic Field

If the magnetization of the country rocks is negligibly small¹⁾, the components of the "disturbing vector" $\vec{\Delta F}$ are

$$\Delta X(x, y, z) = \int_B \int \int [J_{(x)} U_{xx} + J_{(y)} U_{xy} + J_{(z)} U_{xz}] d\xi d\eta d\zeta, \quad (1a)$$

$$\Delta Y(x, y, z) = \int_B \int \int [J_{(x)} U_{yx} + J_{(y)} U_{yy} + J_{(z)} U_{yz}] d\xi d\eta d\zeta, \quad (1b)$$

$$\Delta Z(x, y, z) = \int_B \int \int [J_{(x)} U_{zx} + J_{(y)} U_{zy} + J_{(z)} U_{zz}] d\xi d\eta d\zeta. \quad (1c)$$

The integration is to be extended over a volume B that contains all disturbing bodies, as indicated by the subscript B at the triple integral. It is assumed that this volume lies entirely below the plane $z = z_0$ (the plane of observation) and extends nowhere to infinity.

All three components of $\vec{\Delta F}$ are measured during magnetic surveys of first and second order. In magnetic prospecting, observations are—mainly for reasons of speed of work and simplicity of equipment—generally restricted to either the vertical component ΔZ , or to the anomalies of the magnitude (ΔT). Observations of the local variation of the magnitude of the horizontal component (ΔH) are sometimes made to supplement ΔZ . ΔH and ΔT are connected with the components of \vec{F} and $\vec{\Delta F}$ through

$$\Delta H = \sqrt{(X + \Delta X)^2 + (Y + \Delta Y)^2} - \sqrt{X^2 + Y^2}$$

and

$$\Delta T = \sqrt{(X + \Delta X)^2 + (Y + \Delta Y)^2 + (Z + \Delta Z)^2} - \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2}.$$

If the anomalies are small compared with the undisturbed field, one can write as a good approximation

¹⁾ If the magnetization of the country rocks cannot be neglected one has to replace "magnetization \vec{J} " by "magnetization contrast ($\vec{J} - \vec{J}_0$)" everywhere in the text.

$$\Delta H \approx \Delta X \cdot \cos D + \Delta Y \cdot \sin D, \quad (2)$$

$$\Delta T \approx (\Delta X \cdot \cos D + \Delta Y \cdot \sin D) \cos I + \Delta Z \cdot \sin I. \quad (3)$$

The second derivatives of U in (1a—c) are

$$\begin{aligned} U_{xx} &= -\frac{1}{e^3} + 3\frac{u^2}{e^5}; & U_{xy} &= 3\frac{uv}{e^5}; & U_{xz} &= 3\frac{uw}{e^5}; \\ U_{yx} &= U_{xy}; & U_{yy} &= -\frac{1}{e^3} + 3\frac{v^2}{e^5}; & U_{yz} &= 3\frac{vw}{e^5}; & (4) \\ U_{zx} &= U_{xz}; & U_{zy} &= U_{yz}; & U_{zz} &= -\frac{1}{e^3} + 3\frac{w^2}{e^5}. \end{aligned}$$

Table of Integrals

For the derivation of the theorems a number of integrals has to be carried out over the plane $z = z_0$. In order to facilitate the discussion, all pertinent definite integrals are listed below. (For the indefinite integrals see any table, for instance [2], p. 290/91.)

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{du dv}{e^3} = 2\pi/w \quad (5a)$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{u \cdot du dv}{e^3} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{v \cdot du dv}{e^3} = 0 \quad (5b)$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{u \cdot v \cdot du dv}{e^3} = 0 \quad (5c)$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{u^2 \cdot du dv}{e^3} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{v^2 \cdot du dv}{e^3} = \infty \quad (5d)$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{du dv}{e^5} = 2\pi/3 w^3 \quad (5e)$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{u \cdot du dv}{e^5} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{v \cdot du dv}{e^5} = 0 \quad (5f)$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{u \cdot v \cdot du \, dv}{e^5} = 0 \quad (5g)$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{u^2 \cdot du \, dv}{e^5} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{v^2 \cdot du \, dv}{e^5} = 2\pi/3 w \quad (5h)$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{u^3 \cdot du \, dv}{e^5} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{v^3 \cdot du \, dv}{e^5} = 0 \quad (5i)$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{u^2 \cdot v \cdot du \, dv}{e^5} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{v^2 \cdot u \cdot du \, dv}{e^5} = 0 \quad (5k)$$

In connection with this integral table attention is drawn to the fact that

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(3 \frac{u^2}{e^5} - \frac{1}{e^3} \right) du \, dv = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(3 \frac{v^2}{e^5} - \frac{1}{e^3} \right) du \, dv = 0 \quad (5m)$$

(according to (5a), (5h)), and

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(3 \frac{w^2}{e^5} - \frac{1}{e^3} \right) du \, dv = 0 \quad (5n)$$

(according to (5a) and (5e)).

Integrals of Magnetic Anomalies

From the equations (5) follows immediately, that the integrals of the three anomalies (1 a, b, c) over the infinite plane $z = z_0$ vanish. The same statement holds for the integrals of the first-order approximations of ΔH and ΔT ((2) and (3)).

One has—with $u = x - \xi$, $v = y - \eta$, $du = dx$, $dv = dy$ —

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta X \cdot dx \, dy &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} [B] \iiint (J_{(x)} U_{xx} + J_{(y)} U_{xy} \\ &\quad + J_{(z)} U_{xz}) d\xi \, d\eta \, d\zeta] dx \, dy \\ &= B \iiint \left[J_{(x)} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} U_{xx} \, du \, dv + J_{(y)} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} U_{xy} \, du \, dv \right. \\ &\quad \left. + J_{(z)} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} U_{xz} \, du \, dv \right] d\xi \, d\eta \, d\zeta. \end{aligned}$$

Of the "inner" integrals, the first one vanishes by virtue of (5m), the second one by (5g), and the third one by (5f). Therefore,

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta X \cdot dx dy = 0. \quad (6a)$$

An inspection of the table of integrals shows, that by similar arguments

$$\int_{+\infty}^{+\infty} \int_{+\infty}^{+\infty} \Delta Y \cdot dx dy = 0 \quad (6b)$$

and

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta Z \cdot dx dy = 0. \quad (6c)$$

By means of (2) and (3) one has from (6a—c)

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta H \cdot dx dy \approx 0 \quad (7)$$

and

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta T \cdot dx dy \approx 0. \quad (8)$$

Equation (6c) can be derived also from $\text{div } \vec{F} = 0$ and $\iiint \text{div } \vec{a} \, d\tau = \iint a_{(n)} \, df$. The fact that the integral of ΔZ must vanish has been used before by G. ANGENHEISTER [3] and by E. H. VESTINE and N. DAVIDS [4] to check the undisturbed field. (7) and (8) could be used in a similar way.

Integrals of Momenta of Anomalies

So far, no information about the disturbing body itself has been gained. In analogy to the second theorem for gravity anomalies (page 1), in this section the anomalies are integrated after multiplication with the distance from a coordinate axis. The integrals are of the type

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} x \cdot \Delta X \cdot dx dy &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (u + \xi) \Delta X \cdot dx dy \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (u + \xi) [B \iiint (J_{(x)} U_{xx} + J_{(y)} U_{xy} + J_{(z)} U_{zz}) d\xi d\eta d\zeta] dx dy \\ &= B \iiint \left[J_{(x)} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} u \cdot U_{xx} du dv + J_{(y)} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} u \cdot U_{xy} du dv \right. \\ &\quad + J_{(z)} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} u \cdot U_{xz} du dv + J_{(x)} \xi \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} U_{xx} du dv \\ &\quad \left. + J_{(y)} \xi \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} U_{xy} du dv + J_{(z)} \xi \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} U_{xz} du dv \right] d\xi d\eta d\zeta. \end{aligned}$$

A comparison with (4) and (5) shows, that of the six “inner” integrals all but that over $u \cdot U_{xz}$ vanish. The whole integral reduces to

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} x \cdot \Delta X \cdot dx dy = 2\pi \cdot B \int \int \int J_{(z)} d\xi d\eta d\xi = 2\pi \cdot M_{(z)} = 2\pi \cdot M \cdot \sin \bar{i}. \quad (9a)$$

In a similar way one finds

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} y \cdot \Delta X \cdot dx dy = 0, \quad (9b)$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} x \cdot \Delta Y \cdot dx dy = 0, \quad (9c)$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} y \cdot \Delta Y \cdot dx dy = 2\pi \cdot M_{(z)} = 2\pi \cdot M \cdot \sin \bar{i}, \quad (9d)$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} x \cdot \Delta Z \cdot dx dy = 2\pi \cdot M_{(x)} = 2\pi \cdot M \cdot \cos \bar{i} \cdot \cos \bar{\delta}, \quad (9e)$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} y \cdot \Delta Z \cdot dx dy = 2\pi \cdot M_{(y)} = 2\pi \cdot M \cdot \cos \bar{i} \cdot \sin \bar{\delta}. \quad (9f)$$

For the first-order approximations of ΔH and ΔT one has with (2) and (3)

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} x \cdot \Delta H \cdot dx dy \approx 2\pi \cdot M_{(z)} \cos D = 2\pi \cdot M \cdot \sin \bar{i} \cdot \cos D, \quad (10a)$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} y \cdot \Delta H \cdot dx dy \approx 2\pi \cdot M_{(z)} \sin D = 2\pi \cdot M \cdot \sin \bar{i} \cdot \sin D, \quad (10b)$$

and

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} x \cdot \Delta T \cdot dx dy &\approx 2\pi (M_{(z)} \cos I \cdot \cos D + M_{(x)} \sin I) \\ &= 2\pi \cdot M (\sin \bar{i} \cdot \cos I \cdot \cos D + \cos \bar{i} \cdot \cos \bar{\delta} \cdot \sin I), \end{aligned} \quad (11a)$$

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} y \cdot \Delta T \cdot dx dy &\approx 2\pi (M_{(z)} \cos I \cdot \sin D + M_{(y)} \sin I) \\ &= 2\pi \cdot M (\sin \bar{i} \cdot \cos I \cdot \sin D + \cos \bar{i} \cdot \sin \bar{\delta} \cdot \sin I). \end{aligned} \quad (11b)$$

Equations (9) allow the estimation of all three components of the magnetic moment of the disturbing body (bodies) from observations of ΔX , ΔY , and ΔZ . As a consequence of (9d), even ΔZ together with only one of the two horizontal components is sufficient for this. Moreover, any of the three combinations ΔZ and ΔH , ΔZ and ΔT , and ΔH and ΔT allow complete calculation of the magnetic moment, as I and D are

known. Mostly, however, only one component is measured in magnetic prospecting. If the magnetization is parallel—or antiparallel—to the undisturbed field, observation of any single component suffices for the calculation of the magnetic moment of the disturbing body, as then, along with I and D , i and δ —as well as \bar{i} and $\bar{\delta}$ —are known in advance. Frequently, interpretations of iso-anomaly maps are based on this assumption, though—strictly speaking—the absence of remanent magnetization has to be checked in each case. If one component has been observed only, a conclusive check is, of course, impossible. But there still remains the possibility to calculate the east component of the magnetic moment from ΔT or ΔZ by means of (11 b) or (9f) respectively, if D is chosen to be zero. If $M_{(E)}$ thus calculated vanishes, the magnetic moment lies in the magnetic meridian, which may be taken as an indication for the absence of remanent magnetization.

In dealing with equations (9)—(11) one should keep in mind that the integrals give the combined magnetic moment of all structures with anomalous magnetization below the infinite plane of reference ($z = z_0$)—or, in praxis, of all structures with anomalous magnetization under the (finite) area over which the integration has been carried out. Even if pronounced anomalies are encountered, the magnetic moment thus calculated may be zero, for instance if the structure consists of two bodies with magnetic moments of equal magnitude but antiparallel direction. The meaning of the equations could perhaps be expressed in the following way: the field of the disturbing body (bodies) can be represented by a number of magnetic multipoles under the plane $z = z_0$. The first term, a dipole, gives a rough approximation with the same asymptotic behaviour, while the higher terms fill in the details. The integrals (9)—(11) allow the calculation of the dipole term. If the anomaly is caused by two bodies with antiparallel magnetic moments of equal magnitude, the lowest non-vanishing term is a quadrupole, and the field falls off, asymptotically, faster than $1/r^3$.

A similar cautionary note seems to be necessary with respect to K. JUNG's integral theorems for gravity anomalies. If mass excesses and mass deficits occur side by side, the integral

$$\frac{i}{2\pi f} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta g \cdot dx dy = \Delta m$$

gives the algebraic sum of all anomalous masses. The “center of gravity” of the anomaly (and by virtue of the second theorem also the center of gravity of all anomalous masses) may in this case lie far away from all masses. If the above integral gives a total anomalous mass equal to zero—as is e. g. to be expected if the structure consists of a syncline, and an anticline symmetric to the syncline—no center of gravity exists, as the nominators in the second theorem (page 84) vanish. The anomaly consists of a positive and a negative anomaly close together, and falls off, asymptotically as a dipole field. The horizontal components of the dipole with the same asymptotic behaviour follow then from the integrals

$$D_{(x)} = \frac{1}{2\pi f} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} x \cdot \Delta g \cdot dx dy,$$

and

$$D_{(y)} = \frac{1}{2\pi f} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} y \cdot \Delta g \cdot dx dy.$$

Integrals of Higher Momenta of Magnetic Anomalies

Unless $\Delta m = 0$, the two theorems of JUNG'S give the total anomalous mass and the horizontal position of its center of gravity, or, with other words, strength and position of the point mass with the same asymptotic field. For magnetic anomalies, (9)—(11) allow the calculation of the magnetic moment—or certain components of the magnetic moment—but do not give any information about the location of this magnetic moment. For this purpose, one could try to evaluate integrals of higher momenta of the anomalies. The general type of the integrals would be $\int \int x^n \cdot y^m \cdot \Delta X \cdot dx dy$ (n, m positive integers). Most of these integrals, however, become infinite when carried out over the infinite plane $z = z_0$. The only exceptions are

- a) $n = m = 0$ b) $n = 1; m = 0$
 c) $n = 0; m = 1$ d) $n = m = 1$.

a) corresponds to (6)—(8), b) and c) to (9)—(11).

The remaining case d) corresponds to integrals of the type

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} x \cdot y \cdot \Delta X \cdot dx dy \quad (\Delta Y, \Delta Z, \Delta H, \Delta T \text{ respectively}).$$

With the substitution $x \cdot y = uv + u\eta + v\xi + \eta\xi$ one has

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} x \cdot y \cdot \Delta X \cdot dx dy &= \int_B \int \int \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} u \cdot v (J_{(x)} U_{xx} + J_{(y)} U_{xy} + J_{(z)} U_{xz}) du dv \right. \\ &+ \eta \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} u (J_{(x)} U_{xx} + J_{(y)} U_{xy} + J_{(z)} U_{xz}) du dv \\ &+ \xi \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} v (J_{(x)} U_{xx} + J_{(y)} U_{xy} + J_{(z)} U_{xz}) du dv \\ &\left. + \xi\eta \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (J_{(x)} U_{xx} + J_{(y)} U_{xy} + J_{(z)} U_{xz}) du dv \right] d\xi d\eta d\zeta. \end{aligned}$$

Comparison with the integral table or with previous formulae shows that

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} x \cdot y \cdot \Delta X \cdot dx dy = 2 \pi_B \iiint \eta \cdot J_{(z)} d\xi d\eta d\zeta. \quad (12a)$$

and similarly

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} x \cdot y \cdot \Delta Y \cdot dx dy = 2 \pi_B \iiint \xi \cdot J_{(z)} d\xi d\eta d\zeta. \quad (12b)$$

These two equations can be used to define—in analogy to the center of gravity—the “center of vertical magnetization” by means of

$$\eta_c^{(z)} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} x \cdot y \cdot \Delta X \cdot dx dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} x \cdot \Delta X \cdot dx dy} \quad (13a)$$

and

$$\xi_c^{(z)} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} x \cdot y \cdot \Delta Y \cdot dx dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} y \cdot \Delta Y \cdot dx dy}, \quad (13b)$$

provided the nominators do not vanish.

The corresponding equations for the other anomalies are

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} x \cdot y \cdot \Delta Z \cdot dx dy &= 2 \pi_B \iiint [\eta J_{(x)} + \xi J_{(y)}] d\xi d\eta d\zeta \\ &= 2 \pi (\eta_c^{(h)} M_{(x)} + \xi_c^{(h)} M_{(y)}) \\ &= 2 \pi \cdot M (\eta_c^{(h)} \cos \bar{i} \cdot \cos \bar{\delta} + \xi_c^{(h)} \cos \bar{i} \cdot \sin \bar{\delta}), \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} x \cdot y \cdot \Delta H \cdot dx dy &= 2 \pi_B \iiint J_{(z)} (\eta \cos D + \xi \sin D) d\xi d\eta d\zeta \\ &= 2 \pi \cdot M_{(z)} (\eta_c^{(z)} \cos D + \xi_c^{(z)} \sin D), \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} x \cdot y \cdot \Delta T \cdot dx dy &= 2 \pi_B \iiint [(\eta \cos D + \xi \sin D) J_{(z)} \cos I \\ &\quad + (\eta J_{(x)} + \xi J_{(y)}) \sin I] d\xi d\eta d\zeta \\ &= 2 \pi [M_{(z)} (\eta_c^{(z)} \cos D + \xi_c^{(z)} \sin D) \cos I \\ &\quad + (\eta_c^{(h)} M_{(x)} + \xi_c^{(h)} M_{(y)}) \sin I] \\ &= 2 \pi \cdot M [(\cos D \cdot \cos I \cdot \sin \bar{i} + \cos \bar{\delta} \cdot \cos \bar{i} \cdot \sin I) \eta_c^{(T)} \\ &\quad + (\sin D \cdot \cos I \cdot \sin \bar{i} + \sin \bar{\delta} \cdot \cos \bar{i} \cdot \sin I) \xi_c^{(T)}], \end{aligned} \quad (16)$$

where

$$\xi_c^{(h)}, \eta_c^{(h)}; \xi_c^{(T)}, \eta_c^{(T)}$$

are the horizontal coordinates of the “center of horizontal magnetization” and the “center of magnetization connected with ΔT ” respectively. It is rather difficult to explain the meaning of the phrase “connected with ΔT ” in the general case—except by referring to (16) or to (19b, c) below.

Though both ξ_c and η_c are involved in (14)—(16), these equations allow actually the calculation of only one coordinate of the “centers of magnetization”. This can be seen best in coordinate systems where the factor of one of the coordinates vanishes: for (14), the x -axis is lined up with the horizontal component of the magnetic moment ($M_{(h)}$). (Then the azimuth $\bar{\delta}'$ in the new $x' - y'$ -system is zero.) In this system,

$$\eta_c^{(h)} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} x' \cdot y' \cdot \Delta Z \cdot dx' dy' \bigg/ \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} x' \cdot \Delta Z \cdot dx' dy' \quad (17)$$

would be the η' -coordinate of the “center of horizontal magnetization”. Practically, this is the shortest distance between the origin and a line drawn parallel to $M_{(h)}$ through the center of horizontal magnetization.

For (15), the x' -axis is pointed towards magnetic north (with other words, D' is zero in this coordinate system). Then one has

$$\eta_c^{(z)} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} x' \cdot y' \cdot \Delta H \cdot dx' dy' \bigg/ \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} x' \cdot \Delta H \cdot dx' dy' \quad (18)$$

for the east-component of the distance from origin to “center of vertical magnetization”.

Finally, for the interpretation of (16), an $x'' - y'' - z$ -system is chosen in such a way that angle β between x -axis and x'' -axis is

$$\beta = \text{tg}^{-1} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} y \cdot \Delta T \cdot dx dy \bigg/ \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} x \cdot \Delta T \cdot dx dy \right].$$

In this new coordinate system one has

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} y'' \cdot \Delta T \cdot dx'' dy'' = 0 \quad (19a)$$

and

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} x'' \cdot \Delta T \cdot dx'' dy'' = -2\pi \cdot M \frac{\cos \frac{D'' - \bar{\delta}''}{2}}{\cos \frac{D'' + \bar{\delta}''}{2}} \sin(\bar{i} + I), \quad (19b)$$

where D'' and $\bar{\delta}''$ obey the additional equation

$$\text{tg} \frac{D'' + \bar{\delta}''}{2} = -\frac{\sin(\bar{i} - I)}{\sin(\bar{i} + I)} \cdot \text{tg} \frac{D'' - \bar{\delta}''}{2}. \quad (19c)$$

Then one has

$$\eta_c^{(T)} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} x'' \cdot y'' \cdot \Delta T \cdot dx'' dy'' \bigg/ \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} x'' \cdot \Delta T \cdot dx'' dy'' \quad (20)$$

for the η'' -coordinate of the "center of magnetization connected with $\Delta T''$ ". The difficulties in explaining the meaning of the phrase remain the same in the new system. If $\bar{i} = I$, however, it follows from (19c) that the x'' -axis bisects the angle between magnetic field and magnetization. The right hand side of (19b) reduces to $2\pi \cdot M \cos \bar{\delta}'' \cdot \sin 2I$. Thus the direction of magnetization to which (20) refers can be described as "along a line with a dip of $90^\circ - I$ and with an azimuth that bisects the angle between field and magnetization".

The difficulties in the interpretation of (20) in the general case are reflected in the fact that nearly always the assumption $D = \delta = \bar{\delta}$, $I = i = \bar{i}$ is made. Then the component of magnetization referred to is the one "in the magnetic meridian with a dip of $90^\circ - I$ ".

The centers of magnetization thus defined do not necessarily coincide: if a structure consists e. g. of two separate bodies with horizontal and vertical magnetization respectively, the centers of horizontal and vertical magnetization will clearly lie at different places. If, however, inclination i and azimuth δ of the magnetization are the same everywhere, the coordinates calculated by means of (13), (17), (18), and (19) will refer all to the same point. For homogeneous magnetization (not only the direction but also the magnitude of magnetization is the same everywhere in the structure), this point will be the projection of the geometric center of the body onto the plane $z = z_0$. If the disturbing body has homogeneous density, this point is also its center of gravity.

A Simple Model for the Integrals Discussed Above

The content of (16)—(19) could be visualized in the following way: from the iso-anomaly map for ΔZ (and similarly for all other anomalies) a ΔZ -relief is constructed by cutting the contours from cardboard and gluing these cardboard pieces into position. The weight of a part of this relief with rectangular base (bounded by the lines $x = x_1$, $x = x_2$, $y = y_1$, $y = y_2$) is

$$W^{(z)}(x_1, x_2; y_1, y_2) = \alpha \int_{x_1}^{x_2} \int_{y_1}^{y_2} \Delta Z \cdot dx dy.$$

The conversion factor α depends on scale, contour interval, and weight per unit area of cardboard. It can be found most easily by experiment. As no cardboard with "negative weight per unit area" exists, two reliefs are constructed for positive and negative parts of the anomaly respectively.

Equations (6)—(9) require that the weight of the "negative" relief is equal to that of the "positive" relief:

$$W_{\infty}^{(+)} = W_{\infty}^{(-)} = W.$$

If $S^{(+)}$ and $S^{(-)}$ are the centers of gravity of the two partial reliefs and \vec{s} the vector from $S^{(+)}$ to $S^{(-)}$, the left hand sides of (9e) and (9f) are represented by

$$\alpha \cdot s_{(x)} \cdot W^{(z)} \quad \text{and} \quad \alpha \cdot s_{(y)} \cdot W^{(z)}$$

respectively. Similar representation exist for (9a—d), (10), and (11). The centers of magnetization lie between $S^{(+)}$ and $S^{(-)}$, and the lines through these centers which have been mentioned in the discussion of (17)—(19) are straight lines through $S^{(+)}$ and $S^{(-)}$.

Conclusions

In this paper, some integrals of magnetic anomalies and of momenta of magnetic anomalies are expressed in terms of the magnetic moment of the disturbing bodies. A first set of equations shows that the integrals of ΔX , ΔY , and ΔZ (and in good approximation also those of ΔH and ΔT) over the infinite plane $z = z_0$ vanish. This relationship could be employed to check the consistency of iso-anomaly maps (non-vanishing integrals indicate errors in measurements or reductions). A second set of equations connects integrals of the type $\iint x \cdot \Delta Z \cdot dx \, dy$ with components of the magnetic moment of the disturbing body. By means of these equations some of the parameters of the disturbing bodies can be derived directly from the iso-anomaly map without assumptions, additional information, or comparison with computed curves.

A third set of integrals is connected with the "centers of magnetization". Here the complexity of the expression relating to ΔT illustrates, that the interpretation of anomalies of the magnitude of the magnetic field can become rather difficult if remanent magnetization cannot be neglected.

The representation of the integrals discussed in the last section has certainly but little practical value. But it may assist—even if performed only mentally—in the training of a "magnetic eye" for the interpretation of iso-anomaly maps.

Acknowledgements

The author wishes to express his thanks to Professor G. ANGENHEISTER for many helpful discussions on subjects related to this paper.

References

- [1] JUNG, K.: Direkte Methoden zur Bestimmung von Störungsmassen aus Anomalien der Schwereintensität. *Zeitschr. f. Geophysik* 13 (1937), pp. 45—67.
- [2] JUNG, K.: *Schwerkraftverfahren in der Angewandten Geophysik*. Leipzig 1961.
- [3] ANGENHEISTER, G.: *Berechnung von Modellen in der angewandten Geophysik*. Lecture at Munich University, summer term 1962 (unpublished).
- [4] VESTINE, E. H. and N. DAVIDS: Analysis and Interpretation of Geomagnetic Anomalies *Terr. Mag.* 50 (1945), pp. 1—36.

Verzeichnis der geophysikalischen Vorlesungen an den deutschen Universitäten und Hochschulen

Auf Anregung des Vorstandes der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft sollen in Zukunft zweimal jährlich (Sommer- und Wintersemester) die geophysikalischen Vorlesungen an den deutschen Universitäten und Hochschulen in übersichtlicher Form veröffentlicht werden. Diese Übersichten sollen in erster Linie den Studenten die Auswahl der Hochschule erleichtern, an der sie studieren wollen. Außerdem sollen sie einen, wenn auch rohen, Überblick über die Gebiete vermitteln, die an den einzelnen Hochschulen bevorzugt behandelt werden. Die Zusammenstellungen können auf Grund ihrer Entstehung keinen Anspruch auf Vollständigkeit erheben. Den Kollegen, die die nötigen Auskünfte erteilt haben, sei an dieser Stelle besonders gedankt.

Im Interesse der Kürze sind Titel und Vornamen der Vortragenden sowie die Übungen und Kolloquien weggelassen.

Die Reihenfolge der einzelnen Hochschulen ist alphabetisch, die Reihenfolge der Vorlesungen entspricht den übersandten Unterlagen. Die Zahlen in Klammern () geben die Anzahl der Wochenstunden an.

Die Schriftleitung

T. H. Aachen

Ausgewählte Beispiele geophys. Messungen (2)

WOLFF

F. U. Berlin

Einführung in die Wetteranalyse I (2)

SCHERHAG

Theoretische Meteorologie III/Dynamik der Atmosphäre (4)

FORTAK

Grundlagen der theoretischen Meteorologie I (2)

FORTAK

Radiometeorologische Probleme (1)

BROCKS

Einführung in die Methoden der Witterungsvorhersage I (1)

CLAUSS

Einführung in die Geophysik I (2)

FEUSSNER

Ausgewählte Kapitel zur Meteorologischen Instrumentenkunde (1)

BURGER

Die Anwendung von Wettersatelliten in der Meteorologie (1)

HAUPT

Humboldt-Universität Berlin

Einführung in die Meteorologie (2)

BÖHME

Einführung in die Klimatologie (1)

BÖER

Einführung in die Physik der festen Erde (2)

OLBERG

Atmosphärische Optik (2)

FOITZIK

Klimatologie von Asien (1)

HENDL

Theoretische Meteorologie (2)

HÄUSER

Einführung in die technische Klimatologie und Meteorologie (1)

BÖER

Synoptische Meteorologie (2)

WEHNER

Statistische Methoden der Meteorologie und Geophysik (2)

TAUBENHEIM

Hydrologie (2)

CZEPA

Strahlung in der Atmosphäre (1)

BÖHME

Ausgewählte Kapitel aus der theoretischen Meteorologie (1)	BÖHME
Das geomagnetische Variationsfeld (2)	FANSELAU
Angewandte Geophysik I (2)	FANSELAU
Seismologie (2)	MAUERSBERGER
Meßmethoden der Geophysik (2)	SCHMIDT
Universität Bonn	
Wetter und Klima in der gemäßigten und polaren Zone (2)	FLOHN
Spezielle Probleme der synopt. Meteorologie (2)	LINGELBACH
Angewandte Agrarmeteorologie, ausgewählte Kapitel (1)	SEEMANN
Atmosphärische Turbulenz (1)	SCHMITZ
T. H. Braunschweig	
Einführung in die Geophysik (1)	KERTZ
Potentialtheorie der Geophysik (2)	KERTZ
Meteorologie II (Klimatologie) (1)	KERTZ
Bergakademie Clausthal	
Einführung in die Physik der festen Erde II (2)	MENZEL
Die Erde als Planet (2)	MENZEL
Theorie der geophys. Aufschlußverfahren (2)	MENZEL
Isotopengeophysik (1)	WENDT
T. H. Darmstadt	
Theoretische Meteorologie II (Kinematik) (2)	WIPPERMANN
Methoden der numerischen Wettervorhersage (1)	WIPPERMANN
Allgemeine Meteorologie II (2)	KLUG
Universität Frankfurt	
Austauschvorgang in der Atmosphäre (1)	MÜGGE
Luftchemie und atmosphärische Radioaktivität (2)	GEORGI
Erdmagnetismus und Geoelektrik (2)	BERCKHEMER
Synoptische Meteorologie (2)	WACHTER
Theoretische Meteorologie III (2)	REYMANN
Bergakademie Freiberg/Sa.	
Theoretische Physik für Geophysiker II (3)	RÖSLER
Theoretische Physik für Geophysiker IV (3)	BUCHHEIM
Allgemeine Geophysik II (2)	BUCHHEIM
Gezeiten (2)	BUCHHEIM
Theorie der seismischen Wellen (2)	RÖSLER
Einführung in die Meteorologie (2)	MÜLLER
Die stoffliche Konstitution des Planetensystems (2)	HOPPE
Physikalische Geodäsie (2)	RÜGER

Universität Freiburg

Einführung in die Geophysik II (Felder) (2)	RAWER
Einführung in die Meteorologie (2)	LOSSNITZER

Universität Göttingen

Analyse periodischer Funktionen mit geophys. Anwendungen (2)	BARTELS
Erdmagnetismus und Polarlicht (1)	BARTELS
Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in der Atmosphäre und im Weltraum (1)	DIEMINGER
Aktuelle Diagnose und Prognose des Wetters (2)	HUMMEL
Ergebnisse der experimentellen Weltraumforschung (1)	EHMERT

Universität Hamburg

Meteorologie I (2)	RAETHJEN
Physikalische Klimatologie unter besonderer Berücksichtigung der Klimatypen (2)	BROCKS
Grundzüge der Physik der maritimen Atmosphäre (1)	ROLL
Atmosphärische Energetik (1)	FISCHER
Grundzüge der elektronischen Meßgeräte der Geophysik (1)	STILKE
Hydrographie der Ozeane (1)	HANSEN
Ausgewählte Kapitel aus der Chemie des Meeres (1)	KALLE
Bewegung, Figur und Schwerkraftfeld der Erde, Massenverteilung in der Erdkruste (2)	JUNG
Magnetische, elektrische, radioaktive und thermische Methoden der angewandten Geophysik (2)	JÜNG
Die Erde als Planet (2)	STROBACH

T. H. Hannover

Thermodynamik der Atmosphäre (2)	DAMMANN
Meteorologische Instrumente und Beobachtungsmethoden (2)	DAMMANN
Klimatologie (2)	DAMMANN

Landwirtschaftliche Hochschule Hohenheim

Allgemeine Wetter- und Klimakunde (1)	REUTSCHLER
---------------------------------------	------------

Universität Jena

Angewandte Geophysik (2)	SPONHEUER
--------------------------	-----------

T. H. Karlsruhe

Synoptische Meteorologie (4)	DIEM
Einführung in die Geophysik (1)	DIEM

Universität Kiel

Einführung in die Geophysik (2)	JUNG
Erdmagnetismus und seine kosmischen Beziehungen (3)	JUNG
Atmosphärische Energetik (2)	DEFANT
Prinzipien der mathematischen Wettervorhersage II (1)	DEFANT
Physik des Meerwassers (2)	DIETRICH
Hydrographie der Nord- und Ostsee (1)	DIETRICH
Einführung in die theoretische Ozeanographie III (1)	KRAUS
Interne Wellen (2)	KRAUS

Universität Köln

Ozeanographie (3)	PAETZOLD
Methoden und Ergebnisse der Weltraumforschung (2)	PAETZOLD

Universität Mainz

Allgemeine Meteorologie (3)	JUNGE
Turbulenz (1)	JUNGE
Strahlung und Optik III (1)	JUNGE mit Assist.
Meteorologische Instrumente (1)	JUNGE mit Assist.
Einführung in die numerische Wettervorhersage III (1)	HINKELMANN
Wetterbesprechung (1)	JUNGE mit Assist.
Geoelektrik (3)	ROSENBACH
Isotopengeophysik und Geothermik (1)	ROSENBACH

Universität München

Physikalische Eigenschaften der Gesteine (2)	ANGENHEISTER
Einführung in die Vorlesung der Geophysik (2)	ANGENHEISTER mit HELBIG
Geodynamik (2)	ANGENHEISTER
Physik der festen Erde (2)	HARDTWIG
Analyse periodischer Vorgänge (2)	HARDTWIG
Ausbreitung elastischer Wellen I (1)	FÖRTSCH
Meteorologie II (3)	MÖLLER
Allgemeine Dynamik der Atmosphäre (2)	HOLLMANN
Aerologie (2)	MÜLLER

Universität Münster

Grundlagen der Physik der Atmosphäre (2)	BROCKAMP
Praktische Seismometrie (2)	BAULE

T. H. Stuttgart

Angewandte Geophysik (2)	HILLER
Der physikalische Aufbau des Erdinnern (2)	HILLER

Universität Tübingen

Grundlagen der allgemeinen und angewandten Geophysik IV (2)	HILLER
Thermodynamik der Atmosphäre (1)	MÜHLEISEN

Geophysikalische Geräte für

Gravimetrie

Seismik

Bohrloch-Messungen

für wissenschaftliche Grundlagenforschung, für die Aufsuchung von Bodenschätzen und für Baugrunduntersuchungen, für Feldmessungen und für die Auswertung von Seismogrammen im Laboratorium.



ELECTRO-TECH

Die „Electro-Tech“- geophysikalischen Apparate und „Widco“- Bohrloch-Meßgeräte der Mandrel Gesellschaften sind robust konstruiert und haben sich auch unter schwierigen Bedingungen in vielen Ländern bei schnellen Übersichts-Erkundungen und für gründliche Erforschungen bewährt.

Mandrel Industries, Inc.,
5234, Glenmont Drive,
Houston 36, Texas,
und
Mandrel Cie.,
59, Avenue des Romains,
Annecy (Haute Savoie)

Vertretung für die Bundesrepublik Deutschland
und die Österreichische Republik:
Friederich Justus & Co.,
2000 Hamburg 1,
Heidenkampsweg 74,
Sachsenburg, 11. Stock,
Fernsprecher: 242400,
Fernschreiber: 0211614, riensch hmb,
Telegrammanschrift: Heldmira.

Wir stellen aus auf der »Inter-oil«, Halle 7, Stand 917

PRAKLA auch auf der

inter-oil

Frankfurt/Main, Juni 1963



BEWEGLICH

In der Anwendung der neuesten
Methoden bei allen geophysikalischen
Untersuchungen



HANNOVER · HAARSTRASSE 5 · RUF: 80721 · FERNSCHREIBER: 0922847 · DRAHT: PRAKLA