

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 28

1962

Heft 3



P H Y S I C A - V E R L A G · W Ü R Z B U R G

Postverlagsort Würzburg

INHALTSVERZEICHNIS

<i>Rönicke, G.</i> : Erfahrungen mit luftelektrischen Sondierungen in der freien Atmosphäre	105
<i>Schulz, G.</i> : Der mittlere Fehler bei Geschwindigkeitsberechnungen aus der Krümmung von Reflexionen	127
<i>Meitzner, W.</i> : Magnetische Untersuchungen am Backenberg bei Güntersen	137
<i>Friedemann, H.</i> : Patentbericht. Erschütterungsmesser, insbesondere Seismograph	155
Mitteilung	156

DIE ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

erscheint in Jahrgängen zu je 6 Heften. Der Bezugspreis beträgt je Jahrgang 40,— 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. 55983

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

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

Druckerei: R. Oldenbourg, Graph. Betriebe GmbH, München

Printed in Germany



PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1962

Erfahrungen mit luftelektrischen Sondierungen in der freien Atmosphäre

Von G. RÖNICKE, Freiburg i. Br. ¹⁾

Eingegangen am 30. November 1961

Zusammenfassung: Es wird über Erfahrungen berichtet, die bei Radiosondenaufstiegen zur Messung des luftelektrischen Feldes gewonnen wurden. Neben einer Beschreibung des während der Arbeiten weiterentwickelten Meßgerätes, werden in einer Untersuchung des Elektrometer-teils der Sonde die Anwendungsgrenzen des Verfahrens der „invertierten Triode“ aufgezeigt.

Das Meßverfahren der radioaktiven Kollektoren wird an Hand der gewonnenen Erfahrungen diskutiert. Es wird die Wirkung der Ionenfahne der Kollektoren auf die Messung beschrieben, die sich bei Pendelungen in Feldvariationen bis zu statischen Kurzschlüssen auswirken kann. Die Änderung der Kollektoreigenschaften mit der Höhe wird untersucht.

Bei Aufstiegen zeigt sich, unter gewissen Bedingungen, das Auftreten eines relativ starken Stromes, der das Meßsystem vertikal durchläuft und als Verschiebungsstrom gedeutet wird. Die Ergebnisse fordern eine strenge Anpassung des Meßteiles an die äußeren Bedingungen.

Summary. The paper reports experiences, made by measurements of the electric field of the atmosphere by use of radiosondes. The instrument is described and an investigation of the electrometer-part of the equipment shows the limit of the use of the so called “inverted triode”.

The method of measurement, using radioactive collectors, is discussed. The effect of the Ion-tail following the ascending collectors produces variations of the indicated voltage according to the pendulum-effect until to short-circuit. The variation of the collector-tail's quality with the height is discussed.

During the ascents, under certain conditions, a relative strong current occurs going vertical through the measurement-system and is supposed to be a dielectric displacement-current. The results demand a strong matching of the measurement-system to the exterior conditions.

Während der Arbeiten im Geophysikalischen Jahr in San Salvador C. A. wurden für die Sondierung des luftelektrischen Feldes der freien Atmosphäre Radiosonden eines Typs verwendet, der in Gerlands Beiträgen [1] z. Physik 66 (1957), S. 313, beschrieben wurde. Im Verlaufe der Messungen ergab sich die Notwendigkeit einer Umgestaltung dieser Sonde, über die im folgenden berichtet werden soll. Die bei den Aufstiegen gewonnenen Erfahrungen über das Verhalten der Sonde beim Aufstieg sollen beschrieben werden, da sie von allgemeinem Interesse sind im Hinblick auf die Möglichkeiten des Meßverfahrens.

¹⁾ Dr. G. RÖNICKE, Freiburg i. Br., Breisacherstraße 4.

Das Meßgerät

Die zuerst für einen Übertragungskanal von 400 MHz ausgelegte Sonde wurde bald auf 28 MHz umgestellt. Die am Meßort auftretenden Empfangsschwierigkeiten durch steile Höhenwinkel und starke Feuchtigkeitssprünge in der Atmosphäre konnten bei 28 MHz besser umgangen werden.

Durch die Verwendung von Anoden-Batterien traten im Gebiet der sehr kalten tropischen Tropopause (bis -87° gemessen) Betriebsspannungsänderungen in der Sonde auf, die eine laufende Nullpunkts- und Eichkontrolle erforderlich machten. Die Sondenschaltung wurde erweitert durch den Einbau uhrwerkgesteuerter Relais, die in Minutenabstand Null- und Eichpunkte eintasteten. Für die Eichpunkte wurde dabei eine unbelastete Batterie verwendet, da der Kälteeffekt bei unbelasteten Batterien, unter den herrschenden Bedingungen, vernachlässigbar ist. Die Ergebnisse der Untersuchungen über den Kälteeffekt sind in dem Arbeitsbericht der A. G. I.-Expedition San Salvador ausführlich beschrieben. Das Schaltbild der erweiterten Sonde ist in Abb. 1 gegeben. Auf dem Diagramm der Abb. 2 sind die Betriebseigenschaften der Sonde abzulesen.

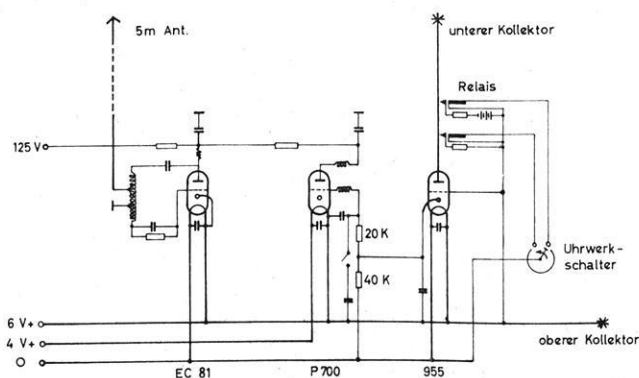


Abb. 1: Schaltbild der Sonde.

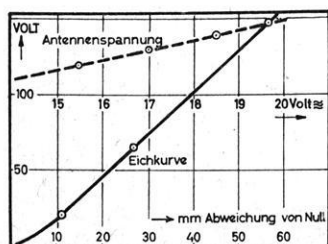


Abb. 2: Betriebseigenschaften der Sonde.

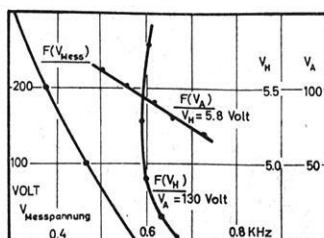


Abb. 3: Abhängigkeit der Signalfrequenz von den Betriebsbedingungen.

Die stark gezogene Kurve gibt die Eichkurve in mm-Abweichung von der Nulllinie auf dem Registrierstreifen an. Die gestrichelte Kurve gibt die Hochfrequenzspannung am Antennenspeisepunkt in Abhängigkeit von der Anodenspannung an und damit ein Maß der Senderstärke. Auf Abb. 3 sind die Diagramme zusammengestellt, die die Änderung der Signalfrequenz mit der Änderung der Betriebsspannungen angeben, die drei Kurven geben die Abhängigkeit von der an der Elektrode anliegenden Meßspannung, der sich ändernden Heizspannung oder der Anodenspannung wieder.

Die Nullpunktslage und die Eicheintastung

Während des Aufstiegs tritt eine Änderung der Betriebsspannungen der Sonde auf, die ihre Ursache in dem Zusammenspiel von Batterieermüdung und Auskühlung hat und recht komplexer Natur ist. Die Nullpunktabwanderung infolge Batteriespannungsabfall sollte nach den aufgenommenen Charakteristiken nach höheren Frequenzen gehen, in der Registrierung also nach rechts. Bei den Aufstiegen jedoch tritt fast immer eine Abwanderung nach links auf, also nach tieferen Frequenzen, entgegen der Erwartung. Aus Aufstiegen mit Strahlungssonden ist der normale Abwanderungsverlauf für ein gleiches System bekannt. Aus den elektrischen Aufstiegen wurde eine mittlere Verlaufskurve des Nullpunktes gewonnen. Aus beiden ergibt sich eine Differenzkurve, die die wirkliche Verschiebung des Nullpunktes bei den elektrischen Aufstiegen anzeigt. Diese Kurven sind auf Abb. 4 zusammengestellt. Allein aus

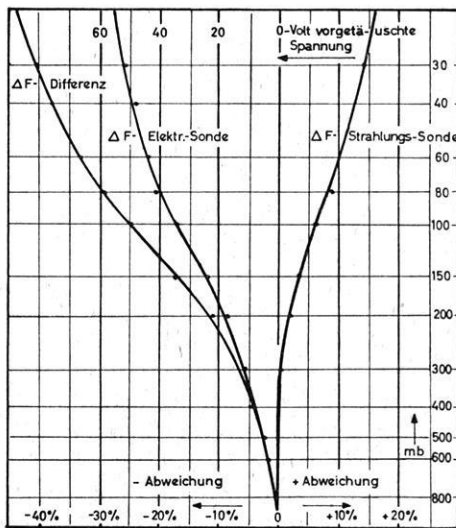


Abb. 4: Mittlerer Nullpunktsverlauf der luftelektrischen Aufstiege und der Strahlungsaufstiege.

dem Verlauf der Nullpunktskurve der elektrischen Aufstiege läßt sich eine vorge-täuschte Spannung in Volt angeben, wenn man die Bodeneichung zugrunde legt und den Nullpunkt als konstant über den Aufstieg annimmt. Auf die Ursachen dieser gegen die Erwartung verlaufenden Nullpunktsverschiebung soll später eingegangen werden. Hier interessiert nur die Tatsache, daß der Nullpunkt einer Verschiebung unterliegt. Aus diesen Gründen war es ratsam, während des Aufstiegs Kontrollen der Nullpunktslage und der Eichung durchzuführen. Der mögliche Fehler kann bei Nichtbeachtung dieses Effektes in großen Höhen und bei kalten Tropopausen bis in die Größenordnung 40 bis 60 Volt ansteigen. Auf die konstruktiven Maßnahmen zur Durchführung der Nullpunktskontrolle soll hier nicht eingegangen werden, sie sind in dem Arbeitsbericht der A.G.I.-Expedition San Salvador ausführlich beschrieben.

Untersuchungen an der Elektrometerstufe

Gewisse Verlaufsänderungen der Eichkurven um den Nullpunkt und deren Abhängigkeit von den R-C-Bedingungen des Eichkreises ließen sich nur durch die Annahme eines „Gitterstromes“ der Elektrometerschaltung deuten. Als Elektrometer-röhre wurde eine Triode 955 in der üblichen, in der Literatur [2] angegebenen Schaltung als invertierte Triode verwendet. Zur Abschätzung dieses „Gitterstromes“ wurde diese Schaltung einer Untersuchung unterzogen, über die im folgenden berichtet werden soll. Die verwendete Meßschaltung ist in Abb. 5 wiedergegeben. Der in der

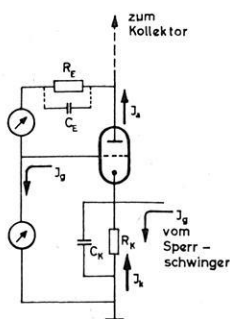


Abb. 5: Schaltbild der Elektrometerstufe.

Röhre fließende Strom I_k teilt sich in einen Anteil I_g , der über das Gitter abfließt, und einen Anteil I_a der über die Anode, und damit über den Elektrometermeßteil abfließt.

Ursache des Stromes ist die thermische Energie der Elektronen nach dem Austritt aus der Kathode. Nur Elektronen mit einer thermischen Geschwindigkeit $v > E_0$ können die Kathode verlassen, wobei E_0 die Austrittsarbeit kennzeichnen soll. Die Verteilung der Elektronenenergie nach dem Austritt folgt einem statistischen Gesetz und ist abhängig vom Heizzustand der Röhre.

Die im Kathodenzweig bei verschiedenen Kathodenwiderständen gemessenen Ströme I_k sowie die dazugehörigen Ströme im Elektrometerzweig I_a sind auf dem Diagramm der Abb. 6 dargestellt. Für den angegebenen Maßstab ist der Strom I_k

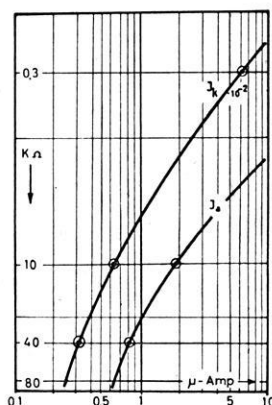


Abb. 6: I_k und I_a der Elektromerröhre als Funktion des Kathodenwiderstandes.

mit 10^2 zu multiplizieren. Als Beispiel: Für einen Kathodenwiderstand von 10 kOhm ergibt sich ein Kathodenstrom zu $62,2 \mu\text{Amp}$ und ein Gitterstrom im Elektrometerzweig $I_a = 1,8 \mu\text{A}$. Allgemein beträgt der Gitterstrom 2 bis 3% des Kathodenstromes.

Für drei feste Kathodenwiderstände 10, 40 und 80 kOhm wurde der Gitterstrom des Elektrometerzweigs in Abhängigkeit von dem Abschlußwiderstand des Elektrometerzweigs bestimmt. Der Verlauf der Ströme ist auf dem Diagramm der Abb. 7 eingetragen. Bei Abschlußwiderständen von 10^6 bis 10^7 Ohm liegen die Gitterströme in der Größenordnung von 1 bis $2 \cdot 10^{-7}$ A. Die Summe der am Kathodenwiderstand

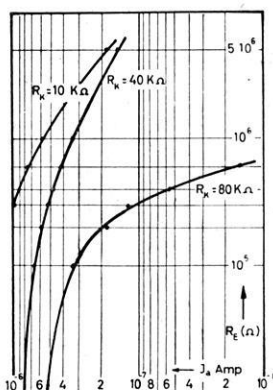


Abb. 7: I_a Gitterstrom der Elektromerröhre abhängig vom Abschlußwiderstand der Elektrometerstufe für 3 feste Kathodenwiderstände 10,40 und 80 kOhm.

und dem Abschlußwiderstand der Elektrometerstufe auftretenden Spannungen liegt in der Größenordnung von 2 bis 3 Volt und entspricht der Austrittsarbeit der Elektronen aus der Kathode.

Die vorliegenden Untersuchungen gelten nur für relativ geringe Widerstände in der Elektrometerstufe wie sie bei der Eintastung der Eichpunkte verwendet wurden. Bei den Messungen in der Atmosphäre, wo die Widerstände um Größenordnungen höher liegen, wird der Einfluß der, nach der statistischen Verteilung vorhandenen, Elektronen höherer Energie stärkere Aufladung der Anode bringen. Dabei wird sich ein Gleichgewicht einstellen zwischen zugeführter Ladung von der Kathode und der bei vorhandener Kapazität des Elektrometersystems über die hohen Widerstände ableitbaren Ladung.

Die praktische Verwendung des Prinzips der invertierten Triode war aus den vorliegenden Gründen immer begleitet mit Maßnahmen, die dem Elektromerterteil eine negative Vorspannung erteilen sollten, sei es eine vorgeschaltete Batteriespannung bei LUGEON-BOHNENBLUST [3], oder die Verwendung der 6-V-Batteriespannung zur negativen Vorspannung der Kathode. Im Bereich kleiner Vorspannungen um Null bleibt eine Unsicherheit, die zu der Unmöglichkeit positive Spannungen zu messen noch hinzukommt. Eine Reihe von Autoren ist aus diesen Gründen auf die Verwendung von normalen [4], [5] Elektromerröhren zurückgegangen. Leider war für die im AGI laufenden Messungen eine Umstellung auf Elektromerröhren infolge Nachschubschwierigkeiten nicht mehr möglich, so daß mit der invertierten Triode trotz aller Mängel gearbeitet werden mußte.

Das Verhalten der Sonde im Aufstieg

Durch Pendelung hervorgerufene Variationen

Bekanntlich läßt sich bei Aufstiegen mit Radiosonden ein Pendeln des Gespannes nur sehr schwer vermeiden. Die auftretenden Schwingungen des Meßfühlersystems zeigten sich in Variationen des abgegriffenen luftelektrischen Feldes. Die Wirkung dieses Effektes soll in den folgenden Registrierausschnitten veranschaulicht werden.

In der Abb. 8 ist gezeigt, daß bei den angeführten drei Positionen im Verlaufe einer Pendelschwingung des Meßfühlersystems jeweils verschiedene Potentialdifferenzen

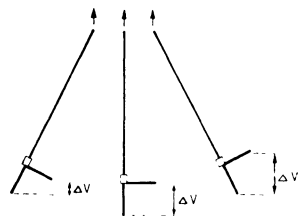


Abb. 8: Die Abhängigkeit der abgegriffenen Potentialdifferenz von der Pendellage des Meßfühlersystems.

des Feldes herausgegriffen werden. Es entsteht dabei ein Registrierverlauf, der die Pendelschwingungen andeutet. Voraussetzung ist natürlich dabei, daß die Sonde genügend empfindlich und trägheitslos arbeitet. Hinzu kommt noch, daß das Meßfühlersystem ja kein homogenes Feld abgreift, sondern daß das Feld durch die Meßanordnung und die Kollektoren selbst stark deformiert wird. Die Feldlinien sind an den Spitzen der Meßfühler zusammengedrängt. Besonders ist dies der Fall bei den Aufstiegen, bei denen eine 5 m lange Sendeantenne verwendet werden mußte, an der die Sonde aufgehängt war.

Auswirkungen dieses Pendeleffektes sind auf den Registrierbeispielen der Abb. 9 und 10 zu sehen. Deutlich sind die den Pendelschwingungen zugeordneten regelmäßigen Variationen zu erkennen. Die durch gestrichelte Linien verbundenen Signale sind die pro Minute eingetasteten Null- und 25-Volt-Eichpunkte. Darunter ist die Zeitskala in laufende Minuten des Aufstieges angegeben.

Beim Aufstieg Nr. 20 in den Abb. 9 und 10 handelt es sich um eine Sonde, bei der der Bereich 0 bis 25 Volt stark aufgespreizt war, um zu einer genaueren Messung der geringen Feldwerte in größeren Höhen zu kommen. Daher das breite Gebiet zwischen 0- und 25-V-Signal.

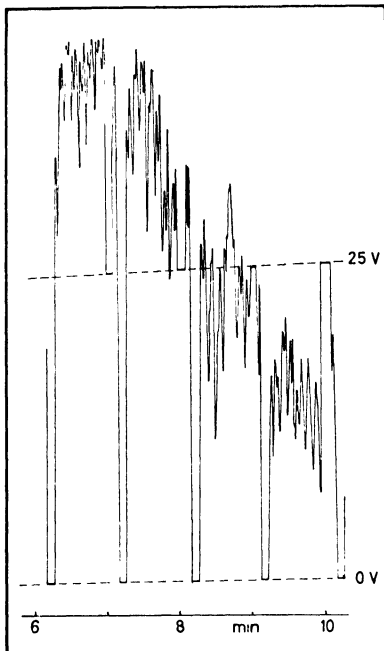


Abb. 9: Registrierausschnitt aus Aufstieg Nr. 20 vom 27. 1. 59.

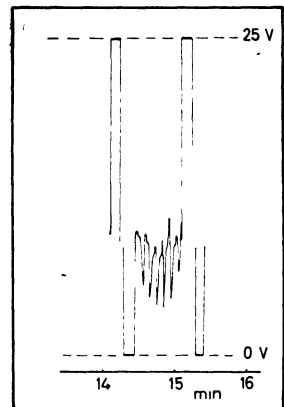


Abb. 10: Registrierausschnitt aus Aufstieg Nr. 20 vom 27. 1. 59.

Die erste Abb. 9 zeigt einen durch Pendelschwingungen modulierten Feldabfall zwischen der 6. und 10. Minute. Wie Abb. 10 zeigt, treten die gleichen Schwingungen aber auch bei den geringeren Feldwerten der 14. bis 16. Minute auf. Ein weiteres Beispiel zeigt Abb. 11. Bei dieser Sonde ist die Empfindlichkeit wesentlich geringer,

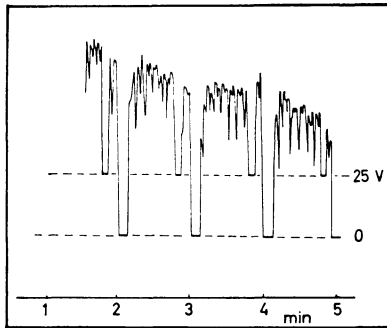


Abb. 11: Registrierausschnitt aus Aufstieg Nr. 19 vom 26. 1. 59.

wie aus der Lage der Eichpunkte ersichtlich ist. Typisch ist dabei der spitze Auslauf der Schwingungen bei niederen Feldwerten und der breite Auslauf bei höheren Feldwerten. Die Form dieser Schwingungen wird uns im Folgenden noch weiter beschäftigen.

Oft ist den Pendelschwingungen noch eine kreisende Schwingung überlagert, wie man auch bei Aufstiegen optisch beobachten kann. Aus dem Zusammenwirken mehrerer Schwingungsformen läßt sich die Vielfalt der in der Registrierung auftretenden Variationsformen leicht ableiten. Nach optischen Beobachtungen überschreitet der Pendelwinkel selten einen Betrag von 20° . Die Dauer der Pendelschwingung liegt je nach der Länge des Gespannes zwischen 6 und 12 sec. Die Pendelschwingungen sind nicht über alle Bereiche des Aufstiegs vorhanden, sondern werden in bestimmten Bereichen der Atmosphäre bevorzugt durch Turbulenz und Böigkeit angeregt. In anderen Bereichen wieder klingen sie ab und treten nicht mehr in Erscheinung.

Einflüsse der Kollektoreigenschaften auf die Messung

Für die Kollektoren wurden Ionotronfolien mit je 10μ -Curie Stärke verwendet. Der auf einem dünnen Blechstreifen aufgebrachte Ra-Belag strahlt nach einer Seite. Die Folien wurden so an die Meßfühler angebracht, daß der bestrahlte Raum am oberen Meßfühler nach außen und am unteren Meßfühler nach unten gerichtet war. Die Anordnung ist auf Abb. 12 angegeben. Die Länge der Meßfühler betrug bei der Mehrzahl der Aufstiege je 1 m. Beide Meßfühlerdrähte wurden durch dünne Bambusrohre starr in ihrer Lage gehalten.

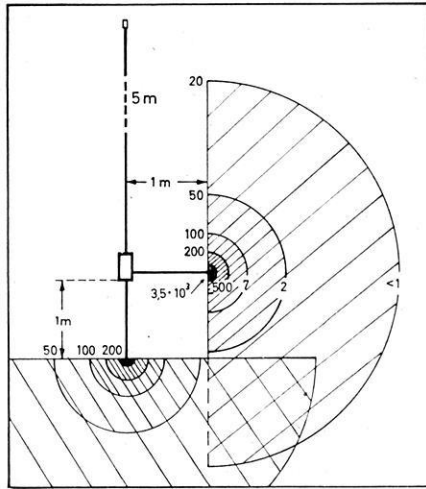


Abb. 12: Ausdehnung der Ionenvolumina um die Kollektoren in Abhängigkeit von der Höhe.

Um die Leitfähigkeit in einem durch einen solchen Kollektor ionisierten Raum abzuschätzen, nehmen wir in erster Näherung zuerst an, daß nur Kleinionen berücksichtigt zu werden brauchen und daß die Wiedervereinigung in der näheren Kollektorumgebung vernachlässigt werden kann.

Bei $10\ \mu$ -Curie Präparatstärke ist dann im Bereich der α -Strahlung, d. h. in dem an das Präparat anschließenden halbkugelförmigen Raum von etwa 5 cm Radius, bei Annahme einer Ionisierung von $2,2 \cdot 10^5$ Ionen/ α -Strahl eine Gesamtionenbildung von

$$q = 4 \cdot 10^{10} \text{ I/sec} \quad \text{zu erwarten.}$$

Diese Ionen verteilen sich beim Aufstieg auf einen Raum, der sich aus der Reichweite der α -Strahlen und dem pro sec zurückgelegten Weg der Sonde berechnet. Bei 5 cm Reichweite der α -Strahlen und einer Steiggeschwindigkeit der Sonde von 420 cm/sec ergibt sich so ein ionisierter Raum von $1,65 \cdot 10^4 \text{ cm}^3$, in dem die Ionendichte $n_v = 2,43 \cdot 10^6 \text{ I/cm}^3$ herrscht. Die Leitfähigkeit in diesem Raum beträgt

$$\lambda = 2eN_v k = 0,7 \text{ sec}^{-1} \quad (1)$$

entsprechend einem spez. Widerstand von $R_s = 1,2 \cdot 10^{10} \text{ Ohm}$, wobei $k = 1 \text{ cm}^2/\text{Volt}$ gesetzt wurde.

Wenn im weiteren Verlauf des Aufstiegs der Druck geringer wird, steigt die Reichweite der α -Strahlen und es erhöht sich bei gleichbleibender Ionenzahl das Ionenvolumen. Damit nimmt die Ionenkonzentration pro cm^3 proportional zum Quadrat der Druckverhältnisse ab.

$$n_v(h) = n_v(h=0) \left(\frac{P}{P_0} \right)^2 = 2,4 \cdot 10^6 \left(\frac{P}{P_0} \right)^2 \quad (2)$$

und für die Leitfähigkeit in dem Ionenvolumen ergibt sich die Höhenabhängigkeit zu

$$\lambda(h) = \lambda(h=0) \left(\frac{P}{P_0} \right)^2 \cdot k(h) \quad \text{wobei} \quad (3)$$

$$k(h) = k_0 \frac{P_0}{P} \frac{T}{T_0} \quad \text{und somit wird} \quad (4)$$

$$\lambda(h) = 0,7 \frac{P}{P_0} \frac{T}{T_0} \quad [\text{sec}^{-1}] \quad (5)$$

Die Abnahme der Leitfähigkeit mit der Höhe ist auf dem Diagramm der Abb. 13 dargestellt.

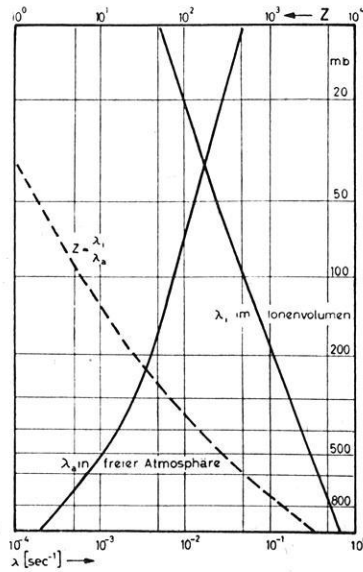


Abb. 13: Verläufe der Leitfähigkeit im Ionenvolumen um den Kollektor und in der Freiluft in Abhängigkeit von der Höhe.

Auf der rechten Seite ist der Druck in mb angegeben. Die ausgezogenen Kurven geben die Leitfähigkeit λ_i im Ionenvolumen und die Leitfähigkeit λ_A in der freien Atmosphäre an. Für die Leitfähigkeiten gilt der untere Maßstab von 10^{-4} sec^{-1} bis 10^0 sec^{-1} . Die gestrichelte Kurve gibt das Verhältnis der beiden Leitfähigkeiten

$$Z = \frac{\lambda_i}{\lambda_A} \quad \text{an und für } Z \text{ gilt der obere Maßstab von } 1 \text{ bis } 10^3.$$

Die Leitfähigkeit im Ionenvolumen des Kollektors nimmt mit der Höhe infolge Volumenvergrößerung und Beweglichkeitsänderung ab, während die Leitfähigkeit in der umgebenden freien Atmosphäre zunimmt. In einer Höhe um 40 mb sind beide Leitfähigkeiten gleich und die Wirkung der radioaktiven Kollektoren verschwindet. In Bodennähe dagegen ist die Leitfähigkeit des Ionenvolumens um den Faktor $Z = 3,5 \cdot 10^3$ größer als die Leitfähigkeit der umgebenden Luft, für die ein Wert von $2 \cdot 10^{-4}$ angenommen wurde. Sicher handelt es sich bei den angenommenen Werten nur um eine rohe, überschlägige Schätzung, doch können die Verhältnisse dadurch besser übersehen werden.

Betrachten wir nun die Kollektoranordnung, wie sie auf Abb. 12 angegeben ist. Es ist die Vergrößerung der Ionenvolumina eingezeichnet für die Stufen 200, 100, 50 und 20 mb. Bereits über 50 mb kommt es zu einer Überlappung der beiden Ionenvolumina, doch wirkt sich diese Überlappung nicht mehr als Kurzschluß aus, da das Verhältnis der Leitfähigkeiten Z bereits auf den Wert 2 abgesunken ist.

In den darunterliegenden Bereichen sind die Verhältnisse jedoch anders. Bei der Aufwärtsbewegung der Sonde werden die Ionenvolumen zu Ionenschläuchen verzogen, die dem Weg der Sonde folgen. Bei Pendelbewegungen kann es vorkommen, daß sich die Ionenschläuche berühren oder ineinandertauchen. Auf Abb. 14 sind

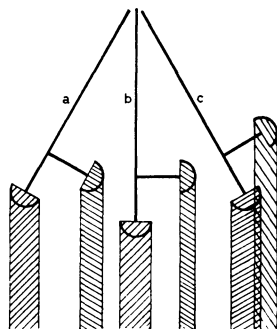


Abb. 14: Das Verhalten der Ionenschläuche bei verschiedenen Pendellagen.

diese Verhältnisse dargestellt. Es ist klar zu sehen, daß im Pendelzustand *c* eine Vermischung der beiden Ionenfahnen erfolgt und die Sonde über den Widerstand der Ionenfahnen kurzgeschlossen wird. Um ein rohes Maß für den Kurzschlußwiderstand zu haben, wurde der Widerstand berechnet, den ein Ionenschlauch von 1 m Länge darstellt. Als Querschnitt wurde der sich aus der Länge der α -Strahlen ergebende Wert eingesetzt, der mit der Höhe nach vorhergehend verwendeter Formel zunimmt. Der Verlauf dieses Widerstandes R mit der Höhe ist aus dem Diagramm der Abb. 15 ersichtlich. Für Bodennähe ergibt sich ein Wert von $3 \cdot 10^8$ Ohm, in größeren Höhen fällt dieser Widerstand in die Größenordnung 10^7 Ohm ab. Es wird also im Aufstieg der Sonde zu kurzschlußartigen Effekten kommen, wenn bei pendelnder Sonde und

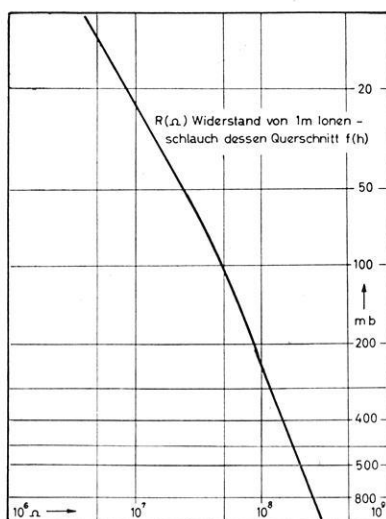


Abb. 15: Die Höhenabhängigkeit des Widerstandes von 1 m Ionenschlauch in Kollektornähe.

Aufwärtsbewegung der obere Ionenschlauch in den unteren eintauchen kann. Man kann es auch als eine Feldbelastung durch die Meßstrecke auffassen, wobei die Feldbelastung variabel ist und das Feld bei kleinem Abschlußwiderstand zusammenbrechen läßt.

Die Wirkung dieses Effektes ist auf einem Teil der Registrierung des Aufstiegs Nr. 14 in der Abb. 16 sehr schön zu sehen. Bei starken Pendelamplituden, wie sie

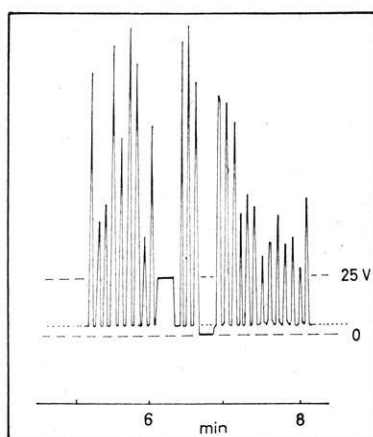


Abb. 16: Registreriausschnitt aus dem Aufstieg Nr. 14 vom 27. 11. 58.

in der 5. bis 8. min auftraten, kommt nur eine Pendelphase zur Messung, während die andere ersichtlich zusammenbricht. Daß es bei geringen Pendelausschlägen nicht zu diesem Zusammenbrechen kommt, zeigt das Beispiel auf Abb. 17 aus dem gleichen

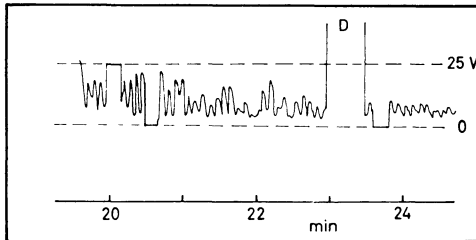


Abb. 17: Registriererausschnitt aus dem Aufstieg Nr. 14 vom 27. 11. 58.

Aufstieg. Im Registrierabschnitt der 20. bis 24. min herrschen weniger stark ausgeprägte Pendelschwingungen. Die Feldregistrierung wird zwar moduliert, es kommt aber nicht mehr zu ausgesprochenen Kurzschlüssen.

Die Ionisierung im Ionenschlauch unter Berücksichtigung der Wiedervereinigung.

Die angeführten Beispiele zeigten ein Zusammenbrechen der Feldwerte durch die Ionenschlauchkurzschlüsse beim Pendeln. Es erhebt sich nun die Frage wie weit die der Sonde folgenden Ionenschläuche das in der Atmosphäre vorhandene Feld infolge ihrer verschiedenen Leitfähigkeit zu deformieren imstande sind. Es soll das Abklingen der im Ionenschlauch durch die Präparate erzeugten Leitfähigkeit einer Betrachtung unterworfen werden.

Die durch die α -Strahlen erzeugten Ionen verteilen sich während des Aufstiegs auf das Volumen des Ionenschlauches und werden durch Wiedervereinigungsvorgänge vernichtet. Es wird im Ionenschlauch demnach ein Leitfähigkeitsgefälle auftreten, das im folgenden einer Betrachtung unterzogen werden soll.

Um das Absinken der Ionenzahlen durch die Wiedervereinigungsprozesse im Ionenschlauch abschätzen zu können, kann man auf zwei bekannte Formeln für die Wiedervereinigung zurückgreifen.

1. Berücksichtigt man nur die Anwesenheit von Kleinionen n , wie sie durch die Präparationisation entstanden sind, so ergibt sich für die Abnahme der Ionenzahl:

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2 \quad (6)$$

wobei α die Wiedervereinigungskonstante für Kleinionen ist. α hat für die einzelnen Höhenbereiche verschiedene Werte und kann aus Tabellen entnommen werden.

Die Lösung dieser Differentialgleichung ist:

$$n(t) = \frac{n_0(h)}{n_0(h)\alpha t + 1}. \quad (7)$$

Für die Verhältnisse im Ionenschlauch ist es anschaulicher an Stelle der Zeit t über die Steiggeschwindigkeit $v = 4,2$ m/sec den Abstand von der Ionenquelle l in m einzuführen. Man kommt dann zu dem Ausdruck:

$$n(l) = \frac{n_0(h)}{\frac{n_0(h)\alpha l}{4,2} + 1} \quad (8)$$

und analog ergibt sich dann für die Leitfähigkeit im Ionenschlauch

$$\lambda(l) = \frac{\lambda_0(h)}{\frac{\lambda_0(h)\alpha}{4,2} l + 1}. \quad (9)$$

2. Neben der Zahl der Kleinionen n ist in der Atmosphäre noch ein Spektrum von Suspensionen N aus Großionen, Anlagerungskernen etc. vorhanden, die für Ionenverminderung zur Verfügung stehen. Die Gleichung (6) erfaßt also nicht alle Prozesse, die zur Verminderung der Ionenzahlen führen, sondern nur die Wiedervereinigung der Kleinionen. Unter Berücksichtigung der Suspensionen ergibt sich der Ausdruck:

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2 - \eta n N \quad (10)$$

wobei η die Vereinigungskonstante zwischen den Kleinionen und den Suspensionen darstellt.

Die bekannte SCHWEIDLERSche Lösung ist

$$n(t) = n_0 e^{-\beta t} \quad (11)$$

wobei

$$\beta = \alpha n + \eta N \quad (12)$$

ist.

Für die Verhältnisse unseres Falles läßt sich die Formel nicht anwenden, da im Ionenschlauch $n > N$ ist und außerdem das in (12) vorhandene n nicht konstant gesetzt werden kann, sondern eine Funktion der Zeit ist.

Aus diesen Gründen soll zur Abschätzung die Gleichung (9) verwendet werden, die erhaltenen λ -Werte werden sicher zu hoch liegen, weil die vorhandenen Suspensionen nicht berücksichtigt sind. Auch die nach oben ansteigenden, durch die Höhenstrahlung erzeugten Ionenzahlen bleiben außer Ansatz. Für mittlere Höhen wird der

Fehler nicht so groß sein, da das Verhältnis n/N in der Größenordnung 10^2 bis 10^3 liegt. Erst in größeren Höhen nimmt der Fehler wirksam zu, doch geht die Wirksamkeit des Kollektors infolge des Z -Verlaufs (Abb. 13) zurück. Die exakte theoretische Erfassung der ineinandergreifenden Wiedervereinigungs- und Anlagerungsprozesse gestaltet sich sehr komplex und steht noch aus.

Für drei Höhenbereiche, Bodennähe, 10 km Höhe und 20 km Höhe wurde der Leitfähigkeitsverlauf im Ionenschlauch berechnet. Der Verlauf der Werte ist auf Abb. 18 wiedergegeben. Der Ordinatenmaßstab gibt den Abstand vom Kollektor

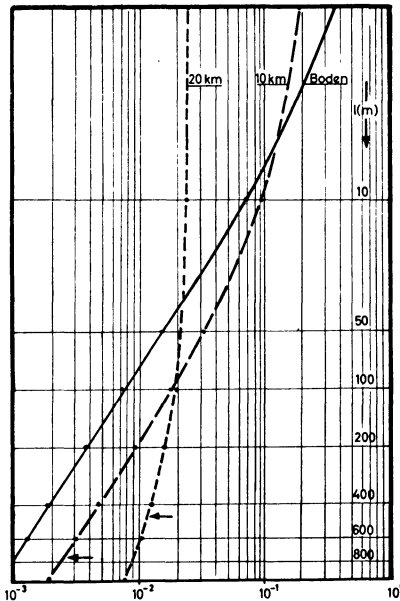


Abb. 18: Verlauf der Leitfähigkeit im Ionenschlauch unter Berücksichtigung der Wiedervereinigung.

in m an, und ist bis zu einer Entfernung von 1000 m unterhalb des Kollektors ausgeführt. Auf der Abszisse sind die in den Entfernungen l herrschenden Leitfähigkeiten angegeben. Die an den Kurven angezeichneten Pfeile geben die Länge unter dem Kollektor an, bei der der Leitfähigkeitswert der umgebenden Luft erreicht wird. Es ergibt sich für den Bereich bis 10 km Höhe bei einer Ionenfahnenlänge von 100 m immer noch ein Wert, der das 10- bis 50fache der Luftleitfähigkeit beträgt und dadurch eine Beeinflussung des Feldes ermöglicht. Mit zunehmender Höhe nimmt diese Eigenschaft stark ab, und in 20 km Höhe ist im Kollektorraum schon nahezu die gleiche Leitfähigkeit erreicht wie im umgebenden Luftraum. Über 20 km Höhe bringt demnach der Kollektor keine wesentliche Leitfähigkeitserhöhung mehr.

Abb. 19 zeigt den für manche Betrachtungen aufschlußreicheren Verlauf der Z -Werte, das Verhältnis der Leitfähigkeiten im Ionenschlauch zur Leitfähigkeit in der umgebenden Luft.

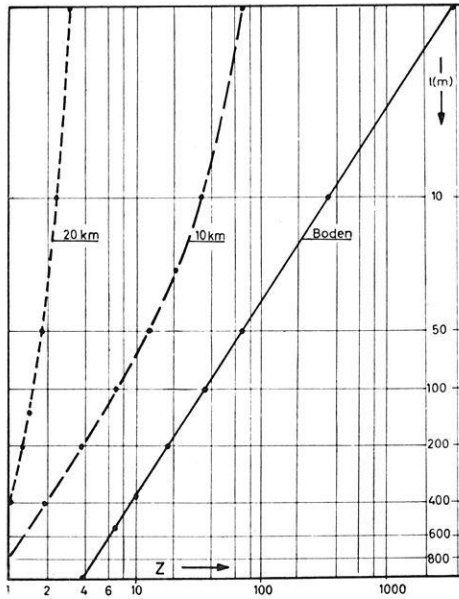


Abb. 19: Verlauf der Z -Werte über die Länge des Ionenschlauches unter Berücksichtigung der Wiedervereinigung.

Sicher werden sich beim Aufstieg durch Turbulenz die Ionenfahnen verbreitern und dadurch die Leitfähigkeit weiter wesentlich herabgesetzt werden, doch zeigen die Betrachtungen, daß zumindest bis zu mittleren Höhen mit der Wirkung des Ionenschlauches zu rechnen ist.

Über ein weiteres Auftreten einer Nullpunktverschiebung

Bei einigen Aufstiegen traten Verschiebungen der eingetasteten Nullpunktlinie ein, die sich nur aus einem Strom erklären ließen, der das Meßsystem vertikal durchläuft. Besonders auffällig war dieser Effekt bei Aufstiegen mit dem 28-MHz-Kanal, bei denen eine nach oben verlaufende 5 m lange Sendeantenne verwendet wurde, die als Auffangfläche für den Vertikalstrom wirksam war.

Dieser Einfluß trat zum ersten Mal in Erscheinung bei einer Sonde, bei der der obere Kollektor an die Kathode der Elektrometerröhre gelegt war, so daß der gesamte über die Antenne einlaufende Strom den Kathodenwiderstand (10^4 Ohm) der Elektrometerröhre durchfloß, wie es auf dem Prinzipschema der Abb. 20 in das Diagramm eingezeichnet ist. Im Diagramm ist abhängig von der Höhe die Temperatur T , die Feuchte F , die gemessene Potentialdifferenz V und die Nullpunktverschiebung ΔN

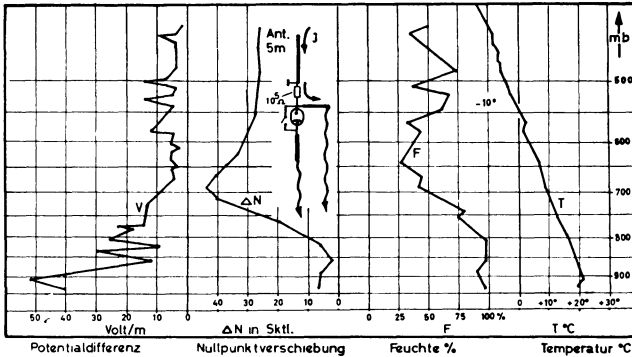


Abb. 20: Aufstieg Nr. 9 vom 7. 11. 58.

eingetragen, wobei ΔN durch den Spannungsabfall am Kathodenwiderstand hervorgerufen wurde. Die Verschiebung ΔN steht im Zusammenhang mit dem Feuchteverlauf und soll später erklärt werden. Zur Vermeidung dieses Einflusses wurde der obere Kollektor direkt an den Massefußpunkt der Antenne gelegt.

Beim Aufstieg Nr. 15 trat wieder eine Verschiebung der Registrierpunkte der Eichung gegenüber der Feldregistrierung ein. Dabei überschritten die Registrierungen die Nullpunktlinie nach positiven, unzulässigen Werten. Beispiele dieser Art sind auf den Ausschnitten der Abb. 21 und Abb. 22 angegeben. Beide Beispiele entstammen

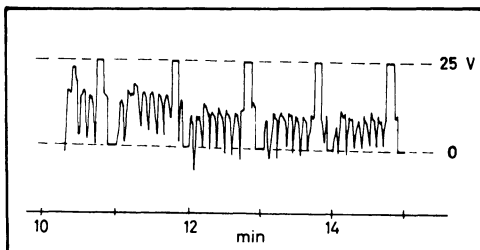


Abb. 21: Registrierausschnitt aus Aufstieg Nr. 15 vom 15. 11. 58.

dem Aufstieg Nr. 15. In der 10. bis 14. min des Aufstiegs, siehe Abb. 21, treten nur vereinzelte Übertritte über die Nulllinie auf. In der 24. bis 26. min dagegen, siehe Abb. 22, liegt die gesamte Registrierung schon außerhalb der Nulllinie und erreicht nahezu 14 mm Abweichung, entsprechend einem fiktiven Feldwert von ca. +10 Volt. Der Verlauf der Verschiebung Relaisnull gegen Feldnull über den ganzen Aufstieg

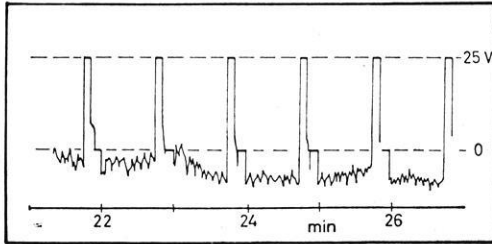


Abb. 22: Registriererausschnitt aus Aufstieg Nr. 15 vom 15. 11. 58.

ist als ΔN in dem Diagramm der Abb. 23 eingezeichnet zusammen mit dem Verlauf der Temperatur T , des Feldes V und der Feuchte F . Auch hier bestehen wieder Zusammenhänge zwischen den Verläufen von F und ΔN . Die Abweichung ΔN nimmt

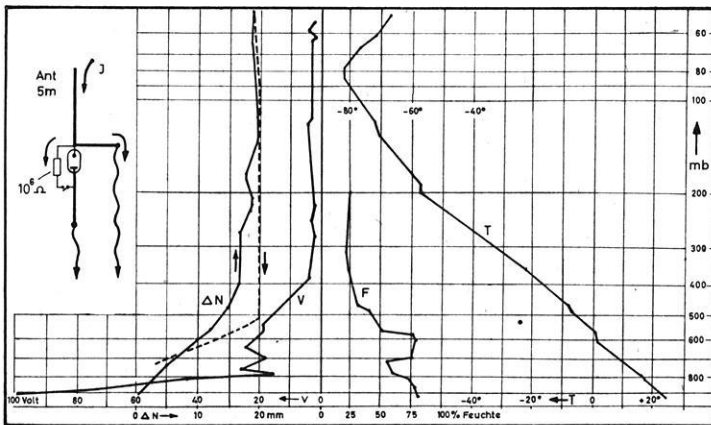


Abb. 23: Aufstieg Nr. 15 vom 15. 11. 58.

mit der Höhe zu und beim registrierten Abstieg wieder mit der Höhe ab. Wie im Prinzipschema auf dem Diagramm angegeben, wurden die Eichspannungen über einen Vorwiderstand von 10^6 Ohm eingetastet. Die Null- und 25-Volt-Linien behalten ihren Abstand zueinander, bis auf geringe Empfindlichkeitsänderung, über den ganzen

Aufstieg bei. Wohl aber werden beide gegen Feldnull verschoben. Dieses Anheben der Relaisignale auf negative Vorspannung ist wieder nur durch einen Stromdurchfluß durch die Widerstände erklärbar.

Zur Klärung dieser Verhältnisse wurde beim Aufstieg Nr. 23, während über einen Widerstand die Eichpunkte eingetastet wurden, die Verbindung zum unteren Kollektor gelöst, und damit der Stromdurchfluß unterbrochen. Aus der Differenz der Nullpunktsausschläge mit und ohne Strom wurde dann die Stromstärke berechnet. Die Verhältnisse dieses Aufstiegs sind auf dem Diagramm der Abb. 24 wiedergegeben.

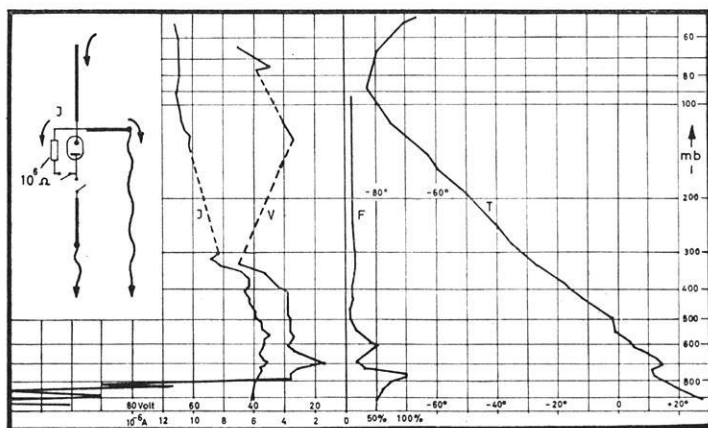


Abb. 24: Aufstieg Nr. 23 vom 4. 2. 59.

I gibt den Verlauf des auf diese Art gemessenen Stromes wieder und liegt in der Größenordnung 10^{-6} Amp.

Die vorliegenden Erfahrungen zeigen die Wirksamkeit eines vertikalen Stromes, der bei Nichtbeachtung die Meßwerte zu fälschen imstande ist. In einer Arbeit von KASEMIR [7], über eine Radiosonde zur Messung des Vertikalstromes, werden die Verhältnisse theoretisch erfaßt. Zwei vertikale Ströme werden angenommen.

1. Der zu messende Leitungsstrom i .

2. Ein durch die vertikale Bewegung der Sonde auftretender Verschiebungsstrom $\frac{dD}{dt}$ wobei $D = \epsilon E$ und $E = \frac{i}{\lambda}$ und somit $D = \frac{\epsilon}{\lambda} i = \Theta i$ ist; wobei $\Theta = \frac{\epsilon}{\lambda}$ die Zeitkonstante der Luft ist.

Durch Fehlanpassung der Zeitkonstanten Θ und T , wobei $T = RC$ die Zeitkonstante des Meßgerätes ist, kommt es zu einer Verfälschung des Leitungsstromes i durch die Miterfassung des Verschiebungsstromes $\frac{dD}{dt}$.

Für die Verfälschung gibt KASEMIR Gleichungen für bestimmte angenommene Voraussetzungen an.

Für die Beurteilung unserer Verhältnisse soll eine dieser Gleichungen diskutiert werden, wie sie für die Zustände

$i = i_0 = \text{const.}$ für mit der Höhe konstanten vertikalen Leitungsstrom und $\Theta = \Theta_0 e^{\beta t}$ mit der Höhe, als $f(t)$, abnehmender Zeitkonstante $\Theta = \frac{\varepsilon}{\lambda}$, β ist die Änderung von Θ pro sec, mit

$$J = 1 + \frac{\beta \Theta_0}{1 + \beta T} (e^{\beta t} - e^{\frac{t}{T}}) \quad (12)$$

angegeben wird; dabei ist $J = \frac{I}{Mi_0}$ das Verhältnis des gemessenen Stromes I zum vertikalen Leitungsstrom Mi_0 ; M ist die Auffangfläche der Antenne und wird angenähert mit $M = \frac{a^2}{3}$ für eine Antennenlänge a angegeben.

Es ist ersichtlich, daß für großes T des Meßinstrumentes der Fehlerausdruck klein wird, daß dagegen für kleine T , das heißt Fehlanpassung, der Fehler erheblich ansteigt und durchaus Werte erreichen kann wie sie gemessen wurden. Durch die Antennen-auffangfläche $M = \frac{a^2}{3}$ tritt eine Erhöhung des einfallenden Stromes ein, die unter Berücksichtigung einer Antennenverlängerung durch die anhängenden Ionenfahnen zumindest in der unteren Atmosphäre recht beträchtlich werden kann.

Die in dem Ausdruck β erfaßte Änderung von $\Theta = \frac{\varepsilon}{\lambda}$ enthält den Einfluß der Leitfähigkeitsänderung λ , die feuchteabhängig ist, und ebenfalls die Änderung der Dielektrizitätskonstante der Luft die ebenfalls feuchteabhängig ist. Bei der Betrachtung der vorliegenden Verläufe von ΔN in den angegebenen Diagrammen zeigt sich zumindest der starke Einfluß der Feuchtigkeitsänderung in der unteren Atmosphäre durch β verständlich. Für die höhere Atmosphäre ist besonders die Änderung der Leitfähigkeit, infolge höherer Ionisation, von Einfluß.

Der nach der Formel zu erwartende starke Anstieg infolge $e^{t/T}$ für kleine T , wie in unserem Fall, scheint aber nicht von so großer Wirksamkeit zu sein, wie es nach der Gleichung zu erwarten wäre.

Für Berechnungen der in unseren Aufstiegen auftretenden Ströme, nach den von KASEMIR angegebenen Formeln, sind die Verhältnisse unserer Bedingungen zu komplex. T ist völlig unangepaßt für Strommessungen und M setzt sich aus der Antenne und den anhängenden Ionenfahnen zusammen, die schlecht erfaßbar sind.

Die vorliegenden Erfahrungen zeigen jedoch, daß diese Einflüsse bei Sondierungen zu berücksichtigen sind und sollen weiterhin Gegenstand unserer Untersuchungen bleiben.

Zusammenfassende Beurteilung

Auf Grund der angeführten Erfahrungen ergibt sich für das Meßgerät die Notwendigkeit der Verwendung von Elektrometerröhren anstelle der invertierten Trioden. Einmal sind es die bei den invertierten Trioden um den Nullpunkt auftretenden Gitterströme, die die Einführung von Elektrometerröhren verlangen, zum anderen ist es die Notwendigkeit, auch umgepolte Gradientwerte erfassen zu können. Die Aufstiege deuten auf das Auftreten von umgepolten Gradientwerten in der freien Atmosphäre hin, die aber mit der invertierten Triode nicht erfaßbar sind.

Die Änderungen der Betriebsspannungen während des Aufstiegs erfordern die Eintastung von Null- und Eichpunkten. Um Kälteeffekte auf Batterien zu vermeiden, sollten nur niederohmige Akkus verwendet werden, bei denen dieser Effekt geringer ist, oder die Kälteeinflüsse sollten anderweitig umgangen werden.

Für das Meßverfahren ergeben sich eine Reihe von Gesichtspunkten, die zu beachten sind. Einmal ist die Wirkung des radioaktiven Kollektors auf die Troposphäre begrenzt und verliert bereits in der unteren Stratosphäre ihre Funktionsfähigkeit. Die auftretenden Kollektorfahneeinwirkungen (Kurzschlüsse) zeigen den Einfluß der Leitfähigkeit in der Ionenwolke aber nur in der Nähe des Kollektors, nicht aber in größerer Entfernung. Den Verlauf der Leitfähigkeit in der Ionenfahne zu erfassen bereitet große Schwierigkeiten. Die vorhandenen Formelansätze erfassen nicht alle Voraussetzungen. Der Ionengehalt in der freien Atmosphäre, besonders im Stratosphärengebiet ist unsicher. Der Einfluß der Turbulenz auf die Verbreiterung oder gar Zerreißen der Ionenfahnen ist nicht bekannt. Über diese Punkte muß durch künftige Arbeiten dringend Klarheit geschaffen werden. Daher sollten die Annahmen über den Leitfähigkeitsverlauf in der Ionenfahne nur als ein erster Versuch gedeutet werden und zu weiteren Untersuchungen Anlaß geben. Sicher wird der Leitfähigkeitsabfall im Ionenschlauch durch Turbulenzvorgänge sehr verstärkt.

Die Kenntnis der Eigenschaften der Ionenfahne ist dagegen aber notwendig für die Beurteilung der Beeinflussung des freien Feldes in der Atmosphäre durch die Messung, sowie auch für die Beurteilung des Ionenschlauches als zusätzliche Auffang- oder Ableitfläche für die auftretenden Vertikalströme. Die Erfahrung zeigt, daß die Antennen, Sendeantennen wie auch Kollektoren sowie die Ionenfahnen als Auffang- und Ableitflächen für Vertikalstrom wirken. Dieser Vertikalstrom besteht einmal aus einem vertikalen Leitungsstrom geringer Stärke und zum anderen aus einem vertikalen Verschiebungsstrom, der wesentlich höhere Werte erreichen kann wie die Versuche zeigen. Je nach Anpassung der Meßanlage werden die beiden Teile wirksam. Auf diese Eigenschaften der Meßanlage ist bei der Konstruktion besonderes Augenmerk zu legen und die Strommessung sehr sauber von der Feldmessung zu trennen. Für die Anpassung an den Meßzweck sind die in der vorliegenden Arbeit angeführten Eigenschaften der Meßanlage sowie ihr Verhalten während des Aufstiegs in Rechnung zu setzen. Die Unsicherheit einiger dieser Punkte erfordert daher weitere Arbeiten, auf die hinzuweisen der Zweck dieser Arbeit sein soll.

Literatur

- [1] RÖNICKE, G.: Über eine Radiosonde zur Messung des Potentialgefälles in der freien Atmosphäre. Gerlands Beitrag zur Geophysik 66, Heft 4 (1957).
- [2] KÖNIGSFELD, L. et PH. PIRAUX: Un nouvel electromètre portatif pour la mesure des charges electrostatiques par system électronique. Mémoires Inst. Roy. Météor. Belgique XLV, 1951.
- [3] LUGEÛN, J. et M. BÖHNENBLUST: Radiosondages du gradient de potentiel et de la conductibilité électrique de l'air. Annales de la Station centrale suisse de Meteorologie (1956).
- [4] MÜHLEISEN, R. u. H. J. FISCHER: Radiosonden für luftelektrische Messungen. ATM V, S. 312—314, Nov. 1958.
- [5] IGY Data on Upper Air Observations-Atmospheric Electricity. March 1960. Japan Meteorological Agency Japan, Tokio.
- [6] ISRAEL, H.: Atmosphärische Elektrizität, Teil I. Akad. Verlagsgesellschaft Leipzig 1957.
- [7] KASEMIR, H.: A Radiosonde for measuring the Air-Earth Current Density. June 1960. USASRD L Report 2125.

Der mittlere Fehler bei Geschwindigkeitsberechnungen aus der Krümmung von Reflexionen

Von

G. SCHULZ, Stadthagen ¹⁾

Eingegangen am 27. November 1961

Zusammenfassung. Die Genauigkeit der berechneten Durchschnittsgeschwindigkeiten seismischer Wellen wird durch den mittleren Fehler gekennzeichnet, der u. a. von der Wahl der Anzahl der Geophone, der Geophonabstände und, in beschränktem Maße, auch von der Elimination lokaler und systematischer Fehler abhängt. Drei verschiedene Methoden, die sich in der Geophonaufstellung und der Berechnungsart unterscheiden, werden in Hinblick auf die erzielbare Genauigkeit untersucht. Die Resultate und mittleren Fehler werden durch eine Ausgleichsrechnung und Fehlerrechnung gewonnen, wobei bei großer Geophonanzahl der Einsatz einer elektronischen Rechananlage empfehlenswert ist.

Résumé. La précision avec laquelle on obtient la vitesse des ondes sismiques est donnée par l'erreur moyenne qui dépend du nombre des géophones, de la distance à laquelle ils sont placés et, à un degré moindre, de l'élimination de phénomènes locaux et systématiques.

Trois méthodes différentes, soit par la disposition des tirs, soit par les calculs effectués, fournissent chacune une valeur de l'erreur moyenne et ces résultats sont ensuite comparés.

La méthode de calcul utilisée pour ces travaux est celle des moindres carrés pour laquelle l'emploi d'une machine à calculer électronique est recommandé lorsque le nombre des géophones est important.

In der Seismik werden Zeitintervalle gemessen, die mit Wellenausbreitungsvorgängen in Erdformationen in Zusammenhang stehen. Die Ergebnisse derartiger Messungen lassen sich darstellen, ohne die Ausbreitungsgeschwindigkeit einzubeziehen (z. B. Laufzeitpläne). Für viele Zwecke ist aber eine Auswertung mit Berücksichtigung der Geschwindigkeiten erforderlich.

Es sind verschiedenartige Verfahren gebräuchlich, um die Geschwindigkeiten zu messen. Die wohl genaueste Methode ist die Geschwindigkeitsmessung in einem Bohrloch, setzt aber eben die Existenz dieses Bohrloches voraus und kann nur Er-

¹⁾ Stud. Ass. GERHARD SCHULZ, Stadthagen, Sophienstraße 3. Seismos GmbH, Hannover, Wilhelm-Busch-Straße 4.

gebnisse bis Bohrlochteufe bringen. Auch aus refraktionsseismischen Messungen lassen sich Geschwindigkeiten ermitteln. Doch sind diese an Grenzflächen gebunden, die mehr oder weniger horizontal verlaufen (z. B. auch eingelagerte Bänke). Abgesehen von Anisotropie-Effekten ergeben sich dann nicht immer verlässliche Werte für die vertikale Durchschnittsgeschwindigkeit. Reflexionsseismische Messungen gestatten mehrere Verfahren, aus der Krümmung der Reflexionen auf die Durchschnittsgeschwindigkeit zu schließen. Eine graphische Methode ist das sogenannte „time-delta time“-Verfahren [1]. Eine weitere Methode besteht darin, von zwei verschiedenen Schußpunkten aus Reflexionen von ein und demselben Reflektorstück zu erhalten²⁾. Die Geschwindigkeit wird dann so berechnet, daß aus beiden Messungen derselbe Winkel resultiert, den das Reflektorstück mit der Horizontalen bildet (Verfahren der Geschwindigkeitsbestimmung nach der quadratischen Laufzeitkurve). Weitere Methoden, die die Krümmung der Reflexionen ausnutzen, werten die Einsätze aller Geophone aus und gestatten, den mittleren Fehler des Resultates im Sinne der Ausgleichs- und Fehlerrechnung zu ermitteln.

Die auch zur Ableitung der x -Wert-Formel benutzte Skizze (Abb. 1) erläutert die nachstehenden Gleichungen:

$$(x + d_1)^2 + h^2 = s_1^2$$

$$(x + d_n)^2 + h^2 = s_n^2$$

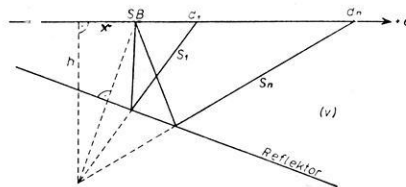


Abbildung 1

Mit v als Durchschnittsgeschwindigkeit wird $s_i = v \cdot t_i$ und wenn d_1 noch gleich Null gesetzt wird, ergibt sich die Ausgangsgleichung:

$$t_n^2 - t_0^2 = \frac{d_n^2}{v^2} + \frac{2x}{v^2} d_n \quad (1)$$

Im nachfolgenden werden 3 Methoden bezüglich der Genauigkeit ihrer Ergebnisse untersucht. Den einzelnen Zeitmessungen, also den Einsatzzeiten jeder Spur (Geophon), wird ein mittlerer Fehler f_i zugeordnet. In praktischen Fällen kann er aus einer Ausgleichsrechnung resultieren.

²⁾ Dieses Verfahren wird auf Veranlassung von TH. KREY in der Fa. Seismos angewendet.

A. Zunächst wird die übliche Geschwindigkeitsberechnung aus drei Meßwerten behandelt, nämlich den Zeiten bei den Entfernungen $+d_n$, $-d_n$ und Null vom Schußpunkt. Diese Zeiten seien sinngemäß mit t_{+n} , t_{-n} und t_0 bezeichnet. Dann gelten wegen (1) die beiden Gleichungen:

$$\begin{aligned} t_{+n}^2 - t_0^2 &= \frac{d_n^2}{v^2} + \frac{2x}{v^2} d_n \\ t_{-n}^2 - t_0^2 &= \frac{d_n^2}{v^2} - \frac{2x}{v^2} d_n \end{aligned} \quad (2)$$

aus denen durch Addition hervorgeht:

$$(t_{+n}^2 - t_0^2) + (t_{-n}^2 - t_0^2) = \frac{2d_n^2}{v^2} \quad (3)$$

Wird nun für $t_i - t_0$ der Ausdruck Δt_i eingeführt,

$$\Delta t_i = t_i - t_0 \quad (4)$$

so besitzt Δt_i den mittleren Fehler

$$f_{\Delta t} = \sqrt{2} f_t \quad (5)$$

weil t_0 und t_i als abgelesene Reflexionszeiten beide den mittleren Fehler f_t haben.

Für die linke Seite der Gleichung (3) wird zur Abkürzung geschrieben:

$$(t_{+n}^2 - t_0^2) + (t_{-n}^2 - t_0^2) = T$$

und mit Δt_{+n} und Δt_{-n} gemäß Gleichung (4) ist T:

$$T = (2t_0 + \Delta t_{+n}) \Delta t_{+n} + (2t_0 + \Delta t_{-n}) \Delta t_{-n} = \frac{2}{v^2} d_n^2 \quad (6)$$

und deshalb

$$v = \frac{\sqrt{2}}{T} d_n \quad (7)$$

Der mittlere Fehler von T, der mit f_T bezeichnet sei, errechnet sich nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz aus Gleichung (6):

$$f_T = 4t_0 f_t$$

Zwischen dem mittleren Fehler von v , der mit f_{v_3} bezeichnet sei, und f_t besteht auf Grund von Gleichung (7) der Zusammenhang

$$f_{v3} = \frac{\partial v}{\partial T} f_t = 2\sqrt{2} \frac{d_n}{T^{3/2}} t_0 f_t$$

Für T kann (vgl. Gleichung (6)) $2d_n^2/v^2$ eingesetzt werden, womit sich für f_{v3} ergibt:

$$f_{v3} = \frac{t_0 v^3}{d_n^2} f_t \quad (8)$$

Aus Gleichung (8) geht hervor, daß ein Wert für f_t gegeben sein muß, um f_{v3} berechnen zu können.

Die später erörterten Methoden berechnen f_t , während in diesem Falle der Wert für f_t geschätzt werden kann, wobei man aus Sicherheitsgründen eher zu hohe Werte als zu niedrige einsetzen wird. Somit ergibt sich durch Gleichung (8) eine Fehlerabschätzung.

Bei d_{+n} und d_{-n} kann es sich wahlweise um nur eine Geophonaufstellung mit der Länge d_n handeln, die durch Hin- und Gegenschuß von beiden Seiten die Zeiten t_{+n} und t_{-n} liefert, oder um eine symmetrische Aufstellung der Länge $2 \cdot d_n$, wobei der Schußpunkt sich in der Mitte befindet. Im allgemeinen ist die ersterwähnte Art vorzuziehen, weil sich bei ihr die lokalen, am Ort der Schußpunkte und der weitesten Geophone möglicherweise vorhandenen Fehler (statische Korrektur) herausheben. Im anderen Falle jedoch lassen sich durch die statischen Korrekturen, wie sie aus den Ersteinsätzen erhalten werden, Verbesserungen anbringen, die den erwähnten Nachteil ausgleichen können.

B. Als nächste Methode wird eine Ausgleichsrechnung untersucht, bei der zur Elimination von x in Gleichung (1) zwei Meßwerte für gleich große, aber entgegengesetzte Entfernungen (d_{+v} und d_{-v}) zusammengefaßt werden. Die Größe t_0 ergibt sich erst aus der Ausgleichsrechnung, während x nötigenfalls gesondert berechnet werden muß.

Für die Bildung der Zeitintervalle Δt_i wird ein möglichst gut liegender Näherungswert t'_0 benutzt:

$$t'_0 = t_0 - \tau \quad (9)$$

Es seien nun durch Hin- und Gegenschuß von n Geophonen $2n$ Einsätze auswertbar, die durch Paarbildung n Meßwerte ergeben. Die Entfernung des weitesten Geophons soll so groß sein wie die Entfernung d_n bei der erstbehandelten Methode.

Da sich t_0 durch die Ausgleichsrechnung ergibt, ist es nicht notwendig, bei der Entfernung Null, also am Schußpunkt, ein Geophon aufzustellen. Werden die Geophonabstände vom Schußpunkt (d_v) durch die Anzahl der Abstände D (zwischen zwei benachbarten Geophonen) ausgedrückt, so ist

$$d_{+v} = +vD \text{ und } d_{-v} = -vD$$

wenn: $d_{\pm 1} = \pm D$ ist.

Die entsprechenden Einsatzzeiten seien t_{+v} bzw. t_{-v} . Es werden nun die Zeitintervalle $\Delta t_{\pm v}$ gebildet:

$$\Delta t_{\pm v} = t_{\pm v} - t'_0 \quad (10)$$

Für die Einsatzzeiten kann dann geschrieben werden:

$$t_{\pm v}^2 = t_0'^2 + 2t_0' \Delta t_{\pm v} + \Delta t_{\pm v}^2$$

Wegen Gleichung (9) ist

$$t_{\pm v}^2 - (t_0 - \tau)^2 = 2t_0' \Delta t_{\pm v} + \Delta t_{\pm v}^2$$

$$t_{\pm v}^2 - t_0^2 = 2t_0' \Delta t_{\pm v} + \Delta t_{\pm v}^2 - 2t_0 \tau + \tau^2$$

Zur Abkürzung wird die Bezeichnung T_v eingeführt:

$$T_v = 2t_0' (\Delta t_{+v} + \Delta t_{-v}) + \Delta t_{+v}^2 + \Delta t_{-v}^2 \quad (11)$$

womit sich ergibt

$$T_v = \frac{2}{v^2} v^2 D^2 + 4t_0' \tau + 2\tau^2 \quad (12)$$

$$(v = 1, 2 \dots n)$$

Der mittlere Fehler von T_v sei mit f_{T_v} bezeichnet. Er wird durch die Ausgleichs- und Fehlerrechnung als Zahlenwert erhalten. Außerdem hängt er über Gleichung (11) mit dem mittleren Fehler der Einzelmessung f_t zusammen:

$$f_{T_v}^2 = \left(\frac{\partial T_v}{\partial \Delta t_{+v}} \right)^2 f_{\Delta t}^2 + \left(\frac{\partial T_v}{\partial \Delta t_{-v}} \right)^2 f_{\Delta t}^2$$

$$f_{T_v}^2 = 8t_0'^2 f_{\Delta t}^2$$

Nun ist wegen Gleichung (10) $f_{\Delta t} = f_t$ und daher wird

$$f_{T_v} = 2\sqrt{2} t_0' f_t$$

Für $2/v^2$ ergibt die Fehlerrechnung den mittleren Fehler

$$f_{2/v^2} = f_{T_v} \sqrt{Q_{11}} \quad (13)$$

Hierin berechnet sich Q_{11} aus den Gleichungen

$$Q_{11} \sum_1^n d_v^4 + Q_{12} \sum_1^n d_v^2 = 1$$

$$Q_{11} \sum_1^n d_v^2 + Q_{12} \cdot n = 0$$

und ergibt angenähert für großes n :

$$Q_{11} = \frac{n}{\left(\sum_1^n d_v^4\right)n - \left(\sum_1^n d_v^2\right)^2} \approx \frac{1}{D^4 n^4} \cdot \frac{11,25}{n} \quad (14)$$

(Bezüglich der Ausgleichs- und Fehlerrechnung sei auf [2] verwiesen.)

Der mittlere Fehler von $2/v^2$ hängt mit dem mittleren Fehler f_{vn} von v durch die Beziehung zusammen:

$$f_{2/v^2} = \frac{4}{v^3} f_{vn} \quad (15)$$

Insgesamt ergibt sich daher für den mittleren Fehler der Durchschnittsgeschwindigkeit:

$$f_{vn} = \frac{v^3}{4} 2\sqrt{2} t'_0 f_t \frac{1}{D^2 n^2} \sqrt{\frac{11,25}{n}}$$

$$f_{vn} = \frac{v^3 t'_0 f_t}{d_n^2} \frac{2,4}{\sqrt{n}} \quad (16)$$

Die Gleichungen (8) und (16) zeigen, daß der mittlere Fehler der Durchschnittsgeschwindigkeit durch die drei Größen f_t , d_n (bzw. D) und n beeinflussbar ist.

f_t kann nur dadurch klein gehalten werden, daß alle Fehlerquellen, die nicht rein zufälliger Natur sind, ausgeschaltet werden. Dazu gehören in erster Linie die lokalen Fehler, die durch die Besonderheiten am Aufstellungsort des Geophons entstehen. Sie sind an sich zwar zufälliger Art, aber in bezug auf ein und dasselbe Geophon sind sie konstant. Es empfiehlt sich daher, grundsätzlich die dementsprechenden sogenannten statischen Korrekturen zu ermitteln und anzubringen. Wenn auch vielfach noch ein Rest der Fehler übrigbleibt, weil die genaue Ermittlung der statischen Korrekturen in der Praxis nicht immer sehr sicher ist, so wird der Rest doch relativ klein. Um auch diesen zu beseitigen, muß das Auswerteverfahren etwas geändert werden.

Durch erhöhten Aufwand in der Anzahl der Geophone bei möglichst großem Geophonabstand läßt sich die Genauigkeit soweit steigern, wie die Reflexionen gut auswertbar bleiben.

Der Fehler f_{vn} kann aber auch dadurch klein gehalten werden, daß zwar die Anzahl der Geophone n und der Geophonabstand D konstant gehalten werden, dafür aber der Abstand bis zum ersten Geophon vergrößert wird.

Der Vergrößerung der Beobachtungsentfernung ist allerdings dadurch eine Grenze gesetzt, daß die durch den Brechungseinfluß bedingten systematischen Fehler größer werden. Dadurch wird der mittlere Fehler der Einzelmessung vergrößert, der aber immer noch ein Genauigkeitsmaß darstellt. Nur darf dieser Fehler nicht weiter behandelt werden wie einer, der nur durch Fehler zufälliger Art bedingt ist.

C. Als nächstes wird daher eine Methode untersucht, die durch geeignete Zusammenfassung von Zeitintervallen den restlichen lokalen Fehler unterdrückt und gleichzeitig einen größeren Abstand zwischen Schußpunkt und nächstem Geophon vorsieht.

Es soll durch Hin- und Gegenbeobachtung von den Schußpunkten SB 1 und SB 2 (vgl. Abb. 2) von einer Geophonaufstellung von n Geophonen $2n$ Einsätze erhalten werden. Der Abstand zwischen zwei benachbarten Geophonen sei wieder D . Der Ab-

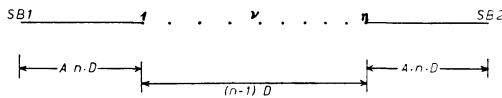


Abbildung 2

stand von den Schußpunkten zu den nächsten Geophonen sei $A \cdot n \cdot D$. Das Geophon v besitzt dann in bezug auf SB 1 die Entfernung $d_{+v} = +(A \cdot n + v - 1) D$ und in bezug auf den Schußpunkt SB 2 die Entfernung $d_{-v} = -(A \cdot n + n - v) D$. Für einen Schuß von SB 1 aus werde die abgelesene Reflexionszeit beim Geophon v mit t'_{+v} bezeichnet und für die Gegenrichtung von SB 2 mit t'_{-v} . Die gewählte Bezugszeit ist wieder $t'_0 = t_0 - \tau$. Die Reflexionszeiten t'_{+v} und t'_{-v} sind beide durch lokale Besonderheiten um den (konstanten) Fehler δ_v verfälscht, so daß für die abgelesene Zeit gilt:

$$t'_{\pm v} = t_{\pm v} + \delta_v \tag{17}$$

Die abgelesenen Zeitintervalle sind daher:

$$\Delta t_{\pm v} = t'_{\pm v} - t'_0 = t_{\pm v} - t_0 + \tau + \delta_v \tag{18}$$

Dann ist:

$$t_{\pm v}^2 = (t_0 + \Delta t_{\pm v} - \tau - \delta_v)^2$$

$$t_{\pm v}^2 - t_0^2 = 2t_0 (\Delta t_{\pm v} - \tau - \delta_v) - 2\tau (\tau + \delta_v) + \Delta t_{\pm v}^2 - 2\Delta t_{\pm v} \delta_v + (\tau + \delta_v)^2$$

Durch Subtraktion wird eine Gleichung erhalten, in der der lokale Fehler nicht mehr in Verbindung mit t'_0 auftritt:

$$t_{+v}^2 - t_{-v}^2 = 2t'_0(\Delta t_{+v} - \Delta t_{-v}) + \Delta t_{+v}^2 - \Delta t_{-v}^2 - 2\delta_v(\Delta t_{+v} - \Delta t_{-v}) \quad (19)$$

Wenn nun durch Anbringung der statischen Korrekturen der lokale Fehler auf kleine Werte herabgedrückt ist, kann das letzte Glied vernachlässigt werden.

Zur Abkürzung wird die Bezeichnung

$$T_A = 2t'_0(\Delta t_{+v} - \Delta t_{-v}) + \Delta t_{+v}^2 - \Delta t_{-v}^2 \quad (20)$$

eingeführt. Dann ist wegen Gleichung (1) bei geneigtem Reflektor

$$T_A = \frac{1}{v^2} \{(A \cdot n + v - 1)^2 - (A \cdot n + n - v)^2\} D^2 - \frac{2x}{v^2} \{(A \cdot n + v - 1) + (A \cdot n + n - v)\} D$$

$$T_A = \frac{1}{v^2} \left\{ 2v \left((2A + 1)n - 1 \right) - 2An(n + 1) - n^2 \right\} D^2 - \frac{2x}{v^2} \{(2A + 1)n - 1\} D \quad (21)$$

Zur Berechnung des mittleren Fehlers von v , der nun f_{va} genannt sei, ist zu beachten:

$$f_{\Delta t} = f_t \quad (\text{wegen (18)}),$$

$$f_{va} = f_{1/v^2} \cdot \frac{v^3}{2} \quad (22)$$

$$f_{1/v^2} = f_{T_A} \sqrt{Q_{11}}$$

$$f_{T_A} = 2t'_0 \sqrt{2} f_t \quad (\text{wegen (20)}).$$

Für Q_{11} ergibt sich ganz analog zum vorigen Beispiel

$$Q_{11} = \frac{\sum_1^n (d_{+v} - d_{-v})^2}{\sum_1^n (d_{+v}^2 - d_{-v}^2)^2 \sum_1^n (d_{+v} - d_{-v})^2 - \left(\sum_1^n (d_{+v}^2 - d_{-v}^2) (d_{+v} - d_{-v}) \right)^2} \quad (23)$$

Es ist leicht zu sehen, daß das zweite Glied im Nenner verschwindet, weil $d_{+v} - d_{-v}$ eine Konstante ist, nämlich die Entfernung von SB 1 nach SB 2, und wegen der symmetrischen Aufstellung $\sum (d_{+v}^2 - d_{-v}^2)$ Null ergibt. Somit reduziert sich die Gleichung für Q_{11} auf:

$$Q_{11} = \frac{1}{\sum_1^n (d_{+v}^2 - d_{-v}^2)^2} \quad (24)$$

Die Summation ergibt:

$$\begin{aligned} \sum_1^n (d_{+v}^2 - d_{-v}^2)^2 &= D^4 \sum_1^n \{4v^2 [(2A+1)n-1]^2 - 4v [(2A+1)n-1] \\ &\quad [2An(n+1)+n^2] + [2An(n+1)+n^2]^2\} \\ &= D^4 \{4 [(2A+1)n-1]^2 \left(\frac{n^3}{3} + \frac{n^2}{2} + \frac{n}{6}\right) \\ &\quad - 2(n+1)n [2An(n+1)+n^2] [(2A+1)n-1] \\ &\quad + n [2An(n+1)+n^2]^2\} \end{aligned}$$

Für große n kann man sich auf die höchste Potenz n^5 beschränken, wodurch für $\sqrt{Q_{11}}$ erhalten wird:

$$\sqrt{Q_{11}} = \frac{\sqrt{3}}{D^2 n^2 \sqrt{n} (2A+1)} \quad (25)$$

Somit berechnet sich der mittlere Fehler f_{va} der Durchschnittsgeschwindigkeit zu:

$$\begin{aligned} f_{va} &= \frac{v^3}{2} 2\sqrt{2} t'_0 f_t \cdot \frac{1}{D^2 n^2} \frac{1}{\sqrt{n}} \frac{\sqrt{3}}{2A+1} \\ f_{va} &= \frac{v^3 t'_0 f_t}{D^2 n^2} \frac{1}{\sqrt{n}} \frac{2,4}{2A+1} \end{aligned} \quad (26)$$

Der Vergleich mit Gleichung (16) zeigt, daß formal für $A = 0$ die gleiche Genauigkeit erzielt wird wie bei der Berechnungsart B, nur kann bei vorhandenen lokalen Fehlern eine Verbesserung durch kleinere Werte f_t eintreten. Wird aber für A der Wert 1 gewählt, m. a. W. wird zwischen Schußpunkt und nächstem Geophon eine Strecke frei gelassen, die der Länge der Geophonaufstellung gleich ist, so wird der mittlere Fehler auf $1/3$ herabgesetzt. Wird auch diese bisher freie Strecke mit Geophonen besetzt, was allerdings 3-fachen Meßaufwand bedeutet, so ist $A = 0$, und statt n muß nun $3n$ gesetzt werden, wodurch der Fehler auf $0,18 f_{va}$ herabsinkt.

In der Praxis hat sich die unter A geschilderte Methode als sehr bequem erwiesen, weil sie schnell zu einem greifbaren Resultat führt. Ein gewisser Nachteil liegt darin, daß die Genauigkeit nur mehr oder minder zutreffend abgeschätzt werden kann, weil der mittlere Fehler der Einzelmessung nicht berechnet wird. Der Rechenaufwand der Methoden B und C ist erheblich, verglichen mit dem der ersten Methode, praktisch kann die Rechnung nur mit einer elektronischen Rechenanlage durchgeführt werden, besonders bei großer Anzahl der Geophone. Nach vorliegenden Erfahrungen wird dann schnell und fehlerfrei ein Resultat einschließlich seiner Genauigkeit erhalten, ohne daß ins Gewicht fallende Unkosten entstehen. Die unter C dargestellte Methode

eignet sich besonders für Geschwindigkeitsmessungen in Verbindung mit seismischen Profilen, wenn z. B. $A = 1$ gewählt wird. Ohne Verbindung mit einer fortlaufenden Profilmessung muß sichergestellt sein, daß die Zuordnung der Reflexionen aus Hin- und Gegenschuß entweder durch söhliche Lagerung des Reflektors oder durch Charaktervergleich möglich ist.

Der Firma Seismos GmbH bin ich für die Genehmigung zur Veröffentlichung dieser Arbeit und Herrn Direktor TH. KREY insbesondere für ihre Förderung zu Dank verpflichtet.

Literatur

- 1] DIX, C. H.: „Seismic Prospecting for Oil“; Harper and Brothers, New York 1952, S. 126.
- [2] GROSSMANN, W.: „Grundzüge der Ausgleichsrechnung“; Springer Verlag 1953, S. 76 u. 81.

Magnetische Untersuchungen am Backenberg bei Güntersen

Von W. MEITZNER, Göttingen¹⁾

Eingegangen am 26. März 1962

Zusammenfassung: Der Backenberg bei Güntersen, ein Olivin-Andesin-Basalt, wurde mit Methoden der angewandten Magnetik untersucht.

Der Basalt ist als oberflächlicher Erguß erstarrt und hat keine einfache Gestalt. Petrographische Unterschiede erwiesen sich als Einfluß der Kontaktnähe.

Das magnetische Eigenfeld des Backenberges besteht aus zwei gesonderten Anomalien. Die Magnetisierung der Einlagerung ist hauptsächlich bedingt durch ihre Thermoremanenz, deren überwiegende Komponente antiparallel zum heutigen Erdfeld gerichtet ist.

Scheinbare Widersprüche, die sich aus der Deutung der *Z*-Isanomalien einerseits und der gesteinsmagnetischen Untersuchungen andererseits ergaben, konnten durch Gradientenfeldmessungen in Bohrlöchern geklärt werden. Die (aus geologischen Untersuchungen noch nicht genau bekannte) Lage der Aufstiegszone des Basaltes wurde durch die magnetischen Messungen eindeutig ermittelt.

Summary: The olivine-andesine-basalt of the Backenberg near Guentersen was studied by methods of applied geomagnetics.

This eruptive body is a surface outflow, and has no simple shape. Petrographical differences turned out to be influenced by the zone of contact.

On the Backenberg we have two separate magnetic anomalies. The magnetization of the intrusion is mainly due to its thermoremanence. The predominant component is antiparallel to the present earth's magnetic field.

Apparent contradictions between the interpretation of *Z*-isabnormals measured in the field on the one hand and rock magnetic laboratory investigations on the other hand could be removed with the aid of magnetic gradient field measurements in bore holes.

The position of the volcanic canal of the basalt, which was not yet known exactly from geological research, was inferred unambiguously by the geomagnetic measurements.

I. Allgemeine geologische Übersicht

Der Backenberg gehört zu den tertiären Basaltvorkommen der Umgebung von Göttingen, die sich westlich des Leinetalgrabens erheben. Bemerkenswert ist, daß sie in keinem Falle auch östlich des Grabens auftreten. Zeitlich werden die Basalte von

¹⁾ Dipl.-Physiker WOLFGANG MEITZNER, Göttingen, Geophysikalisches Institut der Universität, Herzberger Landstraße 180.

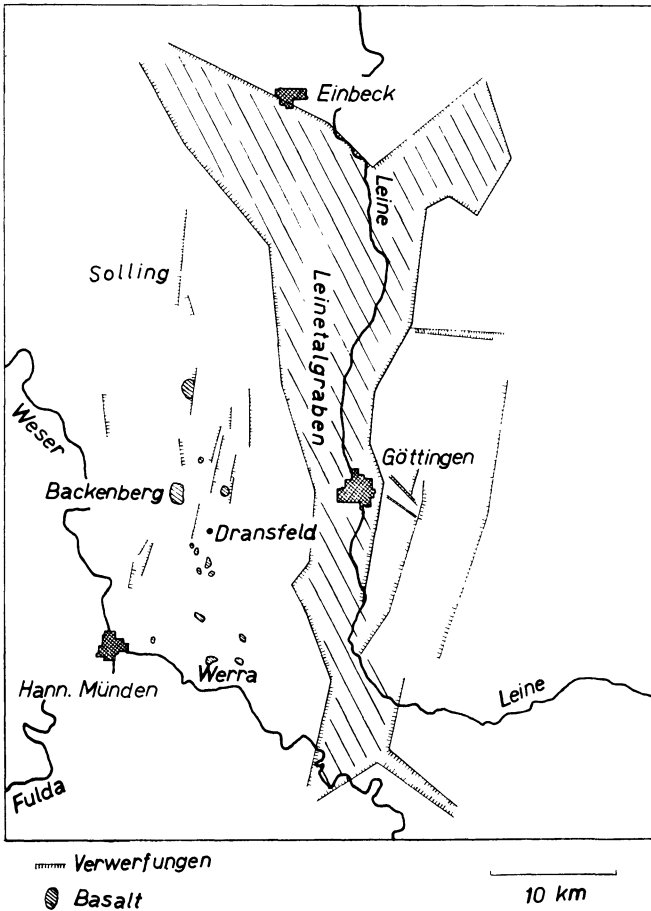


Abb. 1: Übersichtskarte.

MURAWSKI [5] und anderen Autoren an die Miozän-Pliozän-Grenze gesetzt. MURAWSKI prägte den Ausdruck „Scharniervulkanismus“ im Zusammenhang mit dem gleichzeitigen Absinken des Leinetalgrabens.

Petrographie des Backenbergbasaltes

WEDEPOHL [7] beschreibt den feinkörnigen olivinführenden Basalt des Hohen Hagen als den Typ der Vulkanite westlich des Leinetalgrabens. Der trachydoleritische (Olivin-Andesin-) Basalt des Backenberges weicht von diesem Typ ab und wurde von WEDEPOHL eingehend petrographisch und chemisch untersucht [8].

Der Erzgehalt (Hauptanteil Magnetit Fe_3O_4) des Backenbergbasaltes ist geringer als der des Hohen Hagen. Er liegt zwischen 3 und 8% und steigt zum Kontakt hin

an. Eine geochemische Deutung dieses Phänomens wird die bevorzugte Bildung von Fe^{+++} -Ionen unter den am Kontakt herrschenden Bedingungen berücksichtigen müssen. Aus dem Auftreten der verschiedenen fortgeschrittenen Kristallisationsstadien (siehe WEDEPOHL [8]) des Backenbergbasalts wird nicht auf mehrere Ergüsse geschlossen, sondern diese Unterschiede werden ausschließlich auf die Kontaktnähe der als repräsentativ angesehenen Proben zurückgeführt.

Röntgenologische und mikroskopische Untersuchungen an Dünnschliffen, die aus Bohrstaub angefertigt wurden, lassen den Schluß auf einen zusammenhängenden Basaltkörper zu. Trotz des Vorhandenseins ausgedehnter Zonen völlig zersetzten Gesteins stellt dieser Schluß eine sichere Aussage dar, da in dem Bohrstaub (bis aus 20 m Tiefe) kein basaltfremdes Material aufgefunden werden konnte. Die Ursache des starken Zersatzes kann nicht eindeutig geklärt werden.

II. Das äußere magnetische Eigenfeld des Backenbergbasalts

Die magnetischen Eigenschaften des Basalts sind hauptsächlich von seinem Magnetitgehalt abhängig. Dieser verleiht ihm eine Magnetisierung, die etwa um den Faktor 10^3 größer als die des umgebenden Gesteines ist.

Zur Messung wurde eine temperaturkompensierte Schneidenfeldwaage (Askania) nach A. SCHMIDT verwandt. Die täglichen Variationen des Erdfeldes wurden nach der Göttinger magnetischen Hauptregistrierung (Entfernung ca. 20 km) korrigiert und eine Basis für die ungestörten Feldkomponenten außerhalb des Berges festgelegt. Die Z-Komponente des Störfeldes wurde an den 10 bis 25 m entfernten Gitterpunkten eines quadratischen Netzes, die H_x -Komponente (Projektion des Horizontalvektors der Störung in die magn. Meridianebene) nur auf einzelnen Profilen bestimmt.

Aufnahme der Z-Anomalie

Die Messung der Vertikalkomponente ergab ein überraschendes Ergebnis. Nur relativ kleine Gebiete des Backenberges weisen eine magnetische Anomalie auf.

Wie aus der Darstellung der Z-Isanomalien folgt (Abb. 2), ist die Hauptanomalie bereits auf dem Westhang gelegen (Punkt 18/12); sie ist fast kreisförmig und besitzt negative Störwerte bis zu 1370γ . Die Vertikalkomponenten des Anomaliefeldes und des erdmagnetischen Normalfeldes sind also entgegengerichtet. Die Halbwertsbreite der Z-Störung beträgt ~ 130 m (Spaltenprofil 12). Die Nullisanomale bildet fast einen Kreis und hat einen Durchmesser von etwa 400 m. Die Störung weist kein Plateau auf und zeigt als Anzeichen für den lokalen Charakter und die Oberflächennähe der Einlagerung einen recht steilen Abfall. Nach allen Seiten schließt sich an die Nullisanomale ein positives ringartiges Gebiet an ($Z_{max} = +150 \gamma$; Breite = 50 m), das wieder an Gebiete negativer Z-Werte angrenzt. Wir haben also zwei ringförmige Nullisanomalien, wobei die Lage der äußeren ziemlich unbestimmt ist.

Zwischen den Brüchen im Osten läßt sich magnetisch keine Verbindung feststellen, was nicht allein auf die Wirkung der Bruchwände zurückgeführt werden kann. Zwi-

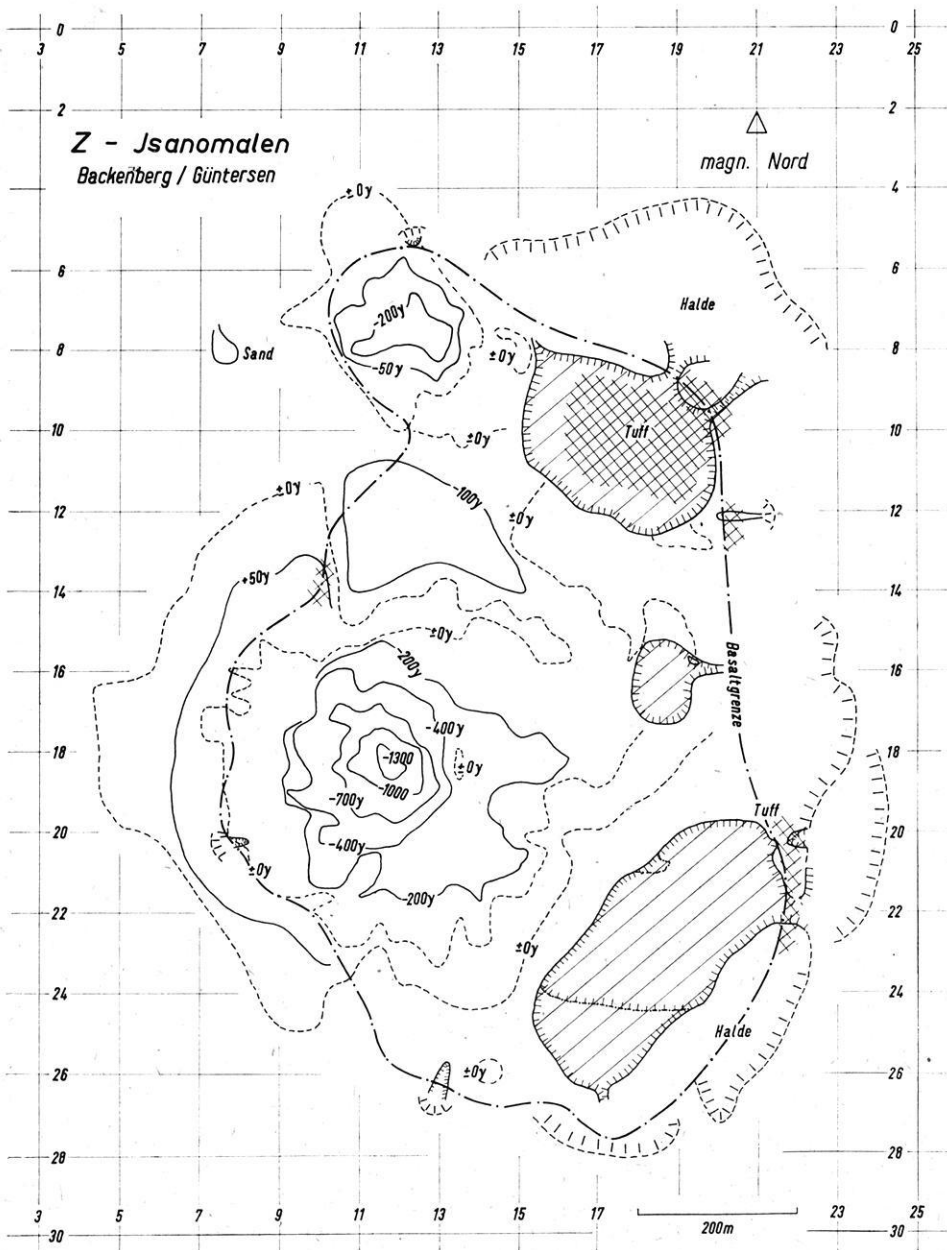


Abb 2: Z-Isanomalien des magnetischen Eigenfeldes des Backenberges.

schen der Hauptanomalie und dem Südbuch wird etwa parallel zur Westwand des Bruches im Süden eine Zone positiver Z -Werte bis $Z = +110 \gamma$ beobachtet, die sehr starken Zersatz aufweist.

Die Projektion des Störfeldtotalvektors in die Meridianebene

Aus der gemessenen Vertikal- und Horizontalkomponente (H_x) des Anomaliefeldes wurde die Resultierende $F_p = \sqrt{Z^2 + H_x^2}$ gebildet. In Abb. 3 beobachten wir

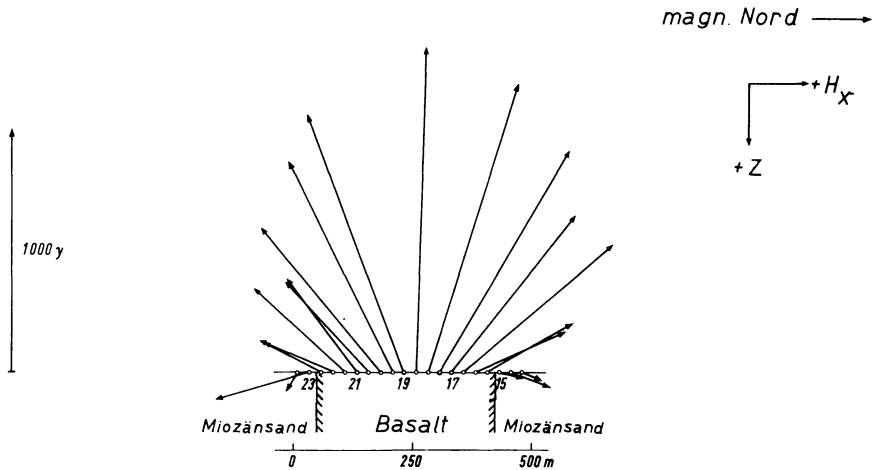


Abb. 3: $F_p = \sqrt{Z^2 + H_x^2}$ auf einem Nord-Süd-Profil.

außerhalb des Eruptivkörpers Vektoren mit positiver Inklination und kleinen Beträgen, während wir über dem Basaltkörper von der Basaltgrenze an zunehmende negative Winkel der Inklination und anwachsende Beträge des projizierten Vektors haben. Bemerkenswert ist die einfache Symmetrie, was auf einen regelmäßig geformten Basaltkörper hinweist.

Schlüsse aus den magnetischen Feldmessungen:

1. Die Z -Isanomalien weisen auf zwei Anomalien hin, die jeweils ein in sich geschlossenes Bild zeigen. Die übrigen Teile des Backenberges sind magnetisch fast ungestört.
2. Das negative Vorzeichen der Z -Komponente über dem Störkörper deutet auf eine negative Inklination der pauschalen Magnetisierung hin, während die Radialsymmetrie der Z -Isanomalien besagt, daß die H_x -Komponente klein gegen die Z -Komponente der pauschalen Magnetisierung sein muß.
3. Einzelne H_x -Profile reichen für einen Überblick aus. Die Mehrarbeit einer flächenhaften H_x -Vermessung würde sich für den Backenberg nicht lohnen.
4. Über Form und Tiefe der Einlagerung können allein aus den Feldmessungen keine Aussagen gemacht werden.

III. Gesteinsmagnetische Untersuchungen]

Die Aufnahme der Z -Isanomalien des Eigenfeldes des Backenberges läßt keine eindeutigen Schlüsse auf Gestalt und Tiefe des eingelagerten Basaltkörpers zu. Eine Beantwortung dieser Frage wurde durch eine umfangreiche Untersuchung an Gesteinsproben angestrebt. 250 orientierte Handstücke wurden aus Aufschlüssen und Schurfen in 39 Gruppen ($N=5-10$; mittlere Abstände $\Delta x=1-3$ m) aus verschiedenen Tiefen ($\Delta z_{max}=40$ m) entnommen, so daß eine gewünschte gesteinsmagnetische Aussage nicht auf die heutige Oberfläche des Berges beschränkt ist.

Zur Messung der Magnetisierung nach Betrag und Richtung sowie der Suszeptibilität diente ein Magnetometer nach DÜRSCHNER [1], das die Messung von magnetischen Momenten bis zu 10^{-5} Gauß cm^3 gestattet (Genauigkeit 2%).

Der Betrag der natürlichen Remanenz, Streuungsstatistik

Jedes Handstück trägt mit gleichem Gewicht zu den Gruppenmittelwerten bei, aus denen der für den ganzen Berg gültige Mittelwert der natürlichen Remanenz gebildet wurde.

$$I_{rn} = (96 \pm 10) \gamma$$

mit einer mittleren Streuung von

$$m = \pm 59\%$$

Streuungszerlegung für I_{rn}

Nach FISHER (siehe KOLLER [4]) kann man in einem Material, das aus mehreren Gruppen besteht, vorliegende Unterschiede statistisch prüfen, indem man die Abweichungen der Einzelwerte von ihren Gruppenmittelwerten mit der Streuung der Gruppenmittelwerte um den Gesamtmittelwert vergleicht.

Handelt es sich nur um Zufallsschwankungen, so definiert man bei s Gruppen des Umfanges n_k ($k=1, \dots, s$) mit den Mittelwerten M_k die Streuung zwischen den Gruppen

$$m_1^2 = \frac{1}{s-1} \sum_{k=1}^s n_k (M_k - \bar{I}_{rn})^2.$$

Die Streuung innerhalb der Gruppen ist

$$m_2^2 = \frac{1}{N-s} \sum_{k=1}^s \sum_{i=1}^{n_k} (x_{ik} - M_k)^2$$

N = Gesamtzahl der Proben

x_{ik} = Einzelbeobachtung; i -te Probe aus der k -ten Gruppe.

Die Einteilung der Gruppen erfolgte nach mittleren gegenseitigen Abständen $\bar{\Delta x}$ der Proben im Gesteinsverband. (Hier also andere Gruppeneinteilung als bei der Auswahl der orientierten Proben!)

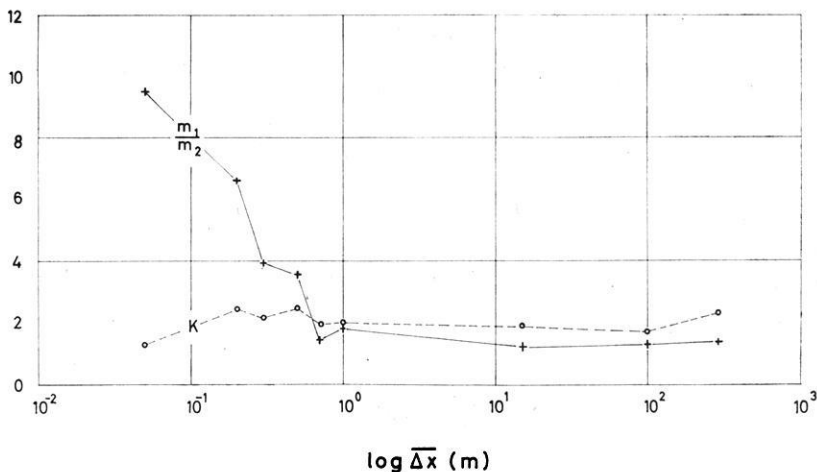


Abb. 4: Streuungserlegung nach FISHER.

Die beiden Streuungen m_1^2 und m_2^2 setzen sich nach

$$m^2 = \frac{N-s}{N-1} m_2^2 + \frac{s-1}{N-s} m_1^2$$

zur Gesamtstreuung der Einzelproben zusammen.

$K = \left(\frac{m_1}{m_2} \right)_{\max}$ größter zulässiger Zufallswert nach KOLLER.

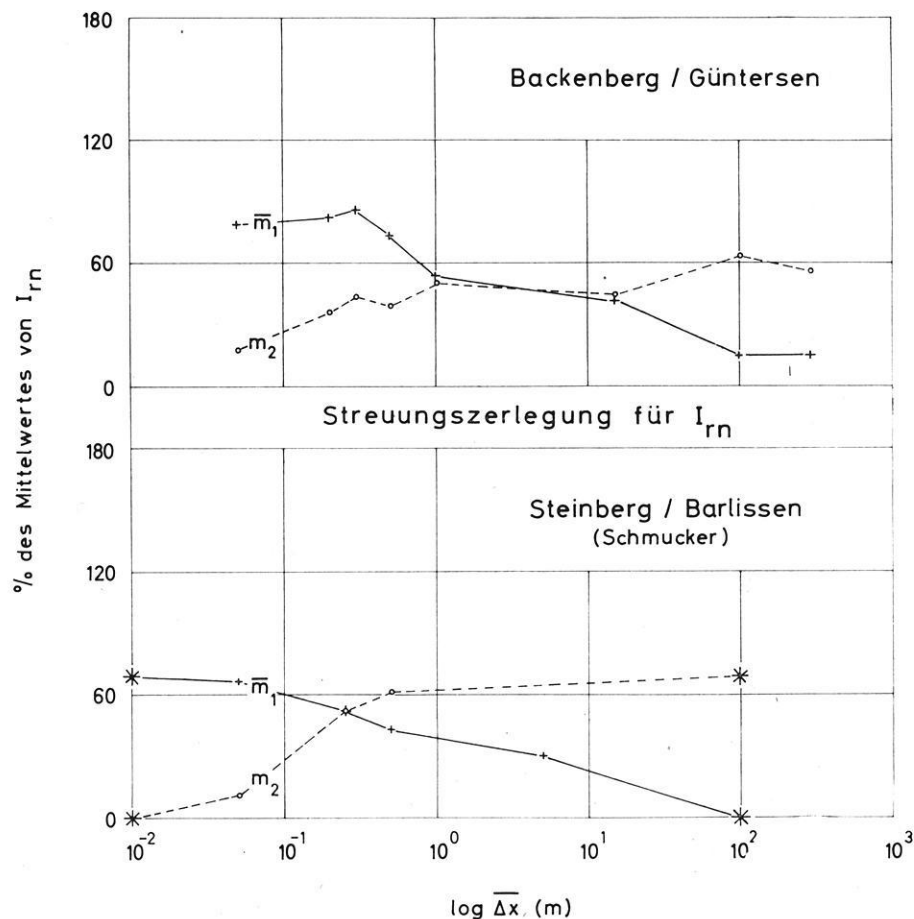
Für $\frac{m_1}{m_2} > K$ können überzufällige Unterschiede als statistisch gesichert gelten. Das Beobachtungsmaterial ist nicht homogen.

Überschreitet der berechnete Quotient die Grenze, so ist ein echter Unterschied zwischen m_1 und m_2 als statistisch gesichert anzusehen. Für unseren Fall liefert der Vergleich gesicherte Unterschiede der Gruppen mit Probenabständen $\bar{\Delta x}$ zwischen 5 cm und etwa 70 cm. SCHMUCKER [6] verwendet eine etwas andere Streuungserlegung. Um die Ergebnisse des Backenberges mit denen vom Steinberg bei Barlissen vergleichen zu können, wurde zusätzlich auch für den Backenberg diese Zerlegung der Streuung durchgeführt.

SCHMUCKER vergleicht die Streuung der M_k um den Gesamtmittelwert

$$\bar{m}_1^2 = \frac{1}{s-1} \sum_{k=1}^s (M_k - \bar{I}_{rn})^2$$

mit der Streuung innerhalb der Gruppen, die in gleicher Weise wie bei der FISHER'schen Streuungserlegung nach mittleren Probenabständen $\bar{\Delta x}$ ausgewählt sind.



* nicht berechnet

Abb. 5: Zum Vergleich der Streuungszersetzung für I_{rn} von Backenberg und Steinberg/Barl.

$$m_2^2 = \frac{1}{N-s} \sum_{k=1}^s \sum_{i=1}^{n_k} (x_{ik} - M_k)^2.$$

Beide \bar{m}_1 - m_2 -Zusammenhänge, sowohl der für den Backenberg als auch der für den Steinberg/B., sind in Abb. 5 zusammengestellt.

Einfluß der Kontaktnähe

An einigen Stellen wurde durch den Abbau die Kontaktzone des Basaltes zum Nebengestein freigelegt. Eine magnetische Probenuntersuchung ergab bis zu 5 m vom Kontakt erheblich höhere Beträge der Remanenz (Abb. 6).

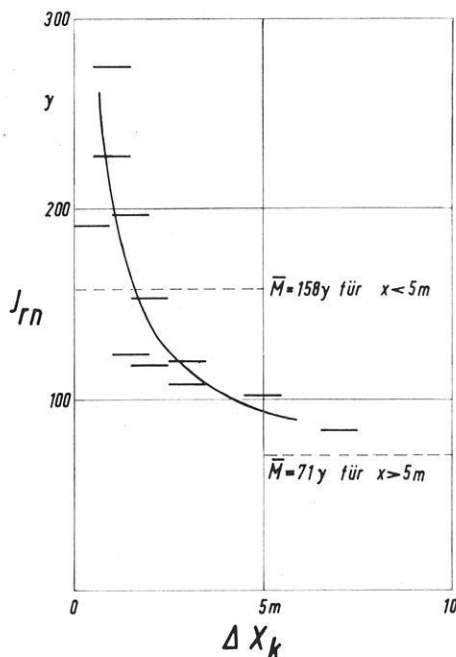


Abb. 6: Ansteigen der Remanenz in Kontaktnähe (dargestellt sind Mittelwerte).
 \bar{M} : Mittel von Gruppenmittelwerten.

Richtung der natürlichen Remanenz

Einen Aufschluß über die Vorgeschichte und die Homogenität des Materials gibt die Richtung der natürlichen Remanenz. Im Mittel ergaben sich für die

Deklination $D = 240^\circ$ und für die Inklination $i = -42^\circ$.

Diese Werte bestätigen eine starke aus den Störfeldmessungen geschlossene, zum Erdfeld antiparallele Komponente der natürlichen Remanenz.

Eine Untersuchung der Streuung der Richtung der natürlichen Remanenz wurde nach R. A. FISHER [2] durchgeführt und die Streuung durch den halben Öffnungswinkel eines Kegels definiert, in den die wahre Richtung mit einer Wahrscheinlichkeit von 0,95 fällt.

Dieser Streuungswinkel beträgt 8° für die mittlere Richtung der Remanenz. Die Gruppenmittelwerte der Remanenz nach Betrag und Richtung sind in Abb. 7 jeweils am Ort der Entnahme der pro Gruppe verwendeten Handstücke eingezeichnet.

Die Suszeptibilität bei kleinen Feldstärken

Im Mittel aller Proben ergab sich eine Suszeptibilität von

$$\kappa = (13 \pm 2) \cdot 10^{-4} \quad (H_0 = 0,186 \text{ Oe})$$

mit einer mittleren Abweichung von 77%.

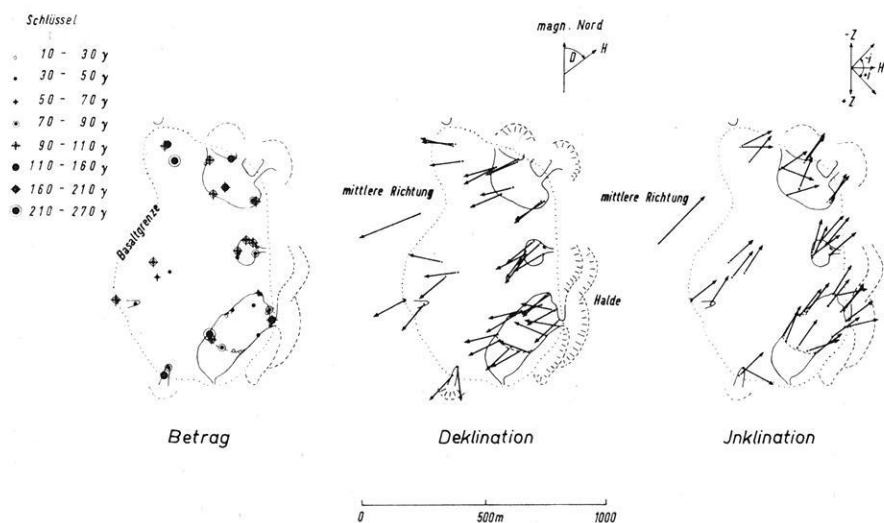


Abb. 7: Darstellung der natürlichen Remanenz (Gruppenmittelwerte).

Eine Aufteilung der Streuung der Suszeptibilität als Funktion von $\bar{\Delta x}$ ergab etwa den gleichen Verlauf wie für die Remanenz (Abb. 4, 5). Auch hier kann auf statistisch gesicherte Unterschiede im Probenmaterial geschlossen werden. In Kontaktnähe und besonders in Zersatzzonen wurde ein Anstieg der Suszeptibilität auf $\kappa=40 \cdot 10^{-4}$ beobachtet.

Vergleich mit anderen Arbeiten

Zum Vergleich mit anderen Arbeiten über Basalte der westlichen Umgebung Göttingens sei folgende Tabelle 1 angeführt:

Vorkommen	I_{rn}	$k \cdot 10^{+4}$	D	i	Autoren
Bramburg ¹⁾	100 γ	5	—	—	FROMM
Grefenburg ¹⁾	100	10	—	—	FROMM
Bühren	64	3,7	343 ⁰	+66 ⁰	FROMM
Backenberg	95	13	243 ⁰	-42 ⁰	MEITZNER
Dransberg ¹⁾	20	5	—	—	FROMM
Hoher Hagen	220	14	18 ⁰	+57 ⁰	FROMM
Hoher Hagen Süd	250	22	32 ⁰	+52 ⁰	SCHMUCKER
Steinberg bei Barlissen	230	10	$\left\{ \begin{array}{l} (250^0) \\ 8^0 \end{array} \right.$	-67 ⁰	SCHMUCKER
				+57 ⁰	
Vogelsberg	200—300	9—17	188 ⁰	-60 ⁰	ANGENHEISTER

1) Nur größenordnungsmäßige Angaben.

Diese Tabelle soll eine Vorstufe für einen geplanten „Magnetischen Atlas“ der Vulkanite der westlichen Umgebung Göttingens darstellen.

Schlüsse aus den gesteinsmagnetischen Untersuchungen:

1. Die Richtung der Remanenz ist über den ganzen Backenberg ziemlich konstant, so daß mit Sicherheit anzunehmen ist, daß bei Temperaturen unterhalb des Curiepunktes (T_c schwankt zwischen 200°C und 420°C) keine Fließbewegungen der Schmelze mehr stattgefunden haben. Man kann von einer starken, dem Erdfeld antiparallelen Komponente sprechen.
2. Die aus den Vertikalfeldmessungen geschlossene große negative Inklination der pauschalen Magnetisierung wurde nicht bestätigt. Ebenso reichen die gemessenen Beträge der pauschalen Magnetisierung nicht für die Erklärung der Z -Isanomalien aus. Die Erklärung des vertikalen Eigenfeldes des Backenberges ist nach den bisherigen Ergebnissen also an erhebliche Annahmen gebunden. Die Ursache kann ein Einfluß der Verwitterung auf die Magnetisierung sein, doch kann über die Dicke einer solchen Zone kein Schluß gezogen werden.
3. Der Basalt des Backenberges ist für eine magnetische Untersuchung auf seiner Oberfläche ungeeignet, da remanente und induzierte Magnetisierung stark schwanken und bei im Mittel fast gleichen Beträgen nahezu antiparallele Richtungen aufweisen.

IV. Bohrlochmessungen

Voraussetzung einer Modellbetrachtung ist zunächst die Klärung der aus den Vertikalfeldmessungen und den gesteinsmagnetischen Untersuchungen sich ergebenden Widersprüche.

Problemstellung

In Tabelle 2 sind die Meßergebnisse für das Gebiet der Hauptanomalie zusammengefaßt, um die Problemstellung und den Zweck der folgenden Messung hervorzuheben:

Meßgröße	aus Feldmessung	aus gesteinsmagnetischen Untersuchungen
Betrag von I_p ¹⁾	etwa 200 γ	55 γ
Inklination i	—70° bis —80°	—45°
Deklination D	etwa 260°	260°
Symmetrie der Einlagerung . .	Rotationssymmetrie	Antisymmetrie zu Punkt 18/12

$$^1) I_p = \text{Pauschale Magnetisierung: } \vec{I}_p = \vec{I}_{rn} + \vec{I}_i$$

Am Backenberg bot sich die Möglichkeit, durch Versuchsbohrungen (\varnothing 80 mm) unmittelbare Aufschlüsse über den Basalt bis zu 41 m unter der heutigen Oberfläche zu erhalten (keine Kernbohrung). Eine Gradientenanordnung zweier FÖRSTER-Sonden

(Abstand 1 m) wurde in das Bohrloch eingeführt und im Abstand von je 20 cm der Vertikalgradienten gemessen. Da beide Sonden eine etwas unterschiedliche Empfindlichkeit hatten, mußte jeder Meßwert korrigiert werden. Aus den Gradienten (Genauigkeit 5 γ/m) wurde das vertikale magnetische Bohrlochfeld bestimmt.

Magnetisches Bohrlochfeld einer unendlich ausgedehnten Platte

Das maximale Z -Feld in einem zylindrischen Bohrloch des Durchmessers $2b$, das eine seitlich unendlich ausgedehnte, homogen magnetisierte Platte durchteuft, genügt der Beziehung

$$Z = -4\pi I_z \frac{a}{\sqrt{a^2 + b^2}};$$

a = Dicke der durchteuften Platte,

b = Radius des Bohrloches,

I_z = Vertikalkomponente der pauschalen Magnetisierung des durchteuften Materials.

Das Maximalfeld tritt in Platten- und Bohrlochmitte auf. Ist die Dicke der Schicht in der Größenordnung des Bohrlochradius, so wird man als maximales Vertikalfeld

$$Z \approx -4\pi I_z \cdot \frac{1}{2} \sqrt{2} \approx -2,8\pi \cdot I_z$$

erhalten.

Für $a \gg b$ läßt obige Beziehung einen sehr einfachen Schluß auf die Vertikalkomponente der pauschalen Magnetisierung des Nebengesteins zu:

$$Z = -4\pi I_z.$$

Im Außenraum einer dünnen, homogen magnetisierten Platte erwartet man kein Feld. Bei einer dicken Schicht, deren horizontale Ausmaße nicht wesentlich größer als ihre Mächtigkeit sind, erhält man auf der Oberfläche ein schwaches, nach oben abnehmendes positives Feld; das maximale vertikale Störfeld wird dann den Wert $2\pi I_z$ nicht erreichen.

Ein Vergleich der Bohrlochmessungen mit der schematischen Darstellung der Abb. 8 gibt Aufschluß über die Z -Komponente der pauschalen Magnetisierung des durchteuften Gesteins. Als Beispiel sei die Feldverteilung in Bohrloch I (Punkt 18/12) angeführt.

Die Abb. 9 zeigt in Teil C die korrigierten Meßwerte (Gradienten) längs des Bohrlochs I (41 m tief), das an der Stelle der Hauptanomalie niedergebracht wurde. Teil A der Abbildung zeigt die aus diesen Gradienten durch Integration gewonnene Feldverteilung mit der Tiefe. Das Profil längs des Bohrloches ist mit fünf um jeweils

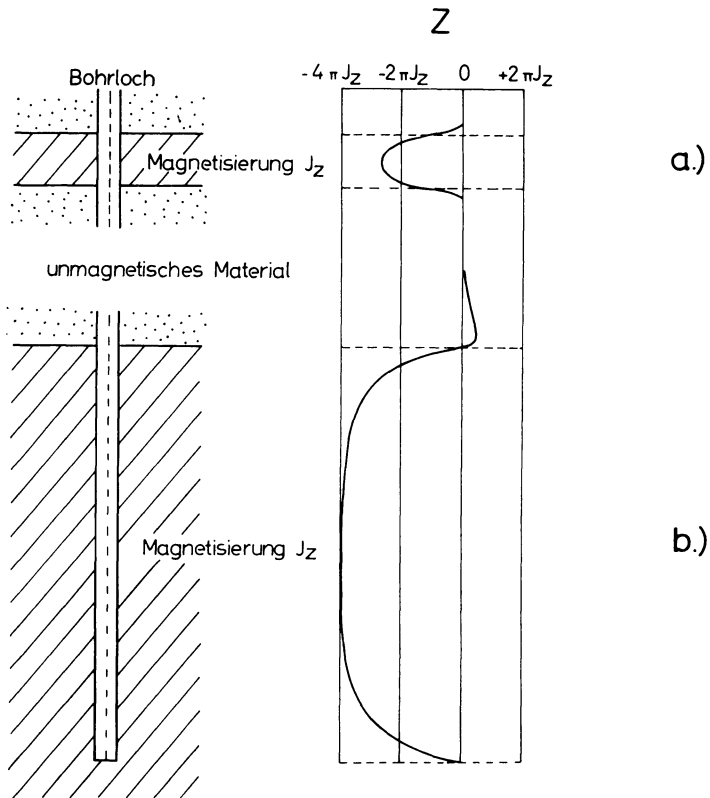


Abb. 8: Vertikales Bohrlochfeld einer seitlich unendlich ausgedehnten Platte (a) und einer Schicht (b) (schematisch).

20 cm verschobenen Meßpunktzeilen belegt. Kurve B stellt den Mittelwert des vertikalen Bohrlochstörfeldes dar.

Aus der Darstellung A der fünf Meßreihen, längs derer das Bohrlochfeld bestimmt wurde, erkennt man unregelmäßige Schwankungen des Z -Feldes von etwa $\pm 200 \gamma$. Die aus den fünf integrierten Meßreihen in Teil A durch Mittelung erhaltene Kurve B ist bereits sehr geglättet. Sie zeigt nach einem raschen Anstieg ein Plateau: die Z -Komponente des Feldes längs des Bohrloches ist bis zu einer Tiefe von etwa 20 m konstant. Die Vertikalkomponente der Magnetisierung ist also konstant. Einem leichten Abfall, der als Annäherung an eine Schicht hoher Magnetisierung mit negativer Inklination zu deuten ist, folgt ein Anstieg, der bei 33 m und 37 m Tiefe recht scharf ist. Der Anstieg des Feldes nach 37 m hält an und konnte leider nicht weiter verfolgt werden, da die Tiefe des Bohrloches nur 41 m betrug.

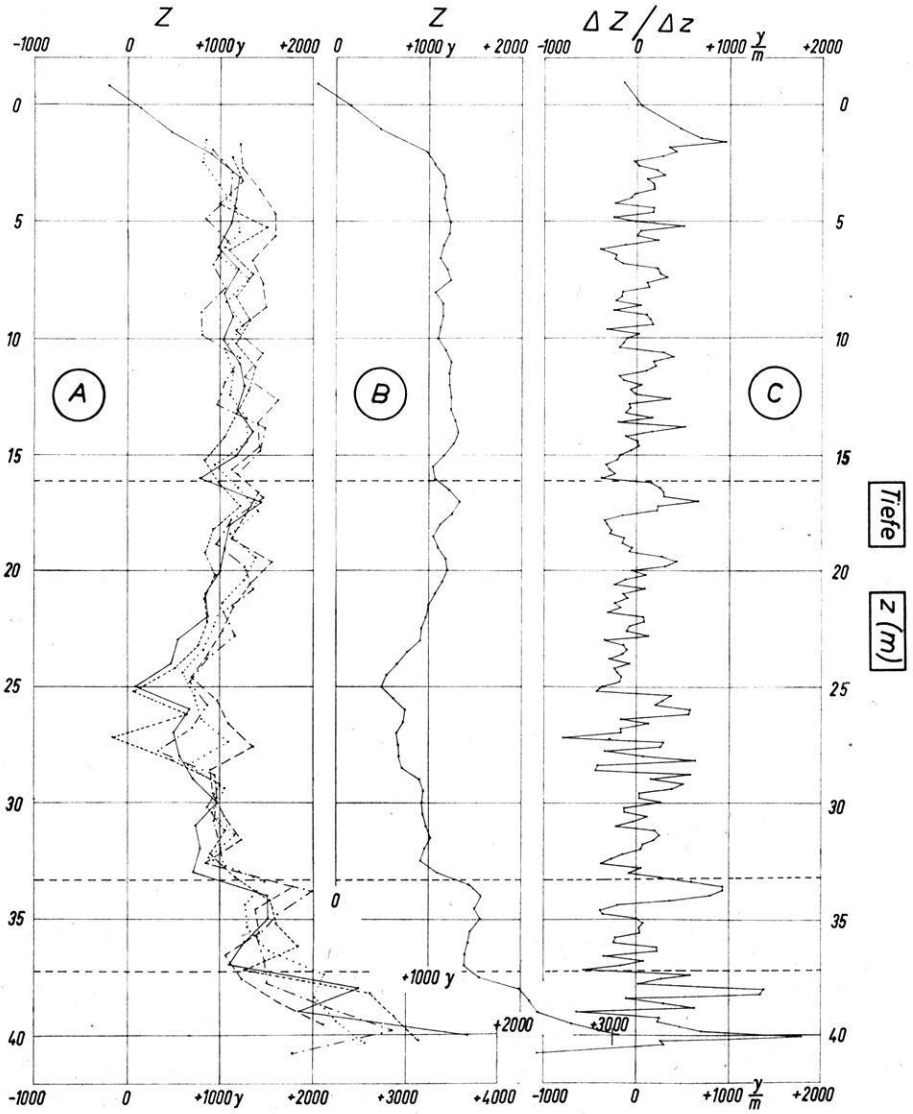


Abb. 9: Bohrloch I: Vertikalfeldverlauf

A Z-Feld auf 5 Meßpunkttrihen ($\Delta z = 20$ cm),

B gemitteltetes Z-Feld,

C gemessene Vertikalgradienten.

Gestrichelt: Schichtgrenzen nach dem Material des Bohrstaubes.

In Tiefen von 16, 34 und 37 m geben gestrichelte Linien Schichtgrenzen an. In jeder dieser Tiefen nahm die Dunkelfärbung des Bohrmehles sprunghaft zu und zeigte damit eine prozentuale Zunahme des frischen, unzersetzten Basaltes an. Auch magnetisch erkennt man einen Grenzeffekt, wie er z. B. beim Durchteufen eines Basaltblockes höherer Magnetisierung zu erwarten wäre.

Soll nach obiger Formel (S. 148) unter der Voraussetzung einer homogenen magnetisierten Platte auf die Z -Komponente der pauschalen Magnetisierung geschlossen werden, so würde man als Minimum der Vertikalkomponente des pauschalen Magnetisierungsbetrages $I_z = -\frac{Z'}{4\pi}$ erwarten (Z' = vertikales Bohrlochstörfeld).

Bis 20 m Tiefe erhält man aus dieser Formel ein I_z von etwa 95γ . Nimmt man die an der Oberfläche der Hauptanomalie gemessene Inklination von $i = -50^\circ$ auch in der Tiefe an, so bestimmt sich die pauschale Magnetisierung zu 130γ . Dieser Wert stimmt gut mit dem aus der Probenentnahme bestimmten Betrag $I_p = 85 \gamma$ für den zersetzten Basalt der Hauptanomalie überein.

Der Anstieg von Z auf insgesamt 3000γ bis zum Ende des Bohrloches weist auf eine Schichtung und auf einen stark magnetisierten Körper ($I_z \approx 500 \gamma$) ab 35 m Tiefe hin.

Aus dem Abfall des Bohrlochfeldes unterhalb 20 m und dem langsamen Anstieg bei 33 m Tiefe muß man schließen, daß keine scharfe Grenze zwischen den Gebieten verschiedener Magnetisierung besteht, sondern daß der Übergang mehr oder weniger kontinuierlich erfolgt.

V. Der Basaltkörper des Backenberges

Nach der Bestimmung der Vertikalkomponente des magnetischen Eigenfeldes auf der Oberfläche des Backenberges, der Messung einiger H_x -Profile, einer umfangreichen gesteinsmagnetischen Untersuchung und magnetischen Bohrlochmessungen sind durch die Kenntnis der Magnetisierung nach Betrag und Richtung und der oberflächlichen Erstreckung des Störkörpers die Voraussetzungen gegeben, den Basaltkörper als Träger der magnetischen Eigenschaften zu berechnen.

Bei der Modellbetrachtung sollen Formeln, die SCHMUCKER [6] aus dem magnetischen Potential für unendliche vertikale homogen¹⁾ magnetisierte Zylinder ableitet, Verwendung finden.

Die Anomalie im Nordteil des Backenberges (8/12) kann als schüsselförmige Einlagerung gedeutet werden, die durch ein Zylinderstufenmodell angenähert wird. Der Vergleich der gemessenen Z -Störung mit dem Vertikalfeld eines geeigneten Zylindermodells liefert eine gute Übereinstimmung (Abb. 10).

¹⁾ Vernachlässigt wird hierbei, daß nur Körper, die von Flächen zweiten Grades begrenzt sind, eine homogene Magnetisierung haben können. Bei der Anwendung auf Basaltkörper kann diese Tatsache unberücksichtigt bleiben [6].

Bei der Hauptanomalie (18/12) führen Plausibilitätsbetrachtungen und die Form des Z -Isanomalienbildes auch hier zu einem rotationssymmetrischen Zylinderstufenmodell mit verschiedenen Magnetisierungen der einzelnen Stufen. Der Basaltkörper an der Hauptanomalie wird als eine schüsselartige Einlagerung über einer Aufstiegszone erheblich höherer Magnetisierung gedeutet.

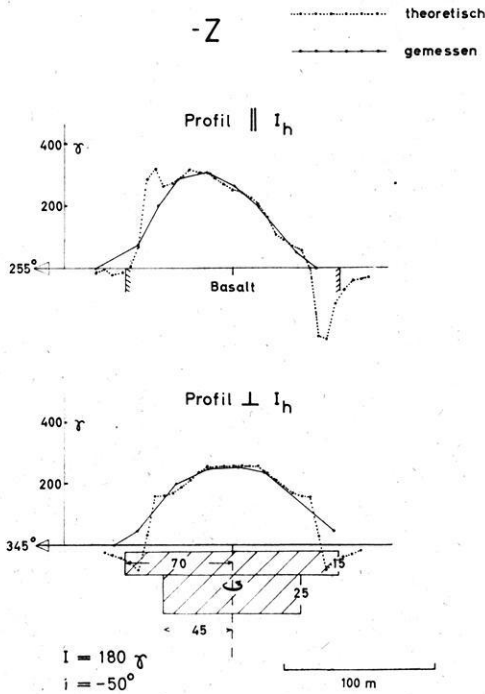


Abb. 10: Modellrechnung zur Nordanomalie des Backenberges.
 I_h : Horizontalkomponente der Magnetisierung.

Die gemessene Kurve (siehe Abb. 11) ist gegenüber der theoretisch berechneten nach rechts verschoben. Diese Unsymmetrie des gerechneten Z -Feldes, die durch die Horizontalkomponente der Magnetisierung erzeugt wird, kann dadurch, daß man $i = -90^\circ$ als Inklination für die Aufstiegszone annimmt, fast völlig beseitigt werden. Die Tiefenausdehnung des Schlotes ist nicht genau anzugeben, da der gesamte Basaltkörper unterhalb 200 m etwa nur 10% zur Z -Störung auf der Oberfläche beiträgt.

Der große Meßaufwand der magnetischen Bohrlochmessungen wird gerechtfertigt durch das Ergebnis, die eindeutige Festlegung der Lage des Schlotes, die bisher aus geologischen Untersuchungen allein nicht möglich war.

Das angegebene Modell erscheint auch aus geologischen Überlegungen heraus gesichert, die sich auf die Verteilung der Tuffe und auf Bohrergebnisse stützen.

Unter der Berücksichtigung aller Ergebnisse kann man sagen, daß sich die Schmelze von der Aufstiegszone auf der Oberfläche ausgebreitet und hauptsächlich auf der Ostseite des heutigen Backenberges eine Vertiefung im Gelände ausgefüllt hat. Eine dünne Verbindungsschicht zwischen dem Schlot und dem Gebiet der heutigen Steinbrüche auf der Ostseite wurde durch Zersatz und Verwitterung nahezu ganz zerstört.

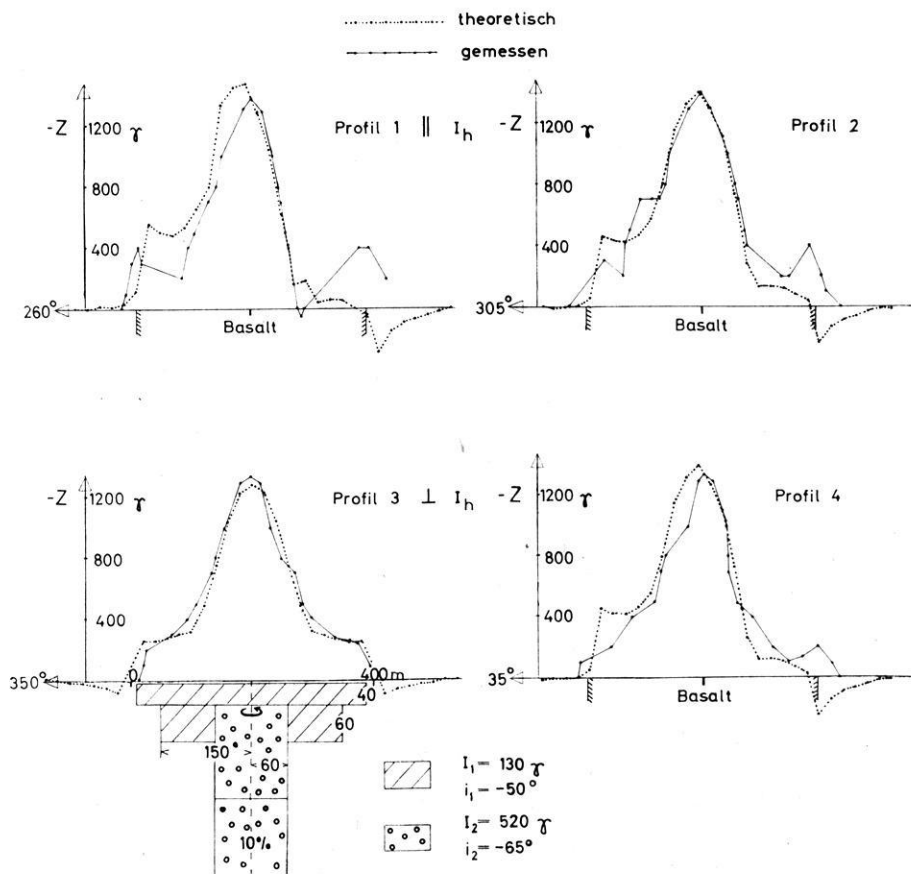


Abb. 11: Hauptanomalie: Vergleich von gemessenem Vertikalfeldverlauf auf 4 Profilen mit dem eines Zylindermodells.

Literatur

- [1] DÜRSCHNER, H.: Ein Magnetometer zur Bestimmung der magnetischen Eigenschaften von Gesteinen. *Annales de Géophysique* 10, 1954.
- [2] FISHER, R. A.: Dispersion on a Sphere. *Proceed. of the Roy. Soc. of London A*, 217, 1953.

- [3] FROMM, K.: Untersuchung der Magnetisierung des Basaltvorkommens am Hohen Hagen. Diplomarbeit, Math.-Nat., Göttingen 1958.
- [4] KOLLER, S.: Graphische Tafeln zur Beurteilung statistischer Zahlen, Darmstadt 1953.
- [5] MURAWSKI, H.: Die tertiären Basaltvorkommen der Umgebung von Göttingen. Wert und Ausmaß ihrer geologischen Aussage. Neues Jb. für Geol. und Paläontologie, Monatshefte B, 1956, 1, Stuttgart 1957.
- [6] SCHMUCKER, U.: Gesteinsmagnetische Untersuchungen und Experimente am Basalt des Steinberges bei Barlissen. Abhandl. d. Akad. d. Wiss. in Göttingen, Math.-Phys. Kl., III, 26, 1957.
- [7] WEDEPOHL, K. H.: Der Feldspatbasalt des Hohen Hagen bei Dransfeld. Heidelberg. Beiträge Min. und Petrogr. **2**, 378, 1950.
- [8] WEDEPOHL, K. H.: Der trachydoleritische Basalt (Olivin-Andesin-Basalt) des Backenberges bei Güntersen, westlich von Göttingen. Heidelbg. Beiträge Min. und Petrogr. **4**, 217, 1954.

Patentbericht

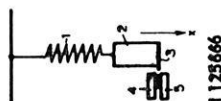
Erschütterungsmesser, insbesondere Seismograph

Von H. FRIEDEMANN, Berlin-Wilmersdorf ¹⁾

Eingegangen am 5. Mai 1962

Zum deutschen Bundespatent wurde ein Erschütterungsmesser hoher Empfindlichkeit angemeldet. Das Kernstück der Erfindung liegt in der Art und Weise der elektrischen Messung der Schwingungen des schwingungsfähigen Systems. Elektrische Messungen derartiger Schwingungen werfen besondere Probleme auf. So kann man mit dem aufgehängtem Gewicht einen Permanentmagneten in Verbindung bringen, der in einer Tauchspule schwingt und durch die schwingende Bewegung Spannungen in dieser erzeugt. Im Ruhestand werden keine Spannungen hervorgerufen, während mit zunehmender Größe und Geschwindigkeit der Auslenkung die Höhe der induzierten Spannungen steigt. Bei diesen Verfahren wird aber entsprechend der Geschwindigkeit der Bewegung die Anordnung stark frequenzabhängig, so daß für verschiedene Frequenzen keine amplitudengetreue Messung der Bodenbewegungen möglich ist. Man muß daher umfangreiche Korrekturen vornehmen. Der Erfinder verwendet nun einen Hallspannungserzeuger, zu dem ein Magnetfeld relativ beweglich ist: an einer schwingungsfähigen Masse wird ein Dauermagnet derart angeordnet, daß er in der Ruhelage einer feststehenden, parallel zur Flußachse liegenden, Hallsonde gegenübersteht, so daß die Hallspannung nach Größe und Richtung der Auslenkung proportional ist. Eine derartige Hallsonde kann zwischen Weicheisen- oder Ferritschenkeln angebracht sein. Dabei ist es von Vorteil, die Hallsonde als dünnes Plättchen oder Schicht nahe an der Stirnseite der beiden Ferritstücke in dem Luftspalt zwischen denselben anzuordnen.

Die Zeichnung zeigt ein Ausführungsbeispiel in seinen für die Erfindung wesentlichen Teilen (in stark vereinfachter Darstellung).



¹⁾Dr. H. FRIEDEMANN, Berlin-Wilmersdorf, Ruhrstraße 20

An einer Feder 1 ist das Massegewicht 2 aufgehängt. Eine Dämpfung ist der Einfachheit der Darstellung halber nicht gezeichnet.

Auch ist die Darstellung nur für eine Bewegungsrichtung veranschaulicht, während naturgemäß mindestens drei — z. B. zueinander senkrechte — Bewegungsrichtungen erforderlich sind, um alle Bewegungskomponenten zu erfassen.

Am unteren Ende des Gewichtes 2 befindet sich ein Dauermagnet 3, der über das Gewicht hinausragt. In einem gewissen Abstand von dem Pol des Dauermagneten ist die Meßsonde fest angebracht. Diese besteht aus einem zwischen zwei Ferritplatten 4 und 5 befindlichen Hallplättchen. Die Halbleiterschicht wird senkrecht zur Zeichenebene von einem Steuerstrom durchflossen. Das magnetische Feld beeinflusst den Hallgenerator, wobei die Einrichtung so justiert werden kann, daß in der Nullstellung, also der Ausgangslage, sich die magnetischen Flüsse aufheben. Erst bei einer Auslenkung nach oben oder unten hin tritt dann eine Hallspannung auf, deren Höhe und Richtung ein Maß der Auslenkung und deren Richtung ist.

DBP. Anm.: 1 125 666, L. 42 c 42, veröffentlicht: 15. 3. 62

Anmelder: Siemens-Schuckertwerke Aktiengesellschaft, Berlin und Erlangen, Erlangen, Werner-von-Siemens-Straße 50.

Mitteilung

Die Meteorologische Gesellschaft in Hamburg beabsichtigt, die *Meteorologentagung 1962* in der Zeit vom 10. bis 12. Oktober 1962 in Hamburg abzuhalten. Es sind drei Themenkreise vorgesehen, und zwar 1. Luftphysik und Luftchemie, 2. Ozean und Atmosphäre, und 3. Allgemeine Zirkulation der Atmosphäre.

Nähere Auskunft erteilt die Geschäftsstelle der Meteorologischen Gesellschaft, Hamburg 4, Bernhard-Nocht-Str. 76.

Wir suchen zu kaufen:

Zeitschrift für Geophysik

Jahrgang 1—18. 1924—1944 oder Jahrgang 1—25
(gegebenenfalls auch einzelne Bände und Hefte)

sowie alle anderen wissenschaftlichen Zeitschriften, Sammelwerke, wie auch vollständige Bibliotheken.

Unter anderem suchen wir z. Zt. noch besonders:

Gerlands Beiträge zur Geophysik vollständig und einzeln

Geofisica pura e applicata Vols. 1—42 und 1—5

Geophysics Vols. 1—18 oder 1—24

Handbuch der Geophysik von B. Gutenberg

Zentralblatt f. Geophysik, Meteorologie u. Geodäsie Band 1—11

usw. usw.

Angebote mit genauen Angaben
(möglichst auch mit Preis) erbittet

„Journalfranz“
ARNULF LIEBING OHG.
WÜRZBURG 2 POSTFACH 1136

Soeben erschienen:

Katalog 74:

Geologie

Mineralogie, Paläontologie
und verwandte Gebiete

Auf Anforderung senden
wir Ihnen diesen Antiquariats-
katalog kostenlos zu.

„Journalfranz“
ARNULF LIEBING OHG.

WÜRZBURG 2

Münzstr. 12 Postfach 1136 Telefon 54020

G E O P H Y S I C S

A Journal of General and Applied Geophysics

Published Quarterly by

**SOCIETY OF EXPLORATION
G E O P H Y S I C I S T S**

Box 1536

Tulsa, Oklahoma

The official journal of the leading international group of prospecting geophysicists

Devoted to current problems in seismograph, gravity, magnetic and other methods of geophysical prospecting for oil and other minerals

Covers geophysical instrumentation

SUBSCRIPTION RATES

ONE YEAR (4 issues) \$ 10.00,
foreign \$ 10.50 (payment with order)

ALSO AVAILABLE ON MICROCARDS



SEISMOS

beschafft für Sie Informationen aus dem Untergrund

**Seismos G. m. b. H.,
Wilhelm-Busch-Straße 4,
Hannover.**

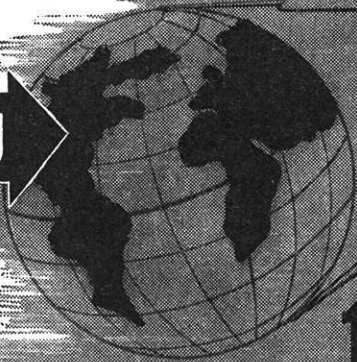
**Fernruf 7 08 31
Fernschreiber 09 22419**



60 000 γ

direkter Meßbereich
bei einer

MESSGENAUIGKEIT unter $\mp 1 \gamma$
oder



120 000 γ

direkter Meßbereich
bei einer

MESSGENAUIGKEIT von $\mp 2 \gamma$

das kennzeichnet unser
neues Torsionsmagnetometer
Gfz/M mit Mikrometer

4-311

Fordern Sie unsere ausführlichen Informationen!



Seismik

Seeseismik

Gravimetrie

Aero-Magnetik

Magnetik

Zement-Log

Elektrik

A large, stylized black wave graphic that curves across the bottom half of the page, framing the company name.

PRAKLA



HANNOVER · HAARSTRASSE 5 · RUF: 88 66 61 · FERNSCHREIBER: 092 2847 · DRAHT: PRAKLA