

Werk

Jahr: 1970

Kollektion: fid.geo

Signatur: 8 Z NAT 2148:36

Digitalisiert: Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen

Werk Id: PPN101433392X_0036

PURL: http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X_0036

LOG Id: LOG_0029

LOG Titel: Heft 2

LOG Typ: issue

Übergeordnetes Werk

Werk Id: PPN101433392X

PURL: <http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X>

OPAC: <http://opac.sub.uni-goettingen.de/DB=1/PPN?PPN=101433392X>

Terms and Conditions

The Goettingen State and University Library provides access to digitized documents strictly for noncommercial educational, research and private purposes and makes no warranty with regard to their use for other purposes. Some of our collections are protected by copyright. Publication and/or broadcast in any form (including electronic) requires prior written permission from the Goettingen State- and University Library.

Each copy of any part of this document must contain these Terms and Conditions. With the usage of the library's online system to access or download a digitized document you accept the Terms and Conditions.

Reproductions of material on the web site may not be made for or donated to other repositories, nor may be further reproduced without written permission from the Goettingen State- and University Library.

For reproduction requests and permissions, please contact us. If citing materials, please give proper attribution of the source.

Contact

Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen
Georg-August-Universität Göttingen
Platz der Göttinger Sieben 1
37073 Göttingen
Germany
Email: gdz@sub.uni-goettingen.de

Zeitschrift für Geophysik

Band 36

1970

Heft 2

Inhaltsverzeichnis

SOFFEL, H.: The Influence of the Dislocation Density and Inclusions on the Coercive Force of Multidomain Titanomagnetites of the Composition $0.65 \text{ Fe}_2\text{TiO}_4 \cdot 0.35 \text{ Fe}_3\text{O}_4$ in Basalts as Deduced from Domain Structure Observations	113
SCHWENTEK, H.: Sonneneruptionseffekte in der Ionosphäre beobachtet in Lindau zwischen dem 27. Oktober und 2. November 1968	125
MELZNER, F., und H. H. RABBen: Elektronendichte-Messungen in der Ionosphäre mit einer neuartigen Hochfrequenz-Impedanzsonde	135
ROSSBERG, L.: Über die Pitchwinkelverteilung von Elektronenflüssen mit Energien $E > 40 \text{ KeV}$ in der Polarlichtzone	151
KIRSCH, E.: Raketensexperiment zur Untersuchung von Nordlichtern	165
KOZÁK, J., und L. WANIEK: Schlierenoptische Untersuchungen an seismischen Gelmodellen mit photometrischer Auswertung des Wellenfeldes	175
BOSE, S. K.: Notes on Wave Theories for the Propagation of T-, Lg-, Rg-, G-Waves and Microseisms from Storms over Deep Sea	193
SCHICK, R.: A Method for Determining Source Parameters of Small Magnitude Earthquakes	205
Briefe an den Herausgeber:	
VETTER, U., und R. MEISSNER: Überprüfung der Isostasie durch tiefenseismische Sondierungen	225
ARIČ, K.: Über die Struktur des Reykjanes-Rückens nach den Ergebnissen reflexionsseismischer Messungen	229
<i>In memoriam</i> FRIEDRICH BURMEISTER	233



PHYSICA - VERLAG · WÜRZBURG

ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

als zweimonatliche Publikation herausgegeben im Auftrag der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft von

W. Dieminger, Lindau/Harz

und

J. Untiedt, Münster i. W. (als Stellvertreter)

unter Mitwirkung von

A. Defant, Innsbruck — W. Hiller, Stuttgart — K. Jung, Kiel — W. Kertz, Braunschweig — E. A. Lauter, Kühlungsborn — H. Menzel, Hamburg — O. Meyer, Hamburg — F. Möller, München — St. Müller, Karlsruhe — H. Reich, Göttingen

Veröffentlicht werden Originalarbeiten aus dem gesamten Gebiet der Geophysik und aus den Grenzgebieten in deutscher, englischer oder französischer Sprache. Außerdem erscheinen mehrmals im Jahr auf Einladung hin verfaßte Übersichtsartikel.

Für kurze Mitteilungen, bei denen Interesse an raschem Erscheinen besteht, gibt es neben den normalen Veröffentlichungen die „Briefe an den Herausgeber“ (ohne Zusammenfassung). Sie werden nach Möglichkeit im nächsten Heft gebracht.

Jede Originalarbeit beginnt mit einer deutschen und einer englischen oder französischen Zusammenfassung. Bei deutschsprachigen Aufsätzen und Briefen werden Titel der Arbeit und Abbildungsunterschriften zusätzlich in englischer oder französischer Sprache gebracht.

Die Autoren erhalten 50 Sonderdrucke ihrer Arbeit kostenlos. Weitere Exemplare können vom Verlag gegen Berechnung geliefert werden. Eine Honorierung der Beiträge erfolgt nicht.

Es wird gebeten, die Manuskripte in Maschinschrift 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 Zitate sollen entsprechend folgendem Beispiel angefertigt werden:

Im Text: Bei der ersten Zitierung [JUNG, MENZEL und ROSENBACH 1965], bei jeder folgenden Zitierung [JUNG et al. 1965]. Im Literaturverzeichnis: JUNG, K., H. MENZEL und O. ROSENBACH: Gravimetermessungen im Nördlinger Ries. Z. Geophys. 31, 7—26, 1965.

Manuskripte sind zu senden an Prof. Dr. WALTER DIEMINGER, Max-Planck-Institut für Aeronomie, 3411 Lindau/Harz

Anschrift der *Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft*:

2 Hamburg 13, Binderstr. 22. Postscheckkonto: Hamburg 55983

Bank: Neue Sparcasse, Hamburg 24/11528

Aufgenommen werden nur Arbeiten, die weder im In- noch im Ausland veröffentlicht wurden und die der Autor auch anderweitig nicht zu veröffentlichen sich verpflichtet. Mit der Annahme des Manuskriptes geht das ausschließliche Nutzungsrecht an den Verlag über.

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.

Bezugspreis je Band (6 Hefte) 78,— DM, Einzelheft je nach Umfang. Abonnements verlängern sich jeweils um einen Band, falls keine ausdrückliche Abbestellung zum Jahresende vorliegt.

Gedruckt mit Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft.

Bekanntmachung lt. Bayer. Pressegesetz: Verlag: PHYSICA-VERLAG Rudolf Liebig K.-G., D 87 Würzburg, Werner-von-Siemens-Straße 5
Pers. haft. Ges.; Anruf Liebig und Hildegund Holler, sämtlich Buchhändler in Würzburg. Kommanditistin: Gertrud Liebig, Würzburg

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

Printed in Germany



PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1970

The Influence of the Dislocation Density and Inclusions on the Coercive Force of Multidomain Titanomagnetites of the Composition $0.65 \text{ Fe}_2\text{TiO}_4 \cdot 0.35 \text{ Fe}_3\text{O}_4$ in Basalts as Deduced from Domain Structure Observations

Von H. SOFFEL, München¹⁾

Eingegangen am 16. Juli 1969

Summary: The coercive force of multidomain homogeneous and almost spherical titanomagnetites ($0.65 \text{ Fe}_2\text{TiO}_4 \cdot 0.35 \text{ Fe}_3\text{O}_4$) of two different basalts was studied using relationships for the interaction of domain walls with dislocation lines and nonferromagnetic inclusions. With the observed dislocation density ($5 \cdot 10^6/\text{cm}^2$) and the average number of inclusions in the titanomagnetites a maximal coercive force of the multidomain grains of about 100 Oe was evaluated. This is in good agreement with the demagnetization spectrum of the two basalts. Domain structure observations of the titanomagnetites in the basalts under the influence of external fields confirm the estimated figure for H_c .

Zusammenfassung: Die Koerzitivkraft annähernd kugelförmiger homogener Titanomagnetite ($0.65 \text{ Fe}_2\text{TiO}_4 \cdot 0.35 \text{ Fe}_3\text{O}_4$) mit Mehrbereichskonfiguration in zwei verschiedenen Basalten wurde unter dem Gesichtspunkt der Wechselwirkung zwischen Blochwänden mit Versetzungslinien und unmagnetischen Einschlüssen untersucht. Mit der beobachteten Versetzungsdichte der Titanomagnetite ($5 \cdot 10^6/\text{cm}^2$) und der mittleren Anzahl der Einschlüsse ergab sich für die Mehrbereichsteilchen eine maximale Koerzitivkraft von etwa 100 Oe. Dieser Wert stimmt gut mit dem Entmagnetisierungs-Spektrum der beiden Basalte überein. Durch die Beobachtung der Bereichsstrukturen der untersuchten Titanomagnetite unter dem Einfluß äußerer Felder konnte der abgeschätzte Wert von H_c bestätigt werden.

Introduction

Independent of their chemical composition or structure peculiarities the ferromagnetic ore grains in the rocks can be classified into two categories with respect to the configuration of their magnetic domains, namely

- (i) single domain particles,
- (ii) multidomain particles.

In single domain particles the magnetization can only be changed by a rotation of the magnetization vectors from the directions of easy magnetization, which are determined by the crystal anisotropy, the shape anisotropy and eventual stress fields.

¹⁾ Privatdozent Dr. Heinrich SOFFEL, Institut für Angewandte Geophysik der Universität München, 8000 München 2, Richard-Wagner-Straße 10.

For an assembly of randomly oriented cubic single domain particles the coercive force H_c , i.e. the field which is necessary for a reversal of the magnetization vectors, is given by:

$$H_c = 0.64 K/J_s \quad (1)$$

for pure crystal anisotropy,

$$H_c = 0.48 (N_a - N_b) J_s \quad (2)$$

for pure shape anisotropy and

$$H_c = 1.44 \cdot \lambda_s \cdot \sigma/J_s \quad (3)$$

when an uniaxial stress σ is present. Hereby denote: J_s = saturation magnetization; K = crystal anisotropy constant; N_a and N_b the demagnetization factors; λ_s = magnetostriction constant. — The coercive force of single domain particles therefore mainly depends on parameters which are determined by the shape of the particles and by bulk magnetic properties, which are not sensitive for the real structure of the material.

In multidomain particles the changes of magnetization in weak magnetic fields (like the earth's magnetic field, $H_a < 0.6$ Oe) are produced by a motion of domain walls rather than by rotation processes. The mobility of the domain walls not only depends upon the bulk magnetic properties but also on parameters which are determined by the real structure of the crystal. Due to the real structure additional energy barriers are produced within the ore grains. The external field which is necessary to drive the domain walls across these energy barriers can be regarded as a kind of coercive force of a multidomain grain.

The theoretical considerations were tested by studying the mobility of the domain walls of multidomain titanomagnetite grains in basalts. The basalt samples are from Rauher Kulm and Parkstein, two tertiary basalts from the Oberpfalz, Germany. The rockmagnetic and paleomagnetic properties of these basalts were studied by REFAI [1961]; PETERSEN [1962] and SOFFEL [1968] for the Rauher Kulm basalt and by SOFFEL and SUPALAK [1968] and SOFFEL [1968] for the Parkstein basalt. The titanomagnetites of both basalts are homogeneous and the composition of both is $0.65 \text{ Fe}_2\text{TiO}_4 \cdot 0.35 \text{ Fe}_3\text{O}_4$.

The Influence of Inclusions and Lattice Imperfections on the Domain Wall Mobility in Ore Grains

Natural minerals always contain an appreciable amount of lattice imperfections which can be classified into: a) dislocations of different types, b) interstitial atoms. They also contain inclusions of nonmagnetic material, submicroscopic to microscopic in size. Due to the stress field and the magnetic stray field in their vicinity all these types of lattice imperfections and inclusions are able to interact with the corresponding fields around or within a domain wall.

For the interaction of a 180° -wall with a dislocation line only simplified models are available so far which have been developed for cubic and hexagonal metals [see SEEGER and coworkers, 1966]. There are good reasons to apply the same formula to the dense ferrimagnetic opaque minerals like magnetite, the titanomagnetites and hematite. According to TRÄUBLE [1966] 180° -walls can only interact with dislocation lines in the plane of the domain walls or which intersect them. Remote dislocation lines are assumed to have no effect on the mobility of a 180° -wall. This assumption however seems to be only a first order approximation according to recent investigations by MARKERT [1969].

Let us assume a dislocation line fixed to a knot and therefore unable to be shifted around easily in the material. The energy E_d per unit length of a dislocation line which is necessary to move a 180° -wall across the dislocation line is given after TRÄUBLE [1966, p. 267] to be:

$$E_d = \frac{3 \cdot G \cdot b \cdot \lambda \cdot \delta_w}{2} \sin \alpha \sin \omega. \quad (4)$$

Hereby denote: G = shear modulus; δ_w = wall thickness; b = burger's vector; λ = magnetostriction constant; ω and α the angles between the burger's vector and the normal of the domain wall or the dislocation line respectively. E_d has its maximal value for step-dislocations ($\alpha = 90^\circ$) and b being normal to the domain wall ($\omega = 90^\circ$). E_d is zero for screw dislocations ($\alpha = 0$) and/or b being parallel to the domain wall ($\omega = 0$).

The maximal force which a dislocation line of length l exerts on a 180° -wall is given by:

$$p_{\text{disl., max.}} = \frac{3}{2} G \cdot b \cdot \lambda \cdot l. \quad (5)$$

In the vicinity of a dislocation line the directions of magnetization deviate from the easy directions thus producing magnetic stray fields which are able to interact with the stray fields around a domain wall. For materials with large crystal anisotropy (for instance magnetite and possibly also the titanomagnetites) the deviations are very small and this stray field effect can be neglected besides the stress effect between a dislocation line and a domain wall as discussed above.

A much stronger interaction however must be expected between inclusions of non-ferromagnetic material and a domain wall. Such inclusions have been observed occasionally in the titanomagnetites of the investigated basalts. The interaction is threefold and is due to one or a combination of the following effects: (a) different stress state in the vicinity of the inclusion (E_σ), (b) reduction of the volume of a domain wall by the inclusion (E_{vol}), (c) the magnetic stray field around an inclusion (E_{str}). The total interaction energy between a domain wall and an inclusion is given by:

$$E = E_\sigma + E_{\text{vol}} + E_{\text{str}} \quad (6)$$

According to KRONMÜLLER [1962] E_σ can be neglected besides E_{vol} and E_{str} . The force p_{vol} which a spherical inclusion of a diameter $d \ll \delta_w$ exerts on a 180° -wall due to a reduction of the domain wall volume is given after DIJKSTRA and WERT [1950] to be:

$$p_{vol} = 2\pi d^3 \cdot \gamma_w / 3 \delta_w^2 \quad (7)$$

γ_w denotes the specific energy and δ_w the thickness of a 180° domain wall. The force due to the stray field effect of small inclusions with $d \ll \delta_w$ is after the same authors given by:

$$p_{str} = \frac{2 \cdot \pi^4}{3} \left[\frac{1}{18} - \frac{1}{48} \right] \frac{J_s^2 \cdot d^5}{\delta_w^3} \quad (8)$$

Spherical inclusions occasionally have closure domains in their vicinity by which the stray field is considerably reduced. After KONDORSKY [1949] p_{str} is given in this case by:

$$p_{str} = 2\sqrt{2} \cdot \pi \cdot d \cdot \gamma_w \quad (9)$$

The energy dE which is necessary for the movement dx of a 180° -wall of the area A by a magnetic field H is given by:

$$dE = 2 \cdot H \cdot J_s \cdot A \cdot \cos \varphi \cdot dx \quad (10)$$

whereby φ denotes the angle between the field H and the direction of J_s . Putting $\overline{\cos \varphi} = 2/3$, the force exerted by H on the domain wall is given by:

$$p = \frac{4}{3} H \cdot J_s \cdot A \quad (11)$$

and the field necessary to overcome an empeding force p is given by:

$$H = \frac{3 \cdot p}{4 \cdot J_s \cdot A} \quad (12)$$

This formula enables us to estimate the critical field strength (coercive force, H_c) which is necessary to move a 180° -wall across obstacles like pinned dislocation lines and inclusions. Combining (12) and (5) we yield the coercive force associated with a dislocation line:

$$H_{c, \text{dist.}} = \frac{9 \cdot G \cdot b \cdot \lambda \cdot l}{8 \cdot J_s \cdot A} \quad (13)$$

For an inclusion with $d \ll \delta_w$ we get with (12) and (7):

$$H_{c, \text{incl., vol}} = \frac{\pi \cdot d^3 \cdot \gamma_w}{2 \cdot \delta_w^2 \cdot J_s \cdot A} \quad (14)$$

and with (12) and (8):

$$H_{c, \text{incl., str}} = \frac{\pi^4}{2} \left[\frac{1}{18} - \frac{1}{48} \right] \frac{J_s \cdot d^5}{\delta_w^3 \cdot A} \quad (15)$$

For inclusions with $d \gtrsim \delta_w$ we yield with (12) and (9):

$$H_{c, \text{incl., str}} = \frac{3 \cdot \pi \cdot d \cdot \gamma_w}{2 \cdot J_s \cdot A} \quad (16)$$

Table 1 shows the coercive force for a magnetite and a titanomagnetite ($0.65 \text{ Fe}_2\text{TiO}_4 \cdot 0.35 \text{ Fe}_3\text{O}_4$) grain of 10 by 10 by 10 microns by volume. For magnetite the specific energy of a 180° -wall and its thickness have been determined experimentally by SOFFEL [1964] to be $\gamma_w \approx 1 \text{ erg/cm}^2$ and $\delta_w \approx 10^{-5} \text{ cm}$ respectively. $\lambda_s = 40 \cdot 10^{-6}$ and $J_s = 480 \text{ Gauss}$. The burger's vector is assumed to be equal to the unit cell dimension ($b \approx 8 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$). The length l of a dislocation line cannot exceed the diameter of the grain (10^{-3} cm) and is certainly shorter (10^{-4} to 10^{-5} cm). The shear

Table 1: Coercive force of a multidomain ore grain, 10 by 10 by 10 microns by volume due to dislocation lines and spherical inclusions.

		Length l of a dislocation line (cm)				
		10^{-3}	10^{-4}	10^{-5}	10^{-6}	
$H_{c, \text{disl}}$ (Oe), after (13)	magnetite	1.5	0.15	0.015	0.0015	
	titanomagnetite	23	2.3	0.23	0.023	
		Diameter d of a spherical inclusion (cm)				
		$5 \cdot 10^{-4}$	10^{-4}	$5 \cdot 10^{-5}$	10^{-5}	10^{-6}
$H_{c, \text{vol}}$ (Oe), after (14)	magnetite	— model not applicable —			$3.3 \cdot 10^{-2}$	$3.3 \cdot 10^{-5}$
	titanomagnetite	— model not applicable —			$6 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-6}$
$H_{c, \text{str}}$ (Oe), after (15)	magnetite	— model not applicable —			$8.1 \cdot 10^{-2}$	$8.1 \cdot 10^{-7}$
	titanomagnetite	— model not applicable —			$1.4 \cdot 10^{-3}$	$1.4 \cdot 10^{-8}$
$H_{c, \text{str}}$ (Oe), after (16)	magnetite	7	1.4	0.7	model not applicable	
	titanomagnetite	7	1.4	0.7	model not applicable	

modulus is $G = 2 \cdot 10^{11}$ dyn/cm² as computed after data from WOEBER, KATZ and AHRENS [1963].—For the investigated titanomagnetites much less information on some of the parameters are available. $J_s \approx 100$ Gauss according to their CURIE-temperatures and data from AKIMOTO, KATSURA and YOSHIDA [1957]. As magnetite and the titanomagnetites have essentially the same oxygen lattice both the shear modulus and the burger's vector are assumed to be the same as for magnetite. Measurements by SYONO [1965] of the magnetostriction constant λ_s and the crystal anisotropy constant K yielded the following values for the titanomagnetites under consideration: $\lambda_s = 140 \cdot 10^{-6}$ and $K = 10^4$ erg/cm³. Both λ_s and K strongly influence the specific energy and thickness of domain walls, which is expressed by the following proportionalities:

$$\gamma_w \sim \sqrt{I_0 \cdot K} \quad (17)$$

and

$$\delta_w \sim \sqrt{I_0/K} \quad (18)$$

[after KITTEL, 1949]. I_0 denotes the exchange integral, which is connected with the CURIE-temperatures by the relation:

$$T_c \sim I_0 \quad (19)$$

Equations (17) to (19) have been established so far only for metals with direct interactions between the magnetic moments of the atoms but not yet for the ferrimagnetic oxide minerals like magnetite or the titanomagnetites with superexchange interactions. It is assumed however that they can be applied to the ferrimagnetic oxides as well.

With the known values of γ_w and δ_w for magnetite the equations (17) to (19) enable us to compute the approximate values for the investigated titanomagnetites. For the exchange integral we get therefore from (19):

$$\frac{I_{0, \text{titanomagn.}}}{I_{0, \text{magnetite}}} = \frac{460^\circ \text{ K}}{850^\circ \text{ K}} = 0.54 \quad (20)$$

As we have

$$\frac{K_{\text{titanomagn.}}}{K_{\text{magnetite}}} = \frac{10^4 \text{ erg/cm}^3}{10^5 \text{ erg/cm}^3} = 0.1 \quad (21)$$

we get for the specific wall energy from (17):

$$\begin{aligned} \gamma_{w, \text{titanomagn.}} &= \gamma_{w, \text{magnetite}} \sqrt{\frac{(I_0 K)_{\text{titanomagn.}}}{(I_0 K)_{\text{magnetite}}}} \\ &= \gamma_{w, \text{magnetite}} \sqrt{0.54 \cdot 0.1} = 0.23 \end{aligned} \quad (22)$$

With $\gamma_w, \text{ magnetite} \approx 1 \text{ erg/cm}^2$ we get:

$$\gamma_w, \text{ titanomagn.} \approx 0.23 \text{ erg/cm}^2. \quad (23)$$

The same estimation for the wall thickness yields the following result:

$$\begin{aligned} \delta_w, \text{ titanomagn.} &= \delta_w, \text{ magnetite} \sqrt{\frac{0.54}{0.1}} \\ &\approx 2.3 \cdot 10^{-5} \text{ cm}. \end{aligned} \quad (24)$$

Table 1 shows that only dislocation lines of proper orientation with respect to the domain walls and of considerable length, and inclusions with a diameter larger or comparable to the thickness of a domain wall give remarkable contributions to the "wall friction" i.e. the coercive force of a multidomain grain. Interstitial atoms which can be regarded as inclusions with a diameter of about 10^{-7} cm have a negligible effect on the wall friction.

The total coercive force of a spherical multidomain grain therefore depends largely on the dislocation density, the length and orientation of the dislocation lines with respect to the domain walls and the special type of dislocation. It depends furthermore upon the abundance and size of nonferromagnetic inclusions. Another mechanism for the domain wall pinning resulting in a coercive force of a multidomain grain is due to deviations from the ideal spherical shape or by a very irregular shape of the ore grains. Both mechanisms do not apply to the investigated titanomagnetites and shall therefore not be discussed here.

Coercive Force of the Multidomain Grains as Deduced from the Observed Domain Wall Mobility in the Titanomagnetites

Due to the good spherical shape of most of the multidomain grains their coercive force is most likely exclusively due to the interaction of the domain walls with dislocation lines and inclusions of nonferromagnetic material with a diameter around 1 micron, according to table 1. The dislocation density was determined counting etch pits produced by ionic polishing as applied by SOFFEL [1968a] for the preparation of ferrimagnetic ore grains for domain structure observations. Fig. 1 shows a titanomagnetite grain in the Prakstein basalt with a diameter of about 8 microns (probably a 110-plane). The etch pits are interpreted as dislocation lines intersecting the surface. An average dislocation density of $5 \cdot 10^6/\text{cm}^2$ was determined for the titanomagnetites of both the Parkstein and the Rauhe Kulm basalt. (A dislocation density of $5 \cdot 10^6/\text{cm}^2$ means that an area of 10^{-6} cm^2 , which is ten by ten microns, is intersected by 5 dislocation lines.) Fig. 2 shows the domain configuration of the ore grain as shown in Fig. 1 under the influence of external fields parallel to the polished surface of the grain.

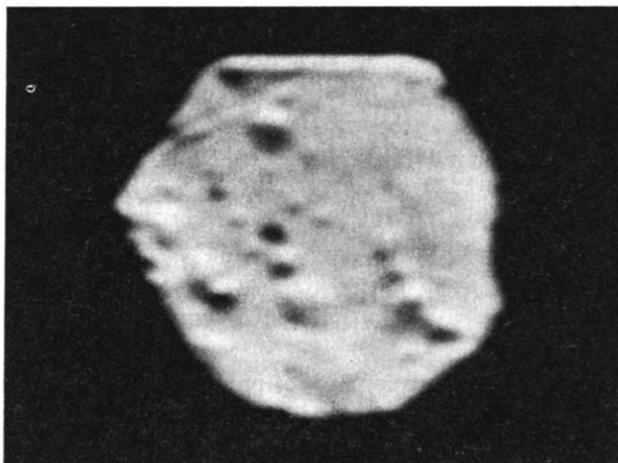


Fig. 1: Titanomagnetite grain in the Parkstein basalt, polished by ionic bombardment. The pits are dislocation lines intersecting the surface. For the scale see Fig. 3.

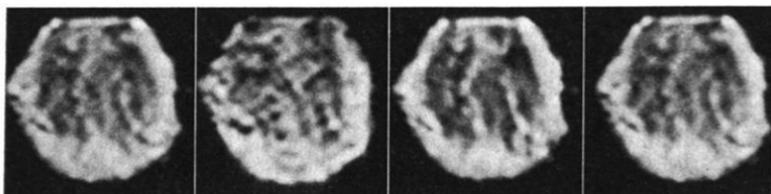


Fig. 2: Domain configuration of the ore grain as shown in Fig. 1 under the influence of external fields parallel to the surface (Bitter pattern technique). For the scale and the directions of the external fields see Fig. 3.

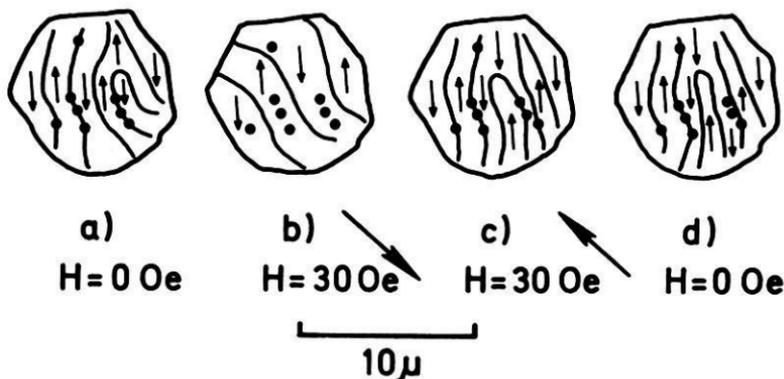


Fig. 3: Graph of the domain configurations as shown in Fig. 2. Dots: etch pits; bold lines: domain walls; small arrows: proposed magnetization directions of the domains; large arrows: direction of the external field.



Fig. 4: Domain configuration of two titanomagnetite grains in the Parkstein basalt (Bitter pattern technique). For the scale see Fig. 5. Ambient field is zero.

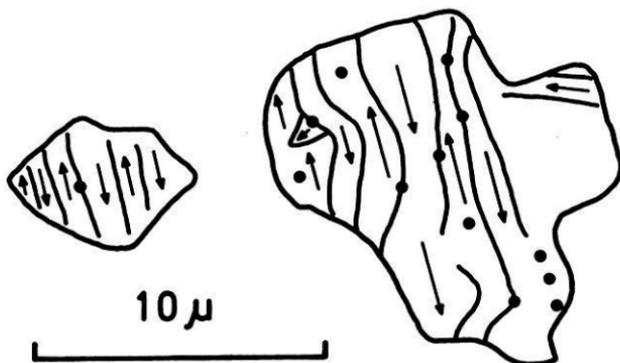


Fig. 5: Graph of the domain configuration of the titanomagnetite grains as shown in Fig. 4. Dots: etch pits; bold lines: domain walls; arrows: proposed magnetization directions of the domains.

The sample preparation was the same as described by SOFFEL [1968a]. The position of the etch pits (dots) and of the domain walls as deduced from photographs as well as from microscopic observations (bold lines) are shown in the graphs of Fig. 3. It can be seen that the domain walls are pinned to the etch pits (Fig. 3 a, c, d) and that external fields in the order of 30 Oe are capable to separate them. The small arrows indicate a possible distribution of the directions of magnetization in the domains, as derived from the movement of the domain walls under the influence of the external field. Fig. 4 and 5 show another example of the same phenomenon for two other titanomagnetite grains in the Parkstein basalt.



Fig. 6: Titanomagnetite grain in the Rauche Kulm basalt, polished by ionic bombardment. The pits are dislocation lines intersecting the surface and inclusions. The thin straight lines are former scratches produced by previous mechanical polishing. For the scale see Fig. 8.

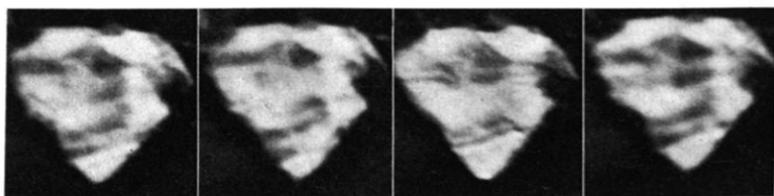


Fig. 7: Domain configuration of the ore grain as shown in Fig. 6 under the influence of external fields parallel to the surface (Bitter pattern technique). For the scale and the directions of the external fields see Fig. 8.

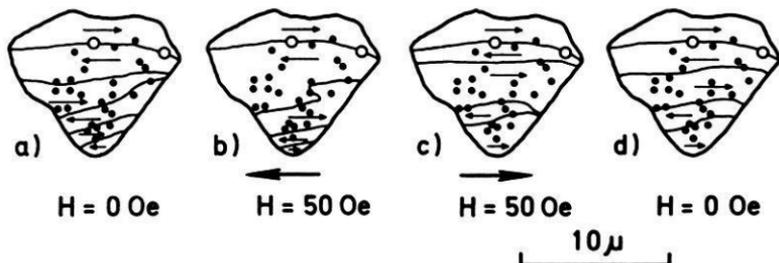


Fig. 8: Graph of the domain configuration as shown in Fig. 7. Dots: etch pits; open circles: inclusions; bold lines: domain walls; small arrows: proposed direction of magnetization of the domains; large arrows: direction of the external field.

Fig. 6 shows a titanomagnetite grain of about 10 microns in diameter in the Rauhe Kulm basalt. The variations of the domain configuration under the influence of external fields parallel to the polished surface of the grain is represented in Fig. 7. The inclusions (open circles), etch pits (dots), domain walls (bold lines) and magnetization directions in the domains (arrows) are shown in the graphs of Fig. 8. While domain walls pinned to dislocation lines can easily be moved under the influence of external fields in the order of 50 Oe, the two inclusions are able to hold the uppermost domain wall even in external fields higher than 50 Oe.

However only a minute fraction of the multidomain grains in both basalts contained such inclusions so that the dislocations are the major contributor to the coercive force of the multidomain grains of the investigated basalts.

Using the results listed in Table 1 and the actually observed dislocation density in the titanomagnetites ($5 \cdot 10^6/\text{cm}^2$), the coercive force of an average multidomain grain of the investigated titanomagnetites, say 10 by 10 by 10 microns by volume, is around 100 Oe or less. This figure is in good agreement with the demagnetization spectra of the two basalts which show a sharp drop at a demagnetizing field of about 100 Oe, as measured by SOFFEL [1969]. The value of 100 Oe can be regarded as an upper limit for the coercive force of the investigated titanomagnetites with multidomain configuration and is obtained when one assumes that all dislocations are step dislocations ($\alpha = 90^\circ$) with the burger's vector normal to the wall ($\omega = 90^\circ$) and that they have the length of the diameter of the crystal (10^{-3} cm). It is furthermore assumed that they interact with all domain walls, which must be expected according to the recent investigations by MARKERT [1969]. The results obtained from the domain structure observations agree fairly well with the above figures. The coercive force of multidomain grains increases considerably by additional interactions of inclusions with domain walls as shown in Fig. 8. The upper limit for the coercive force of a spherical ferrimagnetic ore grain due to interactions of the said lattice imperfections with the domain walls must be set between 100 Oe and 200 Oe. This is in agreement with the general picture of a demagnetization spectrum of an aggregate of multidomain grains in various rocks. Larger values for the coercive force of multidomain grains can occur for extremely high dislocation densities and a large number of inclusions in the ore grains (i.e. when the grain is subdivided by exsolution lamellae of a nonferromagnetic phase) or by elongated and/or very irregular shapes of the ore grains.

Acknowledgement

The investigations were carried out in the Institut für Angewandte Geophysik, Universität München. I am very indebted to its director, Prof. Dr. G. ANGENHEISTER for his support and to him and Dr. N. PETERSEN, Dr. A. SCHULT, Dr. E. SCHMIDBAUER, Dipl.-Geophys. J. POHL, Dipl.-Phys. U. BLEIL and Dipl.-Phys. H. MARKERT for their helpful discussions and suggestions. The financial support of the Deutsche Forschungsgemeinschaft is gratefully acknowledged.

References

- AKIMOTO, S., T. KATSURA and M. YOSHIDA: Magnetic Properties of TiFe_2O_4 - Fe_3O_4 -System and their Change with Oxidation. *J. Geomag. Geol.* 9, 165—178, 1957
- DIJKSTRA, L. J., C. WERT: Effect of Inclusions on Coercive Force of Iron. *Phys. Rev.* 79, 979, 1950
- KITTEL, C.: Physical Theory of Ferromagnetic Domains. *Rev. Mod. Phys.* 21, 541—583, 1949
- KONDORSKIJ: Zur Theorie der Koerzitivkraft weicher Stähle. *Dokl. Akad. Nauk. U.S.S.R.* 68, Nr. 1, 37—40, 1949
- KRONMÜLLER, H.: Mikromagnetische Berechnung der Magnetisierung in der Umgebung unmagnetischer Einschlüsse in Ferromagnetika. *Z. Phys.* 168, 478—494, 1962
- MARKERT, H.: Private communication. 1969
- PETERSEN, N.: Untersuchungen magnetischer Eigenschaften von Titanomagnetiten im Basalt des Rauhen Kulm (Oberpfalz) in Verbindung mit elektronenmikroskopischer Beobachtung. *Z. Geophys.* 28, 79—84, 1962
- REFAI, E.: Magnetic Anomalies and Magnetization of Basalts in the Area around Kemnath (Oberpfalz). *Z. Geophys.* 27, 175—182, 1961
- SEEGER, A. (Herausgeber): *Moderne Probleme der Metallphysik*. Verlag Springer, Heidelberg, 1966
- SOFFEL, H.: Untersuchung der magnetischen Elementarbereichsstrukturen von natürlichem Magnetit. *Diss. Nat. Fak. Univers. München*, 1964
- : Die Bereichsstrukturen der Titanomagnetite in zwei tertiären Basalten und die Beziehung zu makroskopisch gemessenen magnetischen Eigenschaften dieser Gesteine. *Habil.-Schrift, Nat. Fak. Universität München*, 1968
- : Die Beobachtung von WEISS'schen Bezirken auf einem Titanomagnetitkorn mit einem Durchmesser von 10 Mikron in einem Basalt. *Z. Geophys.* 34, 175—181, 1968a
- : The Origin of Thermoremanent Magnetization of Two Basalts Containing Homogeneous Single Phase Titanomagnetite. *Earth Plan. Sc. Letters* 7, 201—208, 1969
- SOFFEL, H. and P. SUPALAK: Paläomagnetische Messungen am Basalt des Parkstein bei Weiden (Bayern). *Z. Geophys.* 34, 287—296, 1968
- SYONO, Y.: Magnetocrystalline Anisotropy and Magnetostriction of Fe_3O_4 - Fe_2TiO_4 -Series with Special Application to Rock Magnetism. *Jap. J. Geophys.* 4, 71—143, 1965
- TRÄUBLE, H.: *Moderne Probleme der Metallphysik, Bd. II*; Herausgeber: A. SEEGER. Springer, Heidelberg, 1966
- WOEBER, A. F., S. KATZ and T. J. AHRENS: Elasticity of Selected Rocks and Minerals. *Geophys.* 28, 658—663, 1963

Sonneneruptionseffekte in der Ionosphäre beobachtet in Lindau zwischen dem 27. Oktober und 2. November 1968

**Solar flare effects in the ionosphere observed at Lindau
from October 27 to November 2, 1968**

Von H. SCHWENTEK, Lindau¹⁾

Eingegangen 21. November 1969

Summary: A heavy geomagnetic storm was recorded from October 31 to November 1, 1968. In order to facilitate a comprehensive, collating analysis of all the geophysical events which occurred during that period, the solar flare effects (SIDs) observed at Lindau in the period October 27 to November 2, 1968, are compiled and described.

Zusammenfassung: In der Zeit vom 31. Oktober bis 1. November 1968 trat ein starker erdmagnetischer Sturm auf. Für eine umfassende, vergleichende Betrachtung der geophysikalischen Ereignisse jenes Zeitraumes sind hier die zwischen dem 27. Oktober und 2. November 1968 beobachteten MÖGEL-DELLINGER-Effekte zusammengestellt und kurz beschrieben.

1. Einleitung

Während starker Sonneneruptionen, die vorzugsweise in den Jahren mit hoher und höchster Sonnenfleckenzahl auftreten, kann die Elektronendichte der unteren Ionosphäre (Höhenbereich 65 bis 100 km) stark erhöht werden. Registriert man an einem Empfangsort Kurzwellensender verschiedener Frequenz, so macht sich eine Sonneneruption durch eine Abnahme der Signalstärke mehr oder weniger deutlich bemerkbar (MÖGEL-DELLINGER-Effekt); dabei gilt: je höher die Frequenz des Senders, desto kleiner ist der Effekt. Es sollte vielleicht erwähnt werden, daß den meisten Sonneneruptionen, beobachtet im Lichte von H_{α} , kein MÖGEL-DELLINGER-Effekt zugeordnet werden kann. Umgekehrt konnte aber zu jedem MÖGEL-DELLINGER-Effekt fast immer eine Eruption in H_{α} beobachtet werden. Von 295 im IGY beobachteten Effekten waren 280 typisch mit H_{α} korreliert; weitere 12 hingen mit einer andersartigen, aber etwa gleichzeitig auftretenden H_{α} -Aktivität zusammen; 2 waren unsicher, und nur eine Ausnahme wurde festgestellt [DE MASKUS und WOOD, 1960].

¹⁾ Dr. Heinrich SCHWENTEK, Max-Planck-Institut für Aeronomie, Institut für Ionosphärenphysik, D 3411 Lindau (Harz).

Während der zeitliche Verlauf der Absorptionszunahme während des Effekts mit dem der Röntgenstrahlungserhöhung (Wellenlängenbereich 1–12 Å) ziemlich gut übereinstimmt [Abb. 1; HARTMANN und SCHWENTEK, 1968], können — aber müssen durchaus nicht — ein bis zwei Tage später als Folge solarer Korpuskelstrahlung weitere Effekte auftreten: Polarlichter und ein erdmagnetischer Sturm.

In Lindau werden seit einigen Jahren aus besonders ausgewählten und eingerichteten Meßstrecken die Signalstärken verschiedener Sender gleichzeitig fortlaufend registriert [SCHWENTEK, 1958, 1966], und zwar Norddeich-Radio (2,614 MHz; 296 km Entfernung), Kiel-Radio (2,775 MHz; 300 km Entfernung), Radio Luxemburg (6,09 MHz; 339 km Entfernung; vgl. TIMPE, 1968), außerdem das kosmische Rauschen auf 27,6 MHz [SCHWENTEK und GRUSCHWITZ, 1970]; die Eckreflektorantenne des dafür eingesetzten Riometers ist auf den Himmelspol gerichtet.

In der Zeit vom 27. Oktober bis zum 2. November 1968 traten mehrere, zum Teil außergewöhnlich starke Effekte auf. Sie werden hier im folgenden beschrieben; über die in dem Zeitraum beobachteten Polarlichter und den erdmagnetischen Sturm berichten P. CZECHOWSKY, H. KOCHAN, G. LANGE-HESE, H. LAUCHE und H. G. MÖLLER [1970].

2. Beschreibung der Effekte

In Tabelle 1 sind die jeden Effekt vollständig kennzeichnenden Daten zusammengestellt, soweit sie aus den Registrierungen bestimmt werden konnten. Dazu ist zu bemerken, daß solche Effekte nur während der Zeit von Sonnenaufgang bis Sonnenuntergang zu beobachten sind. Eruptionen, die auftreten, wenn in Lindau Nacht ist, können nur von Stationen registriert werden, die auf der Tagseite der Erde liegen. Um ein vollständiges Bild der Geschehnisse aus der Zeit vom 27. Oktober bis zum 2. November 1968 zu erhalten, müssen daher sinnvollerweise alle überhaupt nur verfügbaren Beobachtungen zunächst gesammelt werden; erst dann kann in einem weiteren Schritt eine vergleichende Analyse unternommen werden. Hier wird deshalb erst einmal eine möglichst lückenlose Beschreibung der in Lindau registrierten Effekte gegeben. Dieser Beitrag ist auch in einer englischen Übersetzung erschienen, und zwar im Upper Atmosphere Geophysics Report UAG-8, Part II, in dem das überhaupt verfügbare Material zusammen dargestellt worden ist, so wie bereits im Report UAG-5 dasjenige vom Geschehen am 23. Mai 1967.

Nach dem 21. Oktober, an dem ein schwächerer MÖGEL-DELLINGER-Effekt auftrat, konnte in Lindau erst wieder am 27. Oktober ein Effekt registriert werden. Es handelt sich dabei um einen starken Doppeleffekt, wie die Registrierung auf 6,09 MHz einwandfrei, die auf 2,61 MHz, bzw. 2,77 MHz, andeutungsweise zeigt (Abb. 2). Auch auf der Riometerregistrierung lassen sich zwei Absorptionsmaxima erkennen; allerdings ist an diesem Tage der normale Verlauf des kosmischen Rauschens völlig von dem erheblich stärkeren solaren Rauschen verdeckt.

Tabelle 1: Daten der in Lindau in der Zeit vom 27. Oktober bis 2. November 1968 beobachteten MÖGEL-DELLINGER-Effekte.

(NL Strecke Norddeich—Lindau; KL Kiel—Lindau; LL Luxemburg—Lindau; N Wert nicht angebbbar; U Wert unsicher; S-SWF sudden shortwave fadeout; V-SWF V-förmiger shortwave fadeout.)

Datum 1968	Beginn UT	Maximum UT	Ende UT	Typ	Absorption dB	Dauer min	Strecke	
Okt. 27	12.36	N	14.24	S-SWF	> 27	108	NL	
	12.37	N	14.30	S-SWF	> 28	113	KL	
	12.36	12.42	13.00	S-SWF	U 21	24	LL	
	13.00	U 13.29	U 14.30	V-SWF	U 22	90	LL	
	N	12.42	N	N	N	N	Riometer	
	N	U 13.33	N	N	N	N	Riometer	
Okt. 29	U 9.04	9.15	9.27	V-SWF	27	23	NL	
	9.03	9.09	9.33	V-SWF	21	30	KL	
	N	10.00	10.15	N	15	N	NL	
	9.36	9.57	U 10.15	V-SWF	15	39	KL	
	12.18	N	13.53	N	> 35	95	NL	
	12.15	N	14.20	N	> 39	125	KL	
	12.17	12.35	U 13.49	V-SWF	15	91	LL	
	N	12.32	N	V-SWF	N	N	Riometer	
	Okt. 30	12.42	13.00	13.15	V-SWF	26	33	NL
		12.48	13.00	13.24	V-SWF	25	36	KL
12.48		U 13.00	N	N	U 10	N	LL	
N		13.01	N	N	N	N	Riometer	
13.18		13.54	14.19	V-SWF	19	61	NL	
13.27		U 13.51	14.21	V-SWF	18	54	KL	
Nov. 1	U 8.36	N	10.07	V-SWF	> 22	91	NL	
	8.36	N	10.06	V-SWF	> 25	90	KL	
	U 8.39	U 9.09	N	V-SWF	N	N	LL	
	U 8.48	9.00—10.00	N	N	0,53	N	Riometer	
Nov. 2	9.48	N	11.12	N	> 19	84	NL	
	9.48	N	11.13	N	> 18	85	KL	
	9.49	N	11.00	S-SWF	> 26	71	LL	
	9.50	10.01	10.57	S-SWF	2,27	67	Riometer	

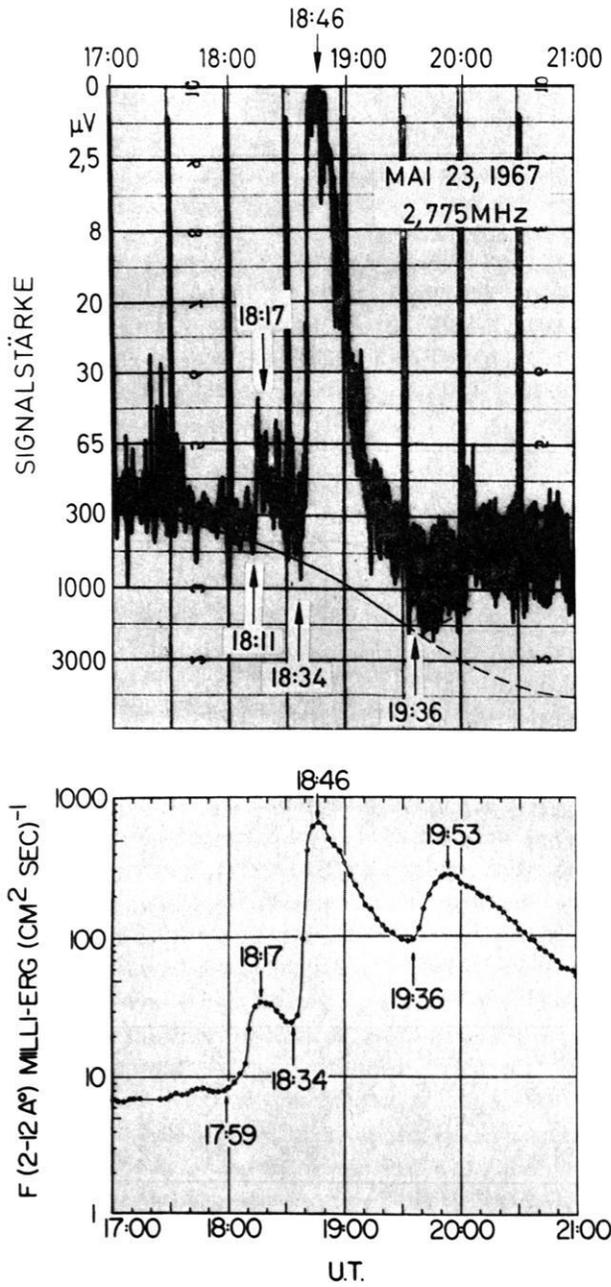


Abb. 1

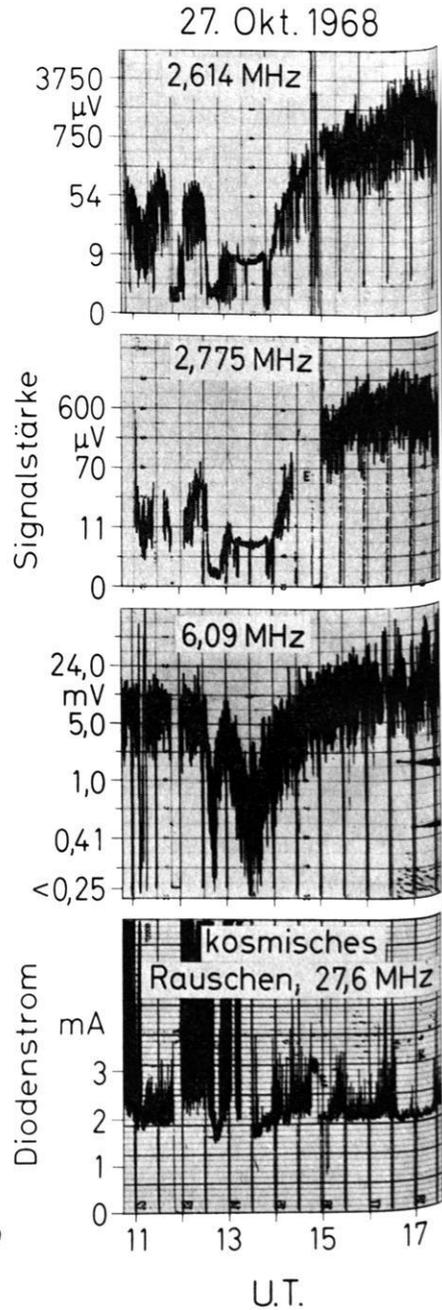


Abb. 2

Abb. 1: Absoluter Fluß der solaren Röntgenstrahlung, beobachtet mit dem Satelliten Explorer 33 [VAN ALLEN, 1969], und Signalstärke des 300 km von Lindau entfernten Kurzwellensenders Kiel-Radio (2,775 MHz), dargestellt als Funktion der Zeit für den Zeitraum 17.00—21.00 Uhr UT am 23. Mai 1967. Die Signalstärke variiert der Stärke des solaren Röntgenstrahlungsflusses (Wellenlänge 1—12 Å) entsprechend. Kurz nach 20.00 Uhr UT (Sonnenuntergang) geht die während der Tageszeit dominierende 1×E-Übertragung in die 1×F-Übertragung über; gleichzeitig hört die Absorption in der D-Schicht auf. Daher kann der Verlauf des Effekts (in Lindau) nicht über 20.00 Uhr UT hinaus verfolgt werden.

Absolute solar X-ray flux observed with Explorer 33 [VAN ALLEN, 1969], and signal strength of the transmitter Kiel recorded at Lindau (distance 300 km), as a function of time in the period 17.00—21.00 UT, May 23, 1967. The signal strength varies rather similarly with the solar flux. Short after 20.00 UT (sunset), the 1 E transmission being the dominant mode in the daytime, is replaced by the 1 F mode (nighttime conditions), and then there is no more absorption in the D region. Due to sunset, the solar effect cannot be pursued longer than to about 20.00 UT at Lindau.

Abb. 2: MÖGEL-DELLINGER-Effekt am 27. Oktober 1968; Doppeleffekt. Zeitmarken werden von einer Quarzuhr gesteuert jede halbe Stunde geschrieben (1 Minute lang, von 29—30 und 59—60, Ausnahme 11.55—12.01 UT). Die Papiereinteilung und die Zeitmarken stimmen in den oberen beiden Bildern nicht überein. Eichung der Registrierungen: 2,61 MHz und 2,77 MHz zwischen 14.30 und 15.30 UT, 6,09 MHz zwischen 11.00 und 11.30 UT, 27,6 MHz zwischen 14.45 und 15.15 UT (E Eichen.)

Shortwave fadeout on October 27, 1968; double effect. Time is marked by means of a crystal clock every half an hour (1 minute long; from 29—30, and 59—60; exception 11.55—12.01 UT). The printed schedule on the record paper does not fit the time marks on the two figures above. Calibration for 2.61 and 2.77 MHz is carried out between 15.00 and 15.30 UT, for 6.09 MHz between 11.00 and 11.30 UT, for 27.6 MHz between 14.45 and 15.15 UT (E calibration.)

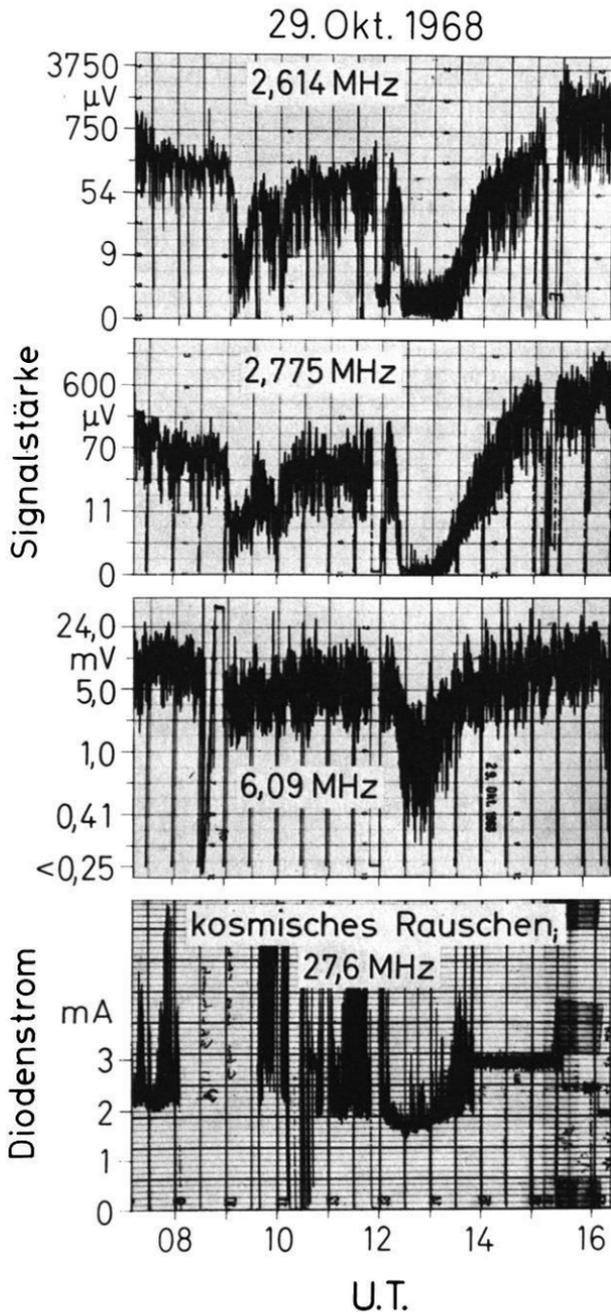


Abb. 3

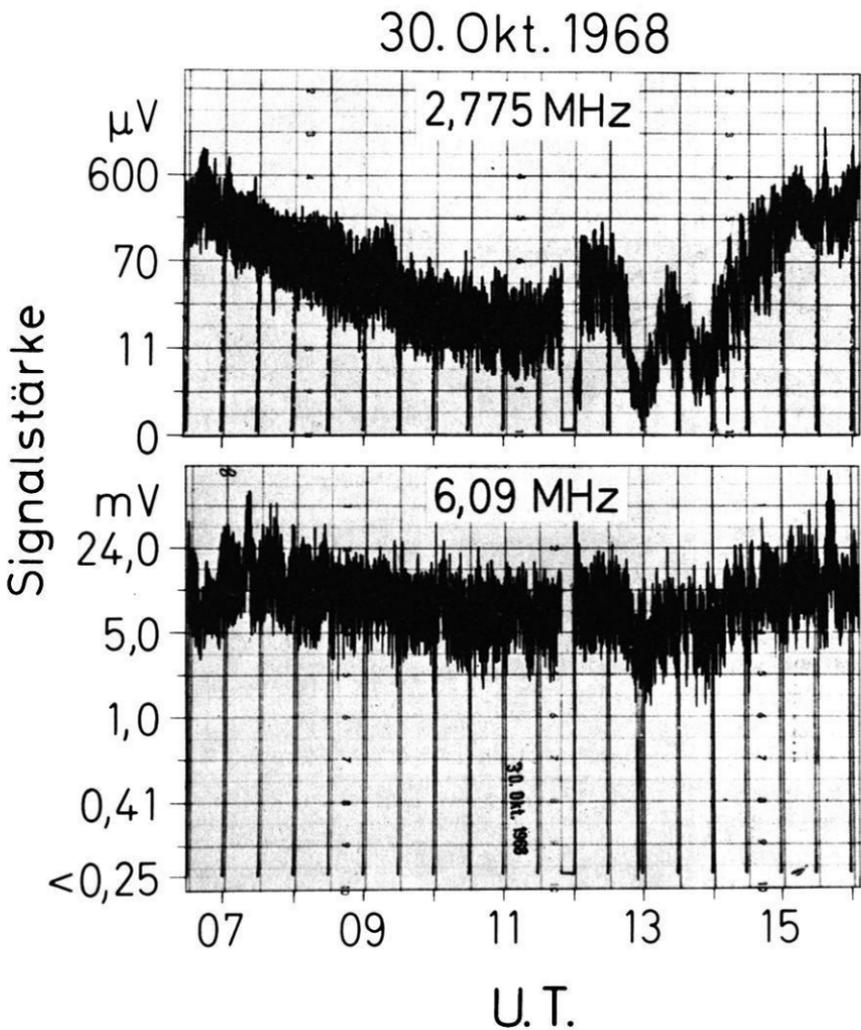


Abb. 4: MÖGEL-DELLINGER-Effekt am 30. Oktober 1968; Doppelleffekt.
Shortwave fadeout on October 30, 1968; double effect.

Abb. 3: MÖGEL-DELLINGER-Effekte am 29. Oktober 1968. Eichung der Registrierungen: 2,61 und 2,77 MHz zwischen 15.00 und 15.30 UT, 6,09 MHz zwischen 08.30 und 09.00 UT, 27,6 MHz ab 13.50 UT.

Shortwave fadeout on October 29, 1958. Calibration: 2.61 and 2.77 MHz between 15.00 and 15.30 UT, 6.09 MHz between 08.30 and 09.00 UT, 27.6 MHz from 13.50 UT.

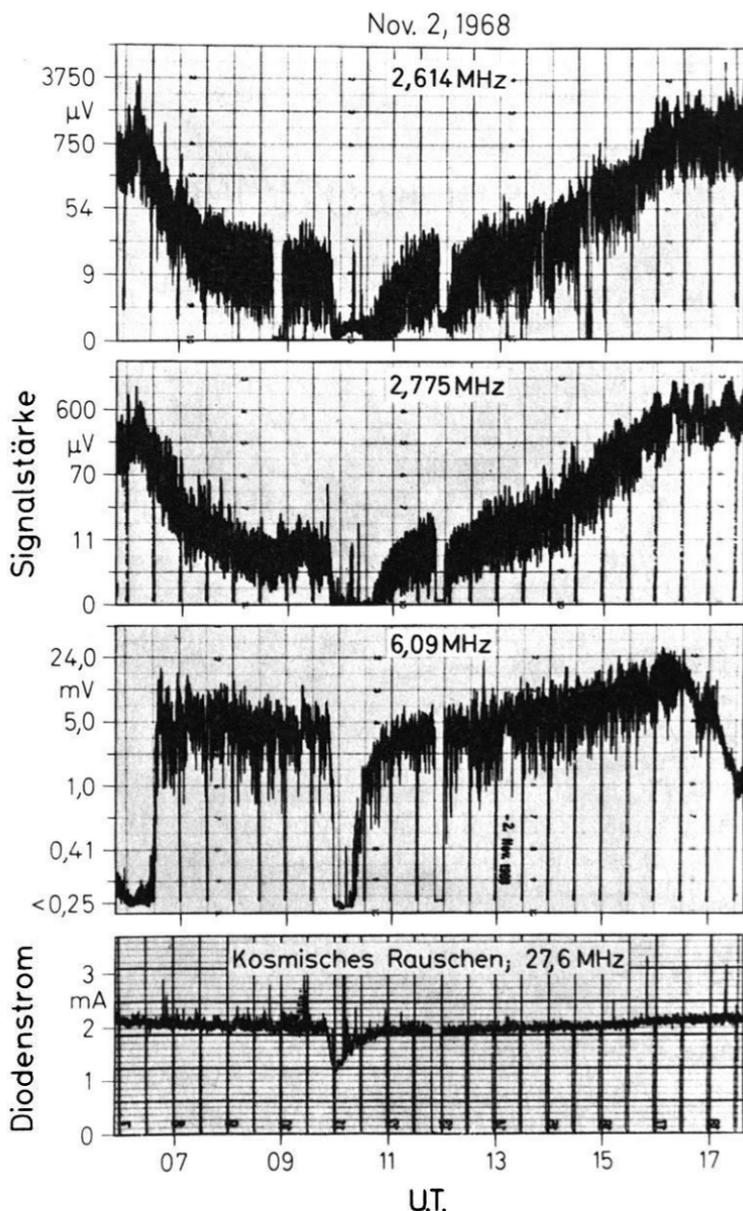


Abb. 5: MÖGEL-DELLINGER-Effekt am 2. November 1968. Die Lücken auf der Registrierung von 2,61 MHz von 08.45–09.00 UT und bei 14.40 UT sind durch Abschaltung des Senders zu erklären. Die niedrige Signalstärke von 6,09 MHz vor 06.30 UT (sunrise) und nach 16.30 UT ist bedingt dadurch, daß die Elektronendichte der F-Schicht zur Reflektion noch nicht bzw. nicht mehr ausreicht.

Shortwave fadeout on November 2, 1968. The gaps on the record of 2.61 MHz between 08.45 and 09.00 UT and about 14.40 UT are due to a switch off of the transmitter. The lower signal strength of 6.09 MHz before 06.30 UT (sunrise) and after 16.30 UT (sunset) indicates that the electron density of the F-layer is too low to act as a reflector.

Recht merkwürdig, ja einmalig ist der Effektverlauf auf den beiden niedrigen Frequenzen; die Signalstärke zwischen 13.00 und 14.00 Uhr UT ist vermutlich nicht der Bodenwelle zuzuordnen.

Das Ionogramm von 13.30 UT ergibt ein f_{\min} von nur 2,6 MHz; d. h. Echos von der E-Schicht fehlen zu der Zeit.

Während der 28. Oktober ungestört ist, treten am 29. Oktober drei Effekte auf, davon ein sehr starker. Die schwächeren sind eindeutig nur auf den Registrierungen mit niedriger Frequenz zu erkennen (Abb. 3). Die Riometerregistrierung ist wiederum stark gestört; nur die Zeit des Absorptionsmaximums ist angebbbar.

Am 30. Oktober trat wiederum ein Doppeleffekt auf (Abb. 4); der stärkere der beiden Effekte ist auf allen Registrierungen erkennbar. Dieser Doppeleffekt wirkte sich auch auf die Backscatter-Strecke Bielstein-Lindau aus [vgl. CZECHOWSKY et al., 1970].

Der MÖGEL-DELLINGER-Effekt vom 1. November erscheint auf der Registrierung mit den niedrigen Frequenzen normal; auf 6,09 MHz ist er nur undeutlich ausgeprägt, auf 27,6 MHz unregelmäßig; nach dem Absinken der Rauschleistung bleibt diese für eine Stunde etwa konstant und zeigt dann einen Ausbruch solaren Rauschens an (von 10.00 bis etwa 11.15 Uhr UT; Maximum um 10.40 TU).

Die Registrierungen aus der Nacht vom 1. auf den 2. November weisen auf eine stark gestörte $1 \times F$ -Übertragung hin; eine Bestätigung dafür liefert die Anwendung der Übertragungskurven für die in Betracht kommenden Strecken auf die Ionogramme der Station Lindau, die eine weitgehende Auflösung der F-Schicht erkennen lassen. Zeitweise tritt $1 \times E_s$ -Übertragung auf; das äußert sich in starker Erhöhung der Signalstärke, zum Teil gleichzeitig auf den Strecken NL und KL.

Typisch ist der starke Effekt vom 2. November 1968 (Abb. 5). Die Signalstärke der beiden niedrigen Frequenzen wird bis auf Null herabgedrückt (Bodenwelle bei 2,614 MHz); nur das Riometer zeigt infolge der relativ schwachen Absorption bei hohen Frequenzen (27,6 MHz) einen vollständig auswertbaren Effektverlauf (vgl. Tabelle 1).

Literatur

- CZECHOWSKY, P., H. KOCHAN, G. LANGE-HESSE, H. LAUCHE und H. G. MÖLLER: Simultane Beobachtungen verschiedener ionosphärischer Phänomene während des erdmagnetischen Sturms vom 31. Oktober bis 2. November 1968. *Z. Geophys.* 36, 77–93, 1970
- DE MASKUS, H. und M. WOOD: Shortwave fadeouts without reported flares. *J. Geophys. Res.* 65, 609–611, 1960
- HARTMANN, G. und H. SCHWENTEK: Solar X-ray intensities measured via SOLRAD satellites and their influence on the D and E region of the ionosphere. Will be published in *Space Research X*, containing papers presented at the COSPAR Meeting at Prague, 1969
- VAN ALLEN, J. A.: Solar X-ray flares May 23, 1967. In Report UAG-5 of World Data Center A, Boulder, Colorado. February 1969

Report UAG-5: Data on solar event of May 23, 1967 and its geophysical effects. World Data Center A, Upper Atmosphere Geophysics, Boulder, Colorado. February 1969

Report UAG-8: Data on solar-geophysical activity October 24—November 6, 1968. World Data Center A, Upper Atmosphere Geophysics, Boulder, Colorado. March 1970.

SCHWENTEK, H. und E. H. GRUSCHWITZ: Measurement of absorption in the ionosphere on 27.6 MHz at 52°N by means of a riometer and a corner reflector antenna directed to the Pole star. *J. Atm. Terr. Phys.* 32, in the press, 1970

SCHWENTEK, H.: Bestimmung eines Kennwertes für die Absorption der Ionosphäre aus einer automatisch-statistischen Analyse von Feldstärkeregistrierungen. *Arch. Elektr. Übertr.* 12, 301—308, 1958

—: The determination of absorption in the ionosphere by recording the field strength of a distant transmitter. *Ann. Géophys.* 22, 276—288, 1966

TIMPE, CHR.: Bestimmung der Absorption der Ionosphäre aus Feldstärkeregistrierungen von 6,09 MHz über 339 km. Diplomarbeit. Max-Planck-Institut für Aeronomie, Lindau, 1968

Elektronendichte-Messungen in der Ionosphäre mit einer neuartigen Hochfrequenz-Impedanzsonde

Von F. MELZNER und H. H. RABBen, Garching¹⁾

Eingegangen am 5. November 1969

Zusammenfassung: Um die Messung elektrischer Felder in der Ionosphäre durch Beobachtung von Metaldampfwolken zu ergänzen, wurden mit einer neuartigen gewobbelten Hochfrequenz-Impedanzsonde elf erfolgreiche Experimente zur Messung der Elektronendichte entlang der Raketenflugbahn durchgeführt.

Zunächst wird die Auswahl des Meßverfahrens begründet und das Meßprinzip erläutert. Die störenden Einflüsse der Ionengrenzschicht und ihre Beseitigung durch einen Schutzring und durch geeignete Formgebung der Meßelektroden werden diskutiert. Ferner wird die elektronische Schaltungsanordnung, die eine der Kapazität proportionale Spannung liefert, kurz erklärt.

Am Beispiel eines ebenen Kondensators wird die Frequenzabhängigkeit der Sonden-Admittanz vom Verlauf der Elektronendichte zwischen Grenzschicht und ungestörtem Plasma und vom Erdmagnetfeld dargelegt, um daraus auf komplizierter gestaltete Sonden zu schließen. Die Experimente zeigen, daß die hier verwendete Elektrodenanordnung einer (halb-)kugelförmigen Sonde ähnlich ist, so daß die für einen Kugelkondensator durchgeführten Rechnungen anwendbar sind, auch bei einem magnetisch aktiven Plasma. Zur Demonstration werden die für Kugelkondensatoren gerechneten und die gemessenen Kapazitätsspektren gegenübergestellt (Abb. 7 und Abb. 8).

Außer den „Hauptresonanzen“, deren Frequenz von der Elektronendichte abhängt, wurden noch weitere Resonanzen beobachtet, und zwar bei den Harmonischen der Elektronenzyklotronfrequenz f_H (die auch bereits vom Topsyde-Sounder registriert wurden), sowie bei einer Frequenz f_R , die zwischen f_H und der Larmorfrequenz $1/2 f_H$ liegt.

Die Entstehung dieser „LARMOR-Resonanz“ wird zu erklären versucht.

Summary: In order to support the measurement of electric fields in the ionosphere by observing metal-vapour clouds, eleven successful experiments for measuring the electron density along the rocket's trajectory were performed within the Aurora zone (northern Sweden and northern Canada) as well as near the equator (southern India) by a swept frequency r.f. impedance probe improved by introducing a guard ring between the electrodes.

At first reasons are given for the selection of the measuring method, and the principle of the measurement procedure is explained. The probe is a condenser, the capacity of which depends within a plasma on the frequency because of the additional electron current and vanishes at the plasma frequency f_N . But because of the ion sheath, which is generally formed in a plasma around every solid, the pure plasma capacity, C , is modified by additional series and parallel capacities, C_S and C_P . Consequently the total capacity, $C_G = C_P + C_S \cdot C / (C_S + C)$, does not vanish at the plasma frequency, f_N . Moreover a series resonance arises at the frequency, f_S , where C equals $-C_S$.

¹⁾ Dr. F. MELZNER und Dr. H. H. RABBen, Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, Institut für extraterrestrische Physik, 8046 Garching bei München.

By a guard ring, C_P can be reduced so much as to become ineffective, so that C_G vanishes at the same frequency as C . In order to get a marked variation of C_G at f_N , C_S has to be large enough compared with the free space capacity, C_0 , of the probe. C_S becomes large by making the diameter of the probe large compared with the sheath thickness. In addition the size of the impedance probe must be large enough, in order to avoid electron transit-time effects, e.g. the characteristic linear dimensions of the probe system must not be less than the relative velocity of the electrons divided by angular frequency.

The electric circuit arrangement (see fig. 5) is explained shortly. The output voltage is proportional to the capacity of the probe, or more precisely to $|Y_a|/\omega$ where Y_a is the measured admittance. The frequency dependence of Y_a on the shape of the electron-density profile between the sheath and the undisturbed plasma, and on the geomagnetic field is discussed for a parallel-plate condenser in order to make easier the understanding of more complicatedly shaped probes.

The experiments show the applied electrode configuration to be similar to a (hemi)-spherical probe. Therefore the calculations, carried out for a spherical condenser, can be applied to our probe, even if it is within a magnetic-active plasma. This is demonstrated by comparing the calculated spectra for a spherical condenser, with the spectra, recorded during rocket flights with the improved impedance probe (Fig. 7 and 8). There are two main parallel resonances, at the plasma frequency, f_N , and the upper hybrid frequency, f_T , and one main series resonance at the frequency f_S , where $C + C_S = 0$.

In addition to the "main resonances", the frequency of which depends on the electron density, several resonances more were frequently observed. They arise at the harmonics of the electron gyrofrequency f_H , and that mostly at those harmonics which are neighbouring the main resonances.

Another type of resonance has frequently been observed at a frequency f_R , which is between f_H and the Larmor frequency, $1/2 f_H$. This "LARMOR resonance" is suggested to arise in a radial electrostatic field, E_r , as it exists within the ion sheath around the impedance probe. For the electrons there must be circular orbits around the center of this field where the centrifugal force, the Lorentz force, and the Coulomb force are in equilibrium. For the geomagnetic field component, B_Z , perpendicular to E_r the angular frequency, ω_R , is given by:

$$m \cdot \omega_R^2 \cdot r + e \cdot \omega_R \cdot r \cdot B_Z + e E_r = 0$$

With the angular gyrofrequency component $\omega_L = e \cdot B_Z/m$ the solution of this equations becomes

$$\omega_R = \frac{1}{2} \omega_L \pm \left(\frac{1}{4} \omega_L^2 + \frac{e E_r}{m \cdot r} \right)^{1/2}$$

Equilibrium orbits are possible for

$$e \cdot E_r / m \cdot r + \omega_L^2 / 4 = \eta' \geq 0,$$

so that

$$\frac{1}{2} \omega_L \lesssim \omega_R \leq \omega_L$$

A coarse estimate for ionospheric conditions and for $\eta' = 0$ shows that resonances are possible if

$$10^4 \lesssim \frac{N \cdot B_Z}{\text{cm}^{-3} \cdot \text{Gau\ss}} \lesssim 10^6$$

1. Einleitung

In den Jahren 1967 und 1968 wurden vom Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik elf erfolgreiche Experimente zur Messung der Elektronendichte in der Ionosphäre mit Höhenforschungsraketen vom Typ Nike-Apache und Black-Brant durchgeführt. Acht dieser Experimente fanden in der Nordlichtzone über Kiruna (Nordschweden) und Churchill (Nordkanada) statt, die drei übrigen am geomagnetischen Äquator über Thumba (Südindien).

Diese Elektronendichte-Messungen entlang der Raketen-Flugbahn mit einer verbesserten Hochfrequenz-Impedanzsonde wurden gleichzeitig mit Metallverdampfungs-experimenten zur Messung elektrischer Felder in der Ionosphäre ausgeführt und hatten den Zweck, eine genaue Auswertung der Metaldampfwolken-Beobachtungen zu ermöglichen [FÖPPL et al., 1968]. Darüber hinaus ergaben die Elektronendichte-Messungen mit der neuartigen Meßanordnung neue Erkenntnisse über die Frequenz-abhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten eines warmen Plasmas mit Magnetfeld.

2. Das Meßverfahren

Bei der Auswahl der Meßmethode wurden zunächst die Verfahren ausgeschieden, die auf der Wechselwirkung des zu untersuchenden Plasmas mit einer elektromagnetischen Welle beruhen, die sich zwischen einem HF-Sender und einem entfernten Empfänger ausbreitet [vgl. BOWHILL und SCHMERLING, 1961, sowie RABBen, 1965]. Diese Verfahren setzen nämlich bestimmte Dichteverteilungen voraus und führen vor allem bei wolkenförmigen Dichteverteilungen zu Fehlmessungen. Da die Messungen während der Dämmerung durchgeführt werden sollen, während der vor allem in der Polarlichtzone sehr häufig Wolkenstrukturen auftreten, sind Sondenverfahren vorzuziehen.

Das genaueste Sondenverfahren ist offenbar die Resonanzrelaxationsmethode, durch die die von einem HF-Sender angefachten, örtlich auftretenden Resonanzen beobachtet werden [HEIKKILÄ et al., 1968]. In der bisher üblichen Form erfordert sie allerdings einen großen experimentellen Aufwand, da eine relativ große Sendeantenne verwendet wird. Um mit geringerem Aufwand auskommen zu können, wurde ein einfacheres Hochfrequenzverfahren entwickelt, die gewobbelte HF-Impedanzsonde mit Schutzring. Die Experimente zeigen, daß dieses in bezug auf Interpretationssicherheit und Meßgenauigkeit der Resonanzrelaxationsmethode etwa gleichwertig ist. Wie die Relaxationsmethode ist es unempfindlich gegen Störungen durch die Kielwasserströmung und das Erdmagnetfeld, durch Geometrie-, Relaxationszeit- und Oberflächen-Effekte, die bei vielen Sonden eine schwer zu beseitigende Rolle spielen.

3. Arbeitsweise einer gewobbelten HF-Impedanzsonde

3.1 Prinzip

Eine HF-Sonde ist ein Kondensator, dessen Kapazität C im Plasma wegen des zusätzlichen Elektronenstromes von der Frequenz f abhängt. In einem magnetfeldfreien Plasma beträgt diese Kapazität C verglichen mit seiner Kapazität C_0 im freien Raum:

$$\frac{C}{C_0} = 1 - \frac{f_N^2}{f^2} = \varepsilon \quad (1)$$

Die Frequenz f_0 , bei der C bzw. ε verschwindet, ist danach die nur von der Elektronendichte N abhängende Plasmafrequenz f_N :

$$f_0 = f_N \equiv \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{e^2 \cdot N}{\varepsilon_0 \cdot m}} \approx 9 \text{ kHz} \cdot \sqrt{\frac{N}{\text{cm}^{-3}}} \quad (2)$$

Hierbei bedeuten e und m die Elektronenladung und -masse, ε und ε_0 die relative und die absolute Dielektrizitätskonstante. Die Frequenz f_0 kann leicht gemessen werden und erlaubt die Errechnung der Elektronendichte N nach Gleichung 2.

Im praktischen Fall treten Störungen durch die Ionengrenzschicht und durch das Magnetfeld im Plasma auf, die nacheinander betrachtet werden sollen.

3.2 Störungen durch eine Ionengrenzschicht

Ein völlig mit Plasma gefüllter Kondensator läßt sich nicht ohne weiteres verwirklichen. Da sich in einem thermischen Plasma jeder Körper auflädt, bildet sich um ihn herum eine Grenzschicht mit stark reduzierter Elektronendichte. Die Schicht wirkt wie ein zum „Plasmakondensator“ in Serie geschalteter Kondensator der Kapazität C_S mit einem Dielektrikum, das sich von dem des freien Raumes nicht wesentlich unterscheidet ($\varepsilon \approx 1$). Außerdem muß bei den üblichen HF-Sonden-Anordnungen nach Abb. 1 [vgl. z. B. JACKSON und KANE, 1959; JACOBS und RAWER, 1965] auch noch mit einer Parallelkapazität C_P gerechnet werden, deren Dielektrikum ebenfalls dem des freien Raumes annähernd gleicht ($\varepsilon \approx 1$). Die wirkliche Gesamtkapazität C_G der Anordnung setzt sich also aus drei Teilkapazitäten zusammen:

$$C_G = C_P + \frac{C_S \cdot C}{C_S + C} \quad (3)$$

(Vgl. hierzu das Ersatzschaltbild der Abb. 2.) Die Gesamtkapazität C_G verschwindet danach nicht mehr bei der Plasmafrequenz f_N , sondern bei einem davon abweichenden Wert f_0 , aus dem sich die scheinbare Dichte N_0 ergibt (vgl. Abb. 3), wie die Lösung der Gleichung 1 zeigt:

$$\frac{f_N^2}{f_0^2} = \frac{N}{N_0} = 1 + \frac{1}{\frac{C_0}{C_P} + \frac{C_0}{C_S}} \quad (4)$$

Die Abweichung ist um so größer, je kleiner $C_0/C_P + C_0/C_S$ ist. Sie ist zudem nicht konstant, da C_P und C_S von der Dicke der Grenzschicht abhängig sind, die sich mit der Plasmatemperatur und der Dichte und mit der Raketengeschwindigkeit nach Größe und Richtung gegenüber dem Plasma ändert. Die Forderung lautet deshalb

$$\frac{C_0}{C_P} + \frac{C_0}{C_S} \gg 1 \quad (5)$$

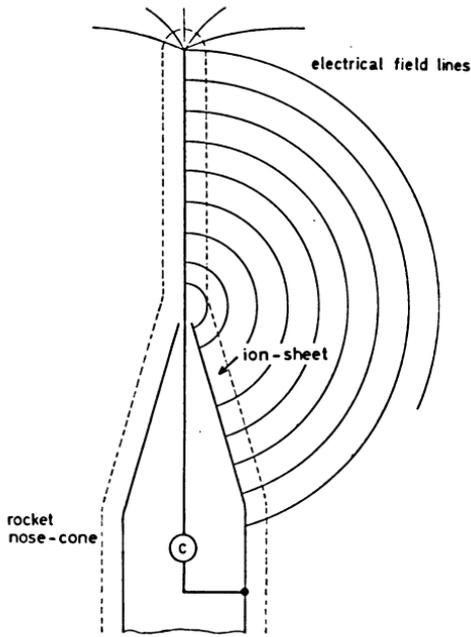


Abb. 1: Raketensonde für Elektronendichte-Messungen mit Parallel- und Serienkapazität C_P und C_S .

Fig. 1: Device for electron density with parallel and series capacities, C_P and C_S .

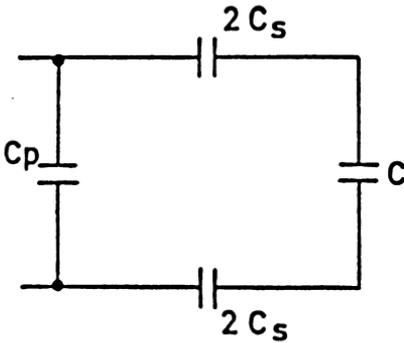


Abb. 2: Ersatzschaltbild für die Raketensonde der Abb. 1.

Fig. 2: Equivalent circuit of the device illustrated by fig. 1.

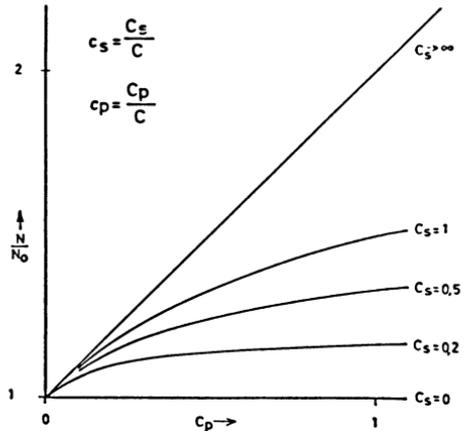


Abb. 3: Verhältnis der wahren Elektronendichte N zur gemessenen Größe N_0 in Abhängigkeit von der Parallelkapazität C_P für verschiedene Serienkapazitäten C_S .

Fig. 3: Ratio of the true electron density N to the measured quantity N_0 at different sheath thicknesses and different parallel capacities.

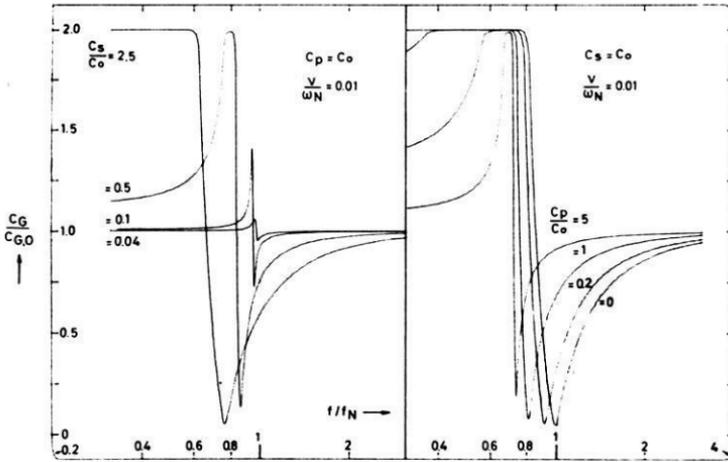


Abb. 4: Frequenzabhängigkeit der Kapazität C_G/C_0 der Impedanzsonde für verschiedene C_S/C_0 bei $C_P = C_0$ (links) und für verschiedene C_P/C_0 bei $C_S = C_0$ (rechts).

Fig. 4: Frequency dependence of the capacity, C_G/C_0 , of the impedance probe for different C_S/C_0 with $C_P = C_0$ (to the left) and for different C_P/C_0 with $C_S = C_0$ (to the right).

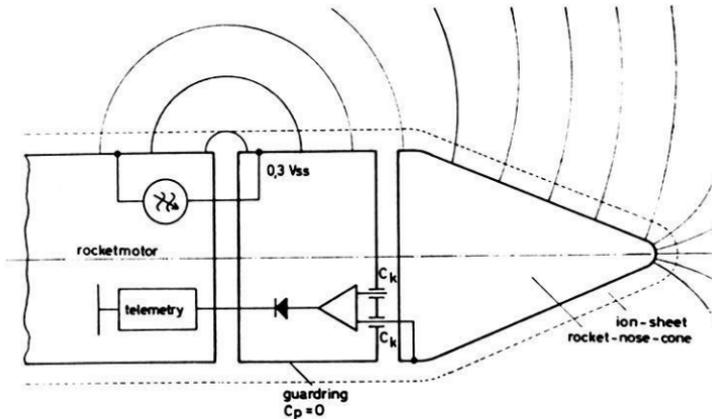


Abb. 5: Raketensonde für Elektronendichte-Messungen mit sehr kleiner Parallelkapazität C_P und großer Serien-Kapazität C_S .

Fig. 5: Device for electron density measurements without parallel capacity.

Mit abnehmendem C_S wird aber die Ankoppelung des Meßgerätes an das Plasma schlechter, und die Resonanzstellen werden entsprechend abgeflacht. Dazu sind in Abb. 4 die beiden Fälle C_S als Parameter bei festem C_P und C_P als Parameter bei festem C_S gegenübergestellt. Daraus folgt, daß das Meßziel nur bei kleinem C_P und großem C_S befriedigend erfüllt wird. Eine Anordnung, die das ermöglicht, ist in Abb. 5 dargestellt.

3.3 Impedanzsonde mit Schutzring

Die Raketenspitze dient als Meßelektrode. Sie ist vom übrigen Raketenkörper, der als Gegenelektrode wirkt, elektrisch getrennt. Dazwischen befindet sich ein elektrisch isolierter Schutzring. Er liegt auf der gleichen HF-Spannung wie die Meßelektrode. Gemessen wird aber nur der Strom und damit nach entsprechender Umformung die Kapazität zwischen Raketenspitze und -motor. Wenn die Breite des Schutzringes groß gegen die Grenzschichtdicke ist, so ist C_P mit Sicherheit sehr klein, so daß sich die Plasmafrequenz f_N und die Dichte N richtig ermitteln lassen. Ein großes C_S/C_0 -Verhältnis wird durch einen großen Durchmesser der Meßelektrode relativ zur Grenzschichtdicke erreicht. Sie ist in der Ionosphäre, wo der Photoeffekt zu vernachlässigen ist, einige Debye-Längen λ_D dick:

$$\lambda_D = (\varepsilon_0 k T / e^2 N)^{1/2} \simeq 6.9 \left(\frac{T / ^\circ\text{K}}{N / \text{cm}^{-3}} \right)^{1/2} \quad (6)$$

(Hierbei bedeutet k die Boltzmann-Konstante.)

In der Ionosphäre liegen die Werte für λ_D zwischen einigen cm und etwa 0,1 mm.

Eine weitere Bedingung für scharf ausgebildete Resonanzstellen ist, daß die Aufenthaltzeit T eines Elektrons im Feld des Meßkondensators genügend groß ist. Dies ist nach KAISER (1962) der Fall, wenn $2 \pi f_{\min} \cdot T > 1$ ist, oder mit $T = s/v_e$, wobei s eine charakteristische Länge des Kondensatorsystems ist und v_e die Elektronengeschwindigkeit,

$$s \cdot v_e / 2 \pi f_{\min}$$

Nimmt man als Elektronengeschwindigkeit 10^5 m/s und eine untere Plasmafrequenz von 400 kHz an, so ergibt sich, daß $s > 4$ cm sein sollte.

Diese Bedingung ist aber schon erfüllt, wenn das Meßsystem groß gegen die Schichtdicke ist.

3.4 Der Einfluß eines statischen (Erd-)Magnetfeldes

3.4.1 Der ebene Kondensator

Bisher wurde vorausgesetzt, daß das Plasma magnetfeldfrei ist oder daß, wenn ein Magnetfeld vorhanden ist, für die Gyrofrequenz die Ungleichung $f_H = e \cdot B / 2 \pi m \ll f_N$ gilt, sowie daß die Stoßfrequenz wesentlich kleiner ist als die Plasmafrequenz. Wenn

man das Magnetfeld nicht mehr vernachlässigen kann, hängt die Kapazität einer Sonde nicht nur von der Elektronendichte N bzw. der Plasmafrequenz f_N ab, sondern auch von der Magnetfeldstärke B bzw. der Gyrofrequenz f_H und dem Winkel ϑ , den die magnetischen Feldlinien mit den elektrischen der Sonde bilden. Bei einem ebenen Plattenkondensator gilt dann statt der Gleichung 1 die Gleichung 7:

$$\frac{C}{C_0} = 1 - \frac{X}{U} \cdot \frac{U^2 - Y^2 \cos^2 \vartheta}{U^2 - Y^2} = \varepsilon_B \quad (7)$$

mit $U = 1 - jZ$, $Z = \bar{\nu}/2 \pi f$, $\nu =$ effektive Stoßfrequenz und $Y = f_H/f$. Die Frequenz f_0 , bei der ε_B verschwindet, hängt dann also von der Richtung der Plattenkondensator-Normalen relativ zu den magnetischen Feldlinien ab und liegt zwischen f_N und der oberen Hybridfrequenz $f_T = (f_N^2 + f_H^2)^{1/2}$:

$$f_N \leq f_0 \leq f_T$$

3.4.2 Der Kugelkondensator

Im Vergleich zu einem ebenen Kondensator ist das Verhalten einer beliebig geformten Sonde in einem Plasma mit Magnetfeld außerordentlich kompliziert, da zwischen magnetischen und elektrischen Feldlinien alle möglichen Winkel ϑ vorkommen. Unsere Experimente mit einer einseitig konischen Meßelektrode, 83 cm lang, 17 cm Durchmesser (vgl. Abb. 5), haben jedoch gezeigt, daß die Nullstelle unabhängig vom Winkel α zwischen dem magnetischen Feld und der Raketenachse immer bei der Hybridfrequenz f_T und ein weiteres Minimum der Kapazität bei der Plasmafrequenz f_N auftritt. Diese Zuordnung ergibt sich aus der Beobachtung, daß die so gemessenen Frequenzen und die bekannte Gyrofrequenz f_H die Beziehung

$$f_T = (f_N^2 + f_H^2)^{1/2}$$

innerhalb der Meßgenauigkeit von $\pm 5\%$ erfüllen (Abb. 6). Dieses Ergebnis wurde sowohl bei Messungen in der Polarzone mit $\alpha \approx 0$, als auch am Äquator mit $\alpha \approx 90^\circ$ erhalten, und obwohl die Rakete gelegentlich stark nutierte. Die konische Meßelektrode verhält sich demnach, zumindest hinsichtlich der Lage der Resonanzen, ähnlich wie ein Kugelkondensator im Plasma, für den BALMAIN [1966], MEYER [1967] und PYATI [1967] unabhängig voneinander einen entsprechenden Frequenzgang berechnet haben (Abb. 7)

$$Z_{\text{in}} = \frac{\ln(1+M) - \ln(1-M)}{j\omega\varepsilon_0 \cdot 8\pi R \cdot \varepsilon_T \cdot M} \quad (8)$$

Dabei bedeutet

$$\varepsilon_T = 1 - X \cdot U / (U^2 - Y^2)$$

und

$$M = \sqrt{1 - \varepsilon_L / \varepsilon_T}$$

mit

$$\varepsilon_L = 1 - X/U.$$

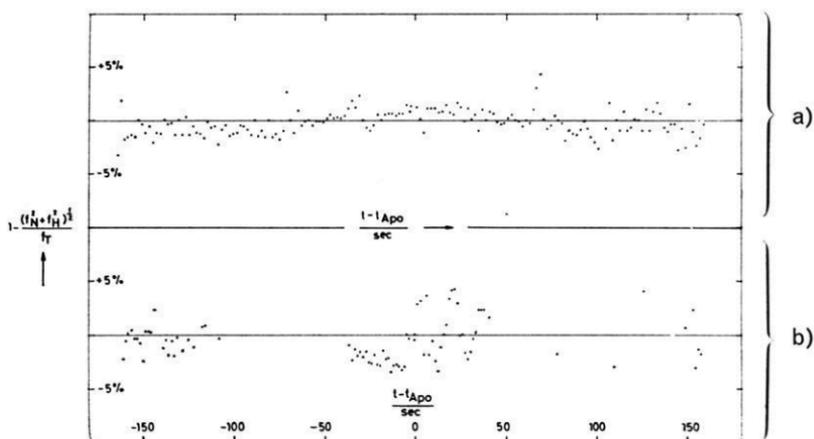


Abb. 6: Verhältnis der gemessenen zur errechneten oberen Hybridfrequenz f_T . Die Messungen wurden

- a) in der Nordlichtzone am 23. 3. 1968 in Kiruna,
- b) am geomagnetischen Äquator am 31. 3. 1968 in Thumba ausgeführt.

Fig. 6: Ratio of the measured to the calculated upper hybrid frequency f_T . The measurements were carried out

- a) within the Aurora zone near Kiruna on 23. 3. 1968
- b) near the geomagnetic equator at Thumba on 31. 3. 1968.

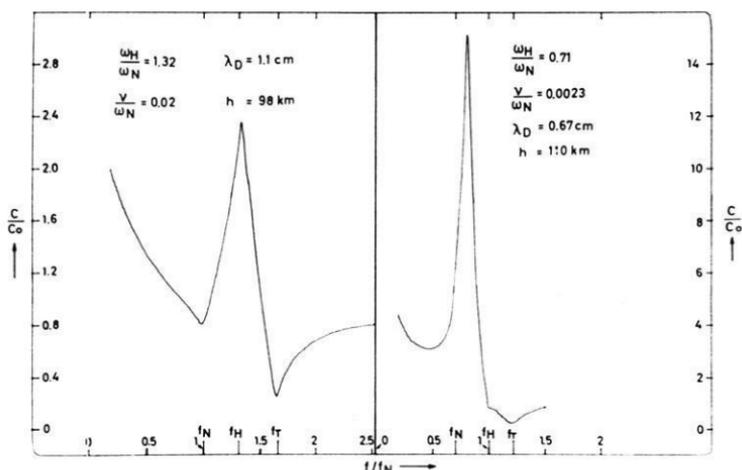


Abb. 7: Frequenzspektren des Betrages der Kapazität nach der von BALMAIN und OKSIUTIK [1968] berechneten Admittanz einer Kugelsonde.

Fig. 7: Frequency spectra of the admittance magnitude of a spherical probe, calculated by BALMAIN and OKSIUTIK [1968].

Wegen der 180° -Symmetrie in ε_B muß das Ergebnis für eine Kugel im freien Plasma-raum auch für eine halbe Kugel gelten, der unsere Meßelektrode in erster Näherung gleicht.

Die beobachteten und berechneten Spektren zeigen neben der Nullstelle bei der Hybridfrequenz und dem Minimum bei der Plasmafrequenz eine Serienresonanz bei einer Frequenz unterhalb der Hybridfrequenz. Dies ist eine Resonanz der Schichtkapazität mit dem in diesem Frequenzbereich induktiven Plasma. Diese Resonanzfrequenz ist u. a. von der Schichtdicke abhängig und damit von *mehreren* Parametern, die kaum zu kontrollieren sind. Einer dieser Parameter ist z. B. die Raketenbewegung im Plasma, die sehr starke Verzerrungen der Schicht verursacht. Es wird deshalb nicht der Versuch unternommen, aus dieser Resonanz die Temperatur des Plasmas nach Gleichung 6 zu bestimmen.

3.5 Elektrische Schaltungsanordnung

Um den gegebenen Ausgangsspannungsbereich möglichst gut ausnützen zu können, sollte in der Meßgröße kein nur von der Frequenz abhängiger Faktor enthalten sein. Als Meßgröße wurde deshalb eine Spannung gewählt, die proportional der Kapazität C der Sonde ist. Diese Spannung wird mit einem Differenzverstärker auf folgende Weise erzeugt: Der gewobbelte Oszillator ist — wie Abb. 5 zeigt — direkt mit dem Schutzring verbunden und von hier über zwei gleich große Kondensatoren der Kapazität C_K mit je einem Eingang des Differenzverstärkers, so daß an dessen Ausgang kein Signal gemessen wird. Zusätzlich ist einer der beiden Eingänge mit der Meßelektrode verbunden und somit mit deren Kapazität C belastet. Dadurch entsteht ein Signal, das (nahezu) proportional zu C , aber unabhängig von der Frequenz f ist. Dabei muß vorausgesetzt werden, daß bei einem komplexen Leitwert $1/R_E + j \cdot C_E$ der Differenzverstärkereingänge die Bedingungen $C_K + C_E \gg C$ und $1/R_E \ll (C_K + C_E)$ erfüllt sind. Alle störenden Leitungskapazitäten sind kompensiert; sie sind in der gewählten Anordnung ein Teil der Kopplungskapazitäten C_K .

4. Meßergebnisse

4.1 Die Hauptresonanzen

Die bei den zahlreichen Raketenexperimenten beobachteten Frequenzspektren der Kapazität, von denen eine Serie in Abb. 8 wiedergegeben ist, haben prinzipiell den gleichen Verlauf wie die von BALMAIN und OKSINTIK [1968] berechneten Admittanzkurven. Diese wurden zum Vergleich in Kapazitätsspektren umgerechnet und sind in Abb. 7 dargestellt. Eine Nullstelle in C (Parallelresonanz) tritt immer bei der oberen Hybridfrequenz f_T auf, ein zweites Minimum bei der Plasmafrequenz f_N und immer unterhalb von f_T ein durch die Ionengrenzschicht verursachtes Maximum (Serien-

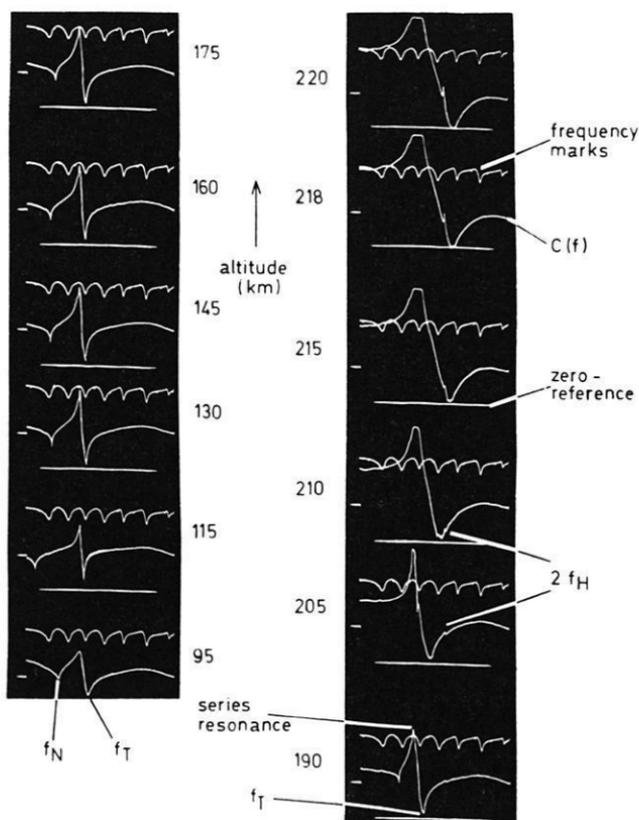


Abb. 8: Während eines Raketenexperimentes aufgenommene Frequenzspektren des Betrages der Kapazität der verwendeten HF-Sonde mit Schutzring.

Fig. 8: Frequency spectra of the capacitance magnitude of the used swept-frequency probe with guard ring, recorded during a rocket experiment.

resonanz) bei der Frequenz f_S . Die gemessenen Frequenzen der beiden Minima verhalten sich innerhalb unserer Meßgenauigkeit und der Genauigkeit der Bestimmung der geomagnetischen Feldstärke zueinander wie

$$f_T \text{ zu } (f_T^2 - f_H^2)^{1/2}.$$

Ein Beispiel zeigt die Darstellung der Abb. 6a und b. Auch die Güte der Serienresonanz bei f_S zeigt prinzipiell die gleiche Höhenabhängigkeit, wie die von den beiden genannten Autoren errechnete. Vgl. die Elektronendichte-Meßergebnisse während der Barium-Verdampfungsexperimente in der Nordlichtzone [MELZNER und RABEN, 1968].

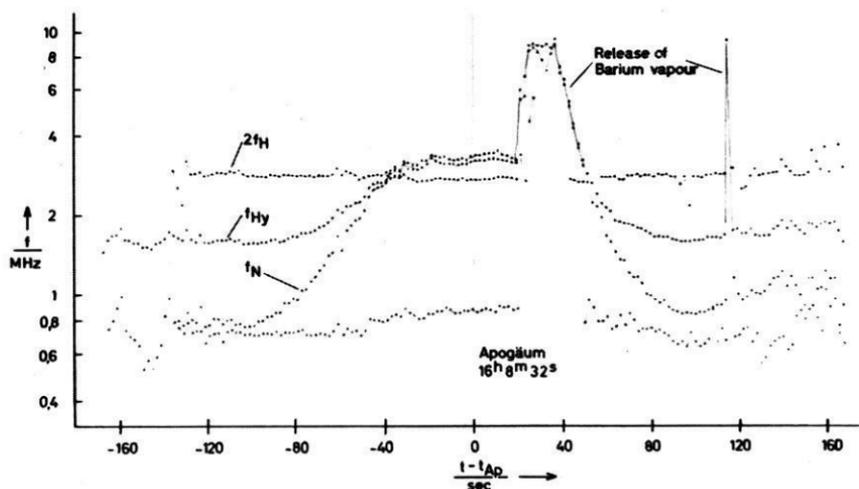


Abb. 9: Plasmafrequenz f_N , obere Hybridfrequenz f_T , die erste Oberwelle der Gyrofrequenz f_H und die Frequenz der „Larmor-Resonanz“, aufgenommen während eines Raketenfluges über Kiruna am 23. 10. 1967.

Fig. 9: Plasma frequency, f_N , upper hybrid frequency, f_T , the second harmonic of the electron gyrofrequency, f_H , and the frequency of the “Larmor resonance”, f_R , recorded during the rocket experiment, at Kiruna on October 23rd, 1967, at 16 h 5 m U.T.

4.2 Zusätzlich beobachtete Resonanzen

Ähnlich wie beim Topside-Sounder [CALVERT und GOE, 1963] werden häufig außer den „Hauptresonanzen“ bei f_N , f_T und f_S noch weitere schwache Resonanzen beobachtet (Abb. 8), vor allem bei der Gyrofrequenz und deren Oberwellen bis zur 6. Harmonischen, jedoch nicht bei der doppelten oberen Hybridfrequenz. Bei der HF-Sonde zeigte sich jedoch: Wenn Resonanzen auftreten, dann sind es diejenigen Harmonischen, die den Hauptresonanzen f_N und f_T benachbart sind.

Weitere Resonanzen wurden häufig bei einer Frequenz f_R beobachtet, die zwischen der halben und der einfachen Gyrofrequenz liegt:

$$\frac{1}{2} f_H \leq f_R \leq f_H \quad (9)$$

Hierbei handelt es sich wahrscheinlich um eine modifizierte Gyroresonanz, wobei auf die Elektronen neben der Lorentzkraft ein radiales elektrisches Feld einwirkt (vgl. LANDAUER [1968]). Das erforderliche radiale Feld E_r ist in der Ionenschicht um die Rakete gegeben. Für ein Elektron auf einer stationären Kreisbahn muß in Zylinder-

koordination $(r, \varphi, z$ mit $\omega = \dot{\varphi}$) folgende Gleichung erfüllt sein:

$$m \cdot r \cdot \omega^2 \pm e \cdot E_r \pm e \cdot \omega \cdot r \cdot B_z = 0 \quad (10)$$

mit $B_z = B \cos \psi$ (wobei ψ der Winkel zwischen der Magnetfeldrichtung und der Zylinderachse bedeutet).

Das E_r -Feld bildet sich durch die Aufladung der Rakete auf Floating-Potential in der Ionengrenzschicht, in der bei geeigneter Richtung der Plasmaströmung eine zylindersymmetrische Raumladungsverteilung vorhanden ist, die sich durch eine nur von r abhängige Funktion beschreiben läßt. Damit ergibt sich auch für E_r eine nur von r abhängige Funktion:

$$E_r = \frac{e \cdot N}{\epsilon_0} \cdot r \cdot F(r) \quad (11)$$

bei der $F(r)$ eine dimensionslose Größe ist und N die Elektronendichte des ungestörten Plasmas bedeutet. Gleichung (10) läßt sich dann mit

$$f_L = \frac{1}{2} f_H \cos \psi = \frac{e}{2 \pi m} B_z$$

nach f_R auflösen:

$$f_R = \frac{1}{2} f_L \pm \left(\frac{1}{4} f_L^2 + f_N^2 \cdot F(x) \right)^{1/2} = \frac{f_L}{2} [1 \pm (1 + \eta)^{1/2}] \quad (12)$$

wobei

$$\eta = 4 \frac{f_N^2}{f_L^2} F(r) \quad (13)$$

und mit Gl. (11)

$$\eta = \frac{4 E_r}{\omega_z \cdot r \cdot B_z}$$

Wenn das Floating-Potential positiv ist, dann ist η negativ. Gleichgewichtsbahnen gibt es nur, wenn $\eta \geq -1$. Dadurch entstehen zwei Grenzwerte für stationäre Kreisbahnen: $\eta = -1$ und $\eta = 0$, und somit gilt für die beiden Lösungen f_R^+ und f_R^- :

$$\frac{1}{2} f_L \leq f_R^+ \leq f_L \quad (14a)$$

und

$$0 \leq f_R^- \leq \frac{1}{2} f_L \quad (14b)$$

mit der Beziehung:

$$f_R^+ + f_R^- = f_L \quad (14c)$$

Eine grobe Abschätzung für $\eta = 4 \cdot E_r / \omega_z \cdot r B_z$ möge zeigen, bei welchen Elektronendichten Larmor-Resonanzen in der Ionosphäre auftreten können. Die maximale Feldstärke E_r in der Ionen-Grenzschicht sei durch die Division des Floating-Potentials U_{FL} durch ein Vielfaches der Debyelänge λ_D gegeben: $\hat{E}_r \approx U_{FL} / 3 \lambda_D$, wobei nach SAMIR UND WILLMORE [1966]: $U_{FL} \approx 6 \cdot kT_e / e$. Es ergibt sich also: $E_r \approx 2(N \cdot kT / \epsilon_0)^{1/2}$. Innerhalb der Schicht ändert sich E_r um mindestens eine Zehnerpotenz, so daß die Beziehung $0,1 \cdot \hat{E}_r \leq E_r \leq \hat{E}_r$ gilt. Die Elektronen, die sich auf stationären Kreisbahnen bewegen, haben eine Geschwindigkeit $v_e = r \cdot \omega_z / 2$, die um $v_{th} = (2kT/m)^{1/2}$ liegen muß. So ergibt sich für $\eta = -1$ und endlich für $B_z = 0,5$ Gauß:

$$N/\text{cm}^{-3} \approx (10^4 \dots 10^6) (B_z/\text{Gauß})^2 = 0,3 (10^4 \dots 10^6) \quad (15)$$

Dies ist aber der Bereich der vorliegenden Elektronendichte. Bei den bisherigen Messungen wurden Larmor-Resonanzen nur bei Frequenzen über $1/2 \cdot f_H$ beobachtet.

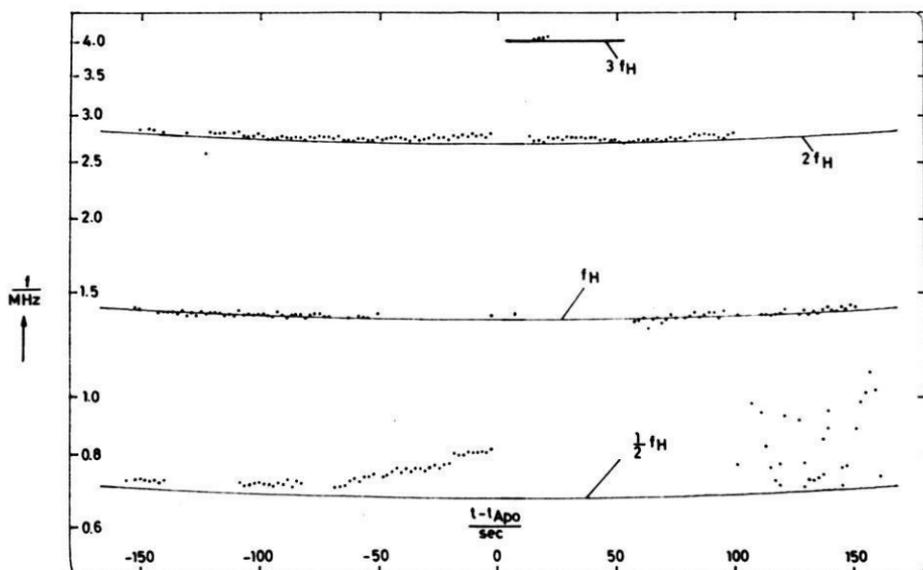


Abb. 10: Darstellung der Frequenz der am 23. 3. 1968 über Kiruna beobachteten Resonanzen bei der Gyrofrequenz f_H , bei $2f_H$ und bei einer Frequenz zwischen f_H und der Larmorfrequenz $1/2 f_H$ (gepunktete Kurven) zusammen mit den bekannten Werten für f_H und $1/2 f_H$.

Fig. 10: Frequency of the resonances at the gyrofrequency, f_H , at $2f_H$, and the at "Larmor resonance", f_R , between f_H and the Larmor frequency, $1/2 f_H$, recorded during a rocket experiment at Kiruna on 23. 3. 1968 (dotted curves), together with the known values of f_H , $2f_H$ and $1/2 f_H$ (solid curves); abscissa: time in seconds.

Abb. 10 zeigt als Beispiel u. a. die während des Experimentes am 23. 3. 68 über Kiruna unterhalb der Gyrofrequenz f_H beobachteten Resonanzen. Nach Gleichung (14c) müßte dazu eine zweite Resonanz bei $f_{R^-} = f_L - f_{R^+}$ auftreten. Dies konnte bisher noch nicht beobachtet werden. Der Grund könnte darin zu suchen sein, daß die untere Grenze des durchlaufenden Frequenzbereiches bei etwa 650 kHz liegt, während die halbe Gyrofrequenz $1/2 f_H$ zwischen 700 und 670 kHz variiert und $1/2 f_L$ noch beträchtlich darunterliegen kann. Dann würde die zweite Resonanz f_{R^-} nicht mehr im Beobachtungsbereich liegen.

Hinter dem Apogäum, bei dem die Metaldampfwolken ausgestoßen wurden, traten zunächst keine Larmor-Resonanzen auf, wahrscheinlich, weil die durch das Ausstoßen erzeugte Störung das Entstehen stationärer Kreisbahnen verhindert. Die später schließlich wieder einsetzenden Resonanzschwingungen zeigen von einem Spektrum zum nächsten starke Frequenzänderungen, die darauf hindeuten, daß durch die beim Ausstoßen der Wolke erzeugte Nutation eine ständige Formänderung der Ionengrenzschicht und damit auch des elektrischen Feldes verursacht wird.

Der Mechanismus für die Entstehung dieser Gyro- und Larmor-Resonanzen dürfte der gleiche wie bei den Topside-Soundern sein. Obwohl die Resonanzen durch eine Einzelteilchen-Erscheinung verursacht werden, ist ihre Beobachtung erst durch einen Häufungsprozeß der Teilchen auf ihrer Bahn möglich, wie z. B. von JOHNSTON und NUTTALL [1964] beschrieben wird, oder durch Entstehen elektrostatischer Wellen wie z. B. von CALVERT und MCAFFEE [1969] angenommen wird.

Literatur

- BALMAIN, K. G.: Impedance of a spherical probe in a magnetoplasma. IEEE Trans. Ant Prop. AP-14, Nr. 3, 402—403, und Aeronomy Rept. No. 11, University of Illinois, 1966
- BALMAIN, K. G., und G. A. OKSIUTIK: RF probe admittance in the ionosphere: theory and experiment. Proc. of NATO Advanced Study Institute in Røros, Norway (in press), 1968
- BOWHILL, S. A., und E. R. SCHMERLING: Methods for measuring electron density. Advances in electronics and electron physics 15, 277—310, 1961
- CALVERT, W., und G. B. GOE: Plasma resonances in the upper ionosphere. J. Geophys. Res. 68, 6113, 1963
- CALVERT, W., und J. R. MCAFFEE: Topside-sounder resonances. Proc. IEEE 57, 1089—1096, 1969
- CHOPRA, K. P.: Interactions of rapidly moving bodies in terrestrial atmosphere. Rev. Mod. Phys. 33, 153—189, 1961
- EJIRI, M., H. OYA und T. OBAYASHI: A modified plasma resonance observed by a rocket-borne gyro-plasma probe. Rep. Ionosph. Space Res., Japan 22, 201, 1968
- FÖPPL, H., G. HAERENDEL, L. HASER, R. LÜST, F. MELZNER, B. MEYER, H. NEUSS, H. H. RABBen, E. RIEGER und J. STÖCKER: Preliminary results of electric field measurements in the auroral zone. J. Geophys. Res. 73, 21—27, 1968

- HEIKKILA, W. J., N. BAKER, J. A. FEJER, K. R. TIPPLE, J. HUGILL, D. E. SCHNEIBLE und W. CALVERT: Comparison of several probe techniques for ionospheric electron concentration measurements. *J. Geophys. Res.* 73, 3511—3535, 1968
- JACKSON, J. E., und J. A. KANE: Measurements of ionospheric electron densities using an R.F. probe technique. *J. Geophys. Res.* 64, 1074—1075, 1959
- JACOBS, K. G., und K. RAWER: Electron density measurements in the ionosphere over the Sahara with a variable impedance probe. *Space Res.* 5, 706—718, 1965
- JOHNSTON, T. W., und J. NUTTAL: Cyclotron harmonic signals received by the Alonette top-side sounder. *J. Geophysical Res.* 69, 2305—2314, 1964
- KAISER, T. R.: The admittance of an electric dipole in a magnetic environment. *Planet. Space Sci.* 9, 639—657, 1962
- KAISER, T. R., und J. K. E. TUNALEY: Radiofrequency impedance probes. *Space Sci. Rev.* 8, 32—73, 1968
- LANDAUER, G.: Electron motion with the Larmor Frequency in static electric and magnetic fields. ESRIN Internal Note Nr. 18 (ESRIN, Casella Postale 64, 00044 Frascati (Rome), Italy), 1968
- MELZNER, F., und H. H. RABBEN: Electron-density measurements in the ionosphere with high altitude rockets. *Proc. of NATO Advanced Study Institute in Røros, Norway* (in press), 1968
- MEYER, P.: Impedance of a sphere in a magnetoplasma. *I.E.E.E. Trans. Ant. Prop.* AP-15, No. 2, 331—332, 1967
- PYATI, V. P.: Determination of capacitance in anisotropic media. *I.E.E.E. Trans. Ant. Prop.*, AP-14 No. 6, 803, 1966
- RABBEN, H. H.: Extraterrestrische Elektronendichte-Messungen, Teil I: Wahl der Meßmethode. *Laborberichte des Max-Planck-Institutes für Physik und Astrophysik, München. Extraterr.* 19, 1965
- SAMIR, U., und A. P. WILLMORE: The equilibrium potential of a spacecraft in the ionosphere. *Planet. Space Sci.* 14, 1131—1137, 1966

Über die Pitchwinkelverteilung von Elektronenflüssen mit Energien $E > 40$ keV in der Polarlichtzone¹⁾

On the pitchangle distribution of electrons $E > 40$ keV in the auroral zone

Von L. ROSSBERG, Lindau/Harz²⁾

Eingegangen am 17. September 1969

Zusammenfassung: Mit einer Nike-Apache-Rakete wurde in einem ruhigen Polarlichtbogen die Pitchwinkelverteilung von Elektronenflüssen mit $E > 40$ keV bei $\lambda = 65,3^\circ$ gemessen.

Während der ganzen Beobachtungszeit wurde ein im Pitchwinkelbereich $0^\circ < \theta < 90^\circ$ isotroper Elektronenfluß gemessen. Dies ist ungewöhnlich, weil isotrope Pitchwinkelverteilungen in der Polarlichtzone im allgemeinen erst bei höheren Flüssen beobachtet werden [O'BRIEN, 1964; FRITZ, 1967; SHARP und JOHNSON, 1968].

Bei größeren Pitchwinkeln nahm der Fluß erwartungsgemäß ab. Das Ergebnis wird im Rahmen der bisherigen Kenntnisse über die Zusammenhänge zwischen Elektronenfluß, Pitchwinkelverteilung und geomagnetischer Breite diskutiert.

Summary: With a Nike-Apache-rocket, fired into a quiet auroral arc at $\lambda = 65,3^\circ$ we have measured the pitchangle distribution of electron fluxes with $E > 40$ keV. During the whole measuring time the pitchangle distribution was isotropic for $0^\circ < \theta < 90^\circ$ at an electron flux of $\sim 10^3 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ sterad}^{-1}$. This is unusual, since isotropic distributions are usually observed at higher fluxes [O'BRIEN, 1964; FRITZ, 1967; SHARP und JOHNSON, 1968]. The discussion of the result is based on the current knowledge of the dependence of the electron flux and its pitchangle distribution on the geomagnetic latitude.

Einleitung

Die erhöhte Ausfällung von Elektronen und Protonen in der Polarlichtzone ist seit der Entdeckung des Van-Allenschen Strahlungsgürtels immer wieder untersucht worden, ohne daß bisher befriedigende Antworten auf die Frage nach der Ursache für die Ausfällung und der Vorgeschichte der ausgefällten Elektronen gefunden worden wären [HULTQVIST, 1967].

Besondere Bedeutung erlangte die Messung des Elektronenflusses als Funktion des Winkels zwischen Fluß und Magnetfeldvektor (im folgenden als Pitchwinkel θ bezeichnet), da dies ein Parameter der Teilchenbewegung ist, dessen Änderung als

¹⁾ Teil II der Arbeit: „Raketexperiment zur Untersuchung von Nordlichtern“. KEPP-
LER, E., et al., Z. Geophys. 33, 347, 1967.

²⁾ Dr. Lothar ROSSBERG, Max-Planck-Institut für Aeronomie, Institut für Stratosphären-
physik, 3411 Lindau/Harz.

Funktion der Feldstärke B entlang einer Feldlinie berechnet werden kann. Zum Beispiel kann aus einer Abweichung von der berechneten Änderung gefolgert werden, daß die Teilchenbewegung zusätzlich zur Lorentzkraft durch ein elektrisches Feld beeinflusst wird [MCDIARMID and BURROWS, 1968].

Die Pitchwinkelverteilung ist durch das Gleichgewicht bestimmt, daß sich zwischen der Zufuhr von Elektronen, der Speicherung im Magnetfeld der Erde und dem Verlust durch Ausfällung in die Atmosphäre einstellt.

Der Verlustprozeß ist nur für Elektronen wirksam, deren Pitchwinkel innerhalb des Verlustkonus liegt, also nördlich des Äquators $< 90^\circ$, südlich davon $> 90^\circ$ ist. Nimmt man an, daß die Zufuhr isotrop ist, ist die Pitchwinkelverteilung daher anisotrop und symmetrisch um ein Maximum bei $\theta = 90^\circ$. Dies wurde durch Satellitenmessungen für geomagnetische Breiten $\lambda < 60^\circ$ bestätigt. Im Gebiet des Polarlichtovals, um Mitternacht zwischen $\lambda = 65^\circ$ und 70° wird dagegen häufig eine Zunahme des Elektronenflusses im Verlustkonus um ein bis zwei Zehnerpotenzen beobachtet, so daß die Pitchwinkelverteilung im oberen Halbraum isotrop wird. Verschiedene Autoren haben den Zusammenhang zwischen Elektronenfluß und Pitchwinkelverteilung untersucht und gefunden, daß sich im allgemeinen die Pitchwinkelverteilung der Isotropie um so mehr nähert, je höher der Elektronenfluß ist [O'BRIEN, 1964; FRITZ, 1967; SHARP und JOHNSON, 1968].

Daraus folgt, daß im Verlustkonus zusätzlich Elektronen durch Injektion oder Beschleunigung vorzugsweise parallel zum Erdfeld auftreten müssen [O'BRIEN, 1964].

Bei dem hier zur Diskussion stehenden Experiment wurde jedoch eine isotrope Pitchwinkelverteilung bei abnehmendem und relativ niedrigem Elektronenfluß beobachtet. Wir erklären dies dadurch, daß sich die nördliche Begrenzung der Ausfällung von Elektronen mit $E > 40$ keV während der Messung in der Nähe und südlich der Rakete befunden hat.

Detektoranordnung

Die Messung erfolgte im Rahmen des Testprogrammes für den Satelliten AZUR, mit dem unter anderem der Elektronenfluß im Verlustkonus (Spiegelpunkte unter 100 km Höhe), der Fluß, der am Ort des Satelliten spiegelnden Elektronen mit $\theta = 90^\circ \pm 12,5^\circ$ sowie der zwischen Satellit und Atmosphäre reflektierten Elektronen gemessen werden soll. Die dafür vorgesehene Anordnung von drei rechtwinklig zueinander orientierten Geiger-Müller- (GM)-Zählrohren und einem allseitig abgeschirmten Zählrohr mußte für den Raketenversuch geändert werden, da eine Orientierung parallel zur Figurenachse der Rakete nicht möglich war.

Je zwei Zählrohre wurden daher antiparallel unter einem Winkel von 40° zur Figurenachse angeordnet [KEPPLER, E., E. KIRSCH, P. MÖRL, G. MUSMANN, A. ROSSBACH und L. ROSSBERG, 1967].

Orientierung, Energieschwelle, Geometriefaktor G und Öffnungswinkel der vier Zählrohre des Experimentes sind in Tabelle 1 zusammengefaßt.

Tabelle 1: Detektordaten.

Zählrohr- Nummer	Winkel gegen Figuren- achse	Absorber mg/cm ²	Elektron.- Energie für 40% Durch- lässigkeit	Geometriefaktor	Bemerkungen
1	140°	6 · 10 ³		1 cm ²	Omnidirektional allseitig abgeschirmt
2	140°	1,4	40 keV	4 · 10 ⁻² cm ² ster	direktional, Öffnungswinkel 50°
3	40°	1,4	40 keV	4 · 10 ⁻² cm ² ster	direktional, Öffnungswinkel 50°
4	40°	6,5	90 keV	4 · 10 ⁻² cm ² ster	direktional, Öffnungswinkel 50°

Eichung der Zählrohre

Für den Zusammenhang zwischen der Zählrate N der Zählrohre 2, 3 und 4 und dem direktionalen Fluß Φ gilt

$$N = \Phi \cdot G \cdot D(E) \cdot \varepsilon(\Phi)$$

$$G = \text{Geometriefaktor (cm}^2 \text{ ster)}$$

$D(E)$ = Durchlässigkeit der Absorber für Elektronen der Energie E (Abb. 2).

$\varepsilon(\Phi)$ = enthält die Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen, die den Absorber durchdringen konnten und Totzeitverluste. Da beide vom Elektronenfluß Φ abhängen, haben wir $\varepsilon(\Phi)$ durch die Messung der Zählrate N als Funktion des Flusses Φ ermittelt.

Φ ist der mit einem Faradaykäfig in einem parallelen Elektronenstrahl ($E = 60 \text{ keV}$) gemessene Fluß/cm²sec, so daß als Geometriefaktor nur die Fläche der Eintrittsöffnung F des Zählrohres eingeht:

$$N(\Phi) = \Phi \cdot F \cdot D(60 \text{ keV}) \cdot \varepsilon(\Phi) \quad (\text{Abb. 1})$$

$\varepsilon(\Phi)$ nimmt von einem Höchstwert ε_0 für $N(\Phi) \rightarrow 0$ mit zunehmendem Φ gegen Null ab. Für $N < 1000 \text{ Imp/sec}$ wird $N \sim \Phi \cdot \varepsilon_0$ kann daher aus der Anfangssteigung der Kurve $N(\Phi)$ ermittelt werden. Mit $F = 7 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2$ und $D(60 \text{ KeV}) = 0,8$ ergeben sich für die Zählrohre 2, 3 und 4 ε_0 -Werte von 0,16, 0,2 und 0,5.

In Abb. 1 ist für die Detektoren 2 und 3 außer $N(\Phi)$ auch der Analogwert $I_{\text{An}}(\Phi)$ eingezeichnet, der sich aus dem geglätteten Zählrohrstrom und dem Eingangsstrom

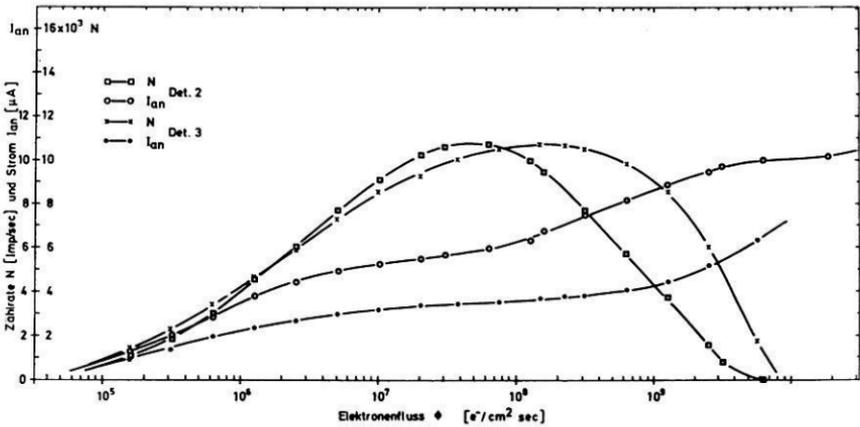


Abb. 1: Abhängigkeit der Zählrate N und des Analogwertes I_{AN} vom Elektronenfluß für die Zählrohre 2 und 3, Elektronenenergie: 60 keV.

Variation of countrate N and analogcurrent I_{AN} of GM-tubes 2 and 3 with electron-flux, energy: 60 keV.

des Impulsverstärkers zusammensetzt. Da I_{AN} im Gegensatz zur Zählrate mit zunehmendem Elektronenfluß kontinuierlich ansteigt, ist in jedem Fall eine eindeutige Zuordnung zwischen Zählrate und Elektronenfluß möglich.

Die Kurven für das 90-keV-Zählrohr 4 sind der Übersichtlichkeit halber nicht mit eingezeichnet.

Die Durchlässigkeit der Glimmerfenster der Zählrohre 2 und 3 und die des Zählrohres 4 mit zusätzlicher Aluminiumfolie als Funktion der Energie zeigt Abb. 2. Bei der Messung wurde der Fluß variiert und die Zählrate konstant gehalten. Für die Zählrohre 2 und 3 ist

$$D(E) = \frac{\Phi(100 \text{ keV})}{\Phi(E)}, \quad N = \text{konstant.}$$

Bei Zählrohr 4 wurde die Durchlässigkeit bis 150 keV gemessen und bis 200 keV extrapoliert. Die Energie für $D = 0,4$, $E = 90$ keV, dürfte demnach um $\pm 10\%$ unbestimmt sein.

Für die Bestimmung des Geometriefaktors $G = F \cdot \Omega$ wurde der effektive Raumwinkel der direktionalen Zähler durch graphische Integration der Abhängigkeit der relativen Zählrate vom Einfallswinkel β (Abb. 3) über den Raumwinkel Ω von 0 bis 2π ermittelt.

Der Geometriefaktor des omnidirektionalen Untergrundzählrohres wurde aus den geometrischen Abmessungen des empfindlichen Zählvolumens berechnet.

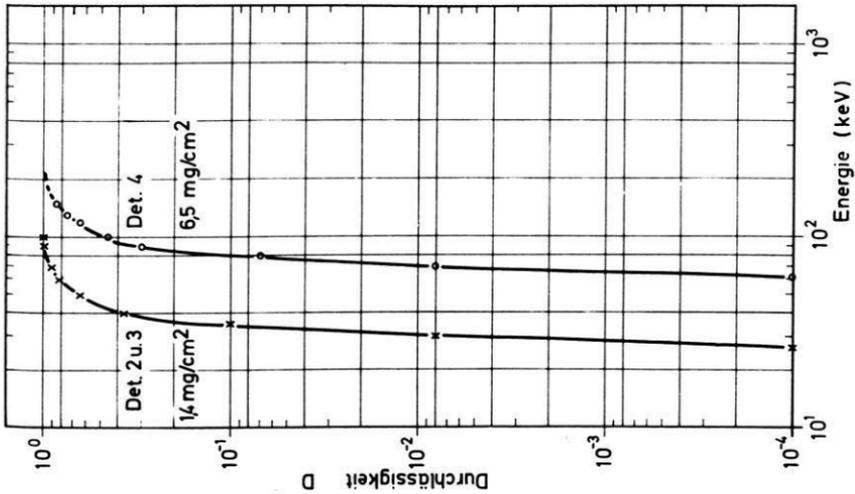


Abb. 2: Abhängigkeit der Durchlässigkeit D für Elektronen der Energie E für die Zählrohre 2 und 3 ($1,4 \text{ mg/cm}^2$) und 4 ($6,5 \text{ mg/cm}^2$).

Variation of the transmission coefficient D for monoenergetic electrons of energy E of GM-tubes 2 and 3 ($1,4 \text{ mg/cm}^2$) and 4 ($6,5 \text{ mg/cm}^2$).

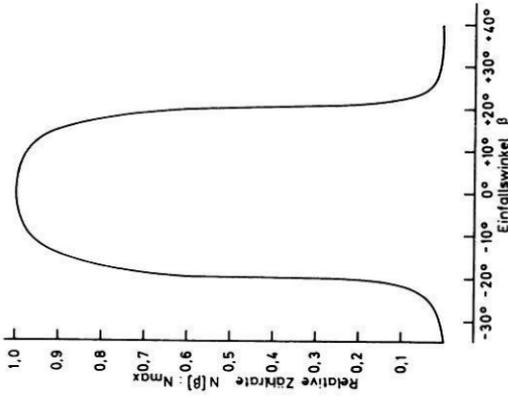


Abb. 3: Abhängigkeit der relativen Zählrate N vom Einfallswinkel β der Elektronen.

Variation of relative count rate N with the angle of incidence β of the electrons.

Ergebnisse

Die Rakete wurde in Kiruna ($\lambda = 65,3^\circ$) am 5. Dezember 1967 um 20 h 34 min 50 sec UT, entsprechend 21 h 34 min 50 sec LT, in einen ruhigen Polarlichtbogen geschossen. Die geomagnetische Aktivität war in der Zeit vor dem Schuß sehr gering, nahm jedoch innerhalb der letzten drei Stunden des 5. Dezembers auf $K_p = 5$ zu. Die solare Aktivität war ebenfalls sehr gering, jedoch wurde als Nachwirkung eines Protonenflares vom 3. 12. über der Polkappe PCA registriert [LANGE-HESSE, persönliche Mitteilung]. Nach Messung von Explorer 34 betrug der Fluß bei $E_p > 10$ MeV am 5. 12. noch das doppelte des normalen Wertes (Solar Geophysical Data, Juni 1968).

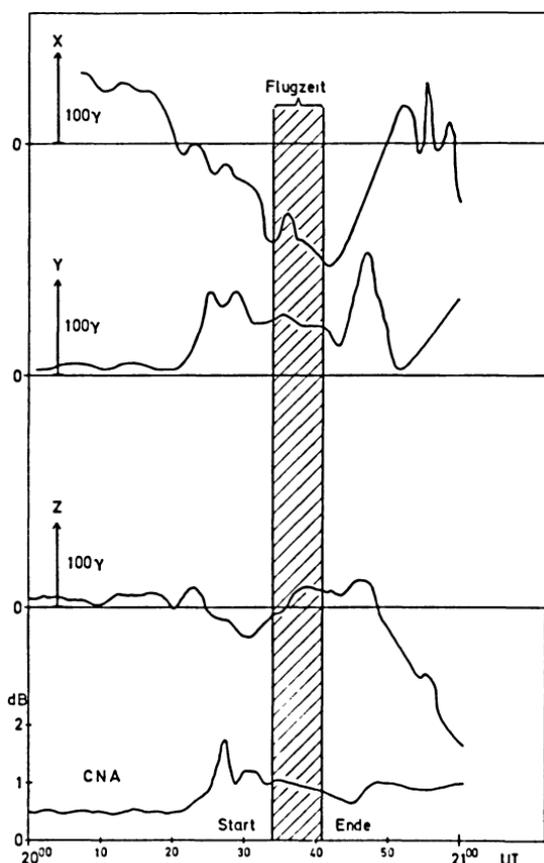


Abb. 4: Erdmagnetische Variation und CNA in Kiruna am 5. 12. 1967 von 20 bis 21 Uhr U.T.

Variation of the earth's magnetic field and CNA at Kiruna on 5. 12. 1967 from 2000 to 2100 U.T.

Der Schuß erfolgte zu Beginn eines magnetischen Teilsturmes, dessen Stromsystem sich über dem Abschußort entwickelte und anschließend bei gleichzeitiger Verstärkung nordwärts wanderte. Die negative Bay in X erreichte etwa eine Stunde später maximal -440γ . Die Z -Komponente wurde zu Beginn der Flugzeit bei $t = 95 \text{ sec}$ positiv. Der polare Elektrojet hat sich demnach während unserer Messung über den Abschußort hinweg nach Süden bewegt. Die Absorption des kosmischen Rauschens (CNA) stieg neun Minuten vor dem Start auf maximal 2 dB an und nahm anschließend innerhalb der Flugzeit wieder auf 1 dB ab. Die Registrierungen der Variationen der X -, Y - und Z -Komponenten des erdmagnetischen Feldes sowie die des kosmischen Rauschens (CNA) in Kiruna (ESRANGE), sind in Abb. 4 dargestellt.

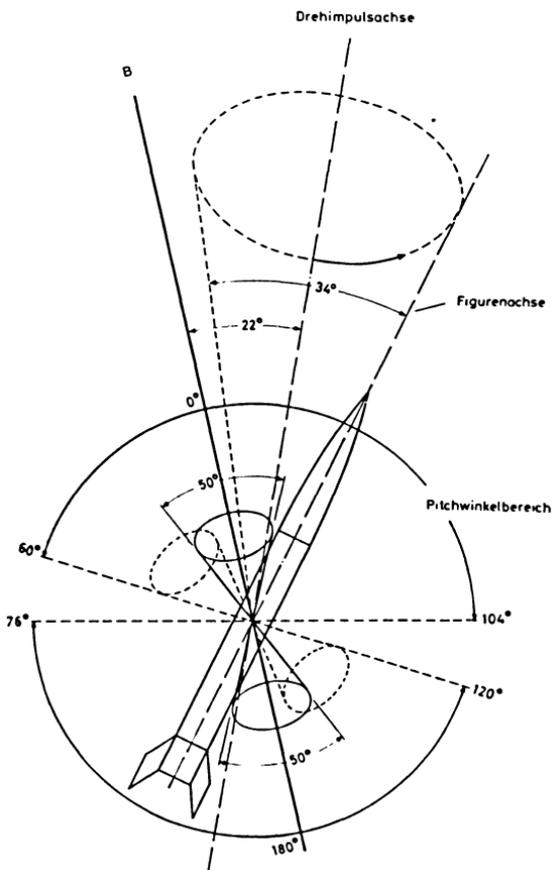


Abb. 5: Orientierung der nutierenden Rakete relativ zum Magnetfeldvektor.

Orientation of the nutating rocket relative to the magnetic field vector.

Da die Rakete um eine Achse, die 22° mit dem Magnetfeld einschloß, mit einem halben Öffnungswinkel von 17° nutierte, wurde mit den aufwärts gerichteten Zählrohren 3 und 4 der Pitchwinkelbereich von 0° bis 104° und mit dem nach unten gerichteten Zählrohr 2 der Pitchwinkelbereich von 76° bis 180° erfaßt. In Abb. 5 sind die geometrischen Verhältnisse dargestellt. Die Messungen sind in Abb. 6 als Funktion der Flugzeit und der Höhe dargestellt.

Im oberen Teil der Abbildung ist der Elektronenfluß bei $E > 40$ keV und $E > 90$ keV, der in verschiedenen Pitchwinkelbereichen gemessen wurde, darunter die Registrierungen zweier Photometer bei den Wellenlängen 3914 \AA und 2972 \AA aufgetragen [ROSSBACH, private Mitteilung]. Die Photometer waren mit einem Winkel von 10° relativ zur Figurenachse der Rakete nach unten gerichtet. Am unteren Rand der Abbildung ist schließlich der mit einem Magnetometer gemessene Winkel α zwischen dem Magnetfeldvektor und der Figurenachse der Rakete aufgetragen [MUSMANN, private Mitteilung].

Der mit dem aufwärts gerichteten Zählrohr gemessene Elektronenfluß zeigt, daß die Pitchwinkelverteilung zwischen 0° und 104° während der ganzen Flugzeit isotrop war, da sich hier keine Abhängigkeit des Elektronenflusses vom Winkel α feststellen läßt. Der von dem nach unten gerichteten Zählrohr gemessene Elektronenfluß setzt sich in den Maxima aus Elektronen mit Pitchwinkeln zwischen 76° bis 180° zusammen, also aus dem Ort der Rakete spiegelnden und von der Atmosphäre zurückgestreuten Elektronen, während zu den Minima nur zurückgestreute Elektronen mit Pitchwinkeln zwischen 120° bis 180° beitragen.

Das Verhältnis der Flüsse in den Maxima und Minima variiert von 4 bei 100 km Höhe bis 2 bei 200 km Höhe, was auf eine Zunahme des zurückgestreuten Elektronenflusses zurückzuführen ist (s. Anhang).

Die Zählrate des $E > 90$ -keV-Zählrohres war nur wenig höher als die des allseitige mit 2 mm Blei abgeschirmten Zählrohres. Um aus dem Verhältnis des Flusses bei $E > 40$ keV zu dem bei $E > 90$ keV eine statistisch gesicherte Aussage über das Energiespektrum machen zu können, wurde die Zählrate bei $E > 90$ keV über die Flugzeit von $T = 100$ sec bis $T = 360$ sec gemittelt und der mittlere Elektronenfluß bei $E > 90$ keV aus der Differenz zum gestrichelt eingezeichnetem Mittel des Untergrundzählrohres gewonnen. Unter der Annahme, daß das differentielle Energiespektrum gemäß $\exp(-E/E_0)$ verläuft, erhält man so einen mittleren Wert von $E_0 = 16$ keV.

Die Photometerregistrierungen zeigen eine Hell-Dunkel-Modulation, die in Phase mit der Modulation der Zählrate des nach unten sehenden Detektors und mit der Variation des Winkels α ist. Besonders interessant ist die Variation des Hell-Dunkel-Verhältnisses der $\lambda = 2972\text{-\AA}$ -Linie mit der Flugzeit und der Höhe. (Die Variation des Verhältnisses bei $\lambda = 3914 \text{ \AA}$ ist offensichtlich durch Übersteuerung bei 30 kR verfälscht.)

Das Hell-Dunkel-Verhältnis nimmt vom Wert 1 bei 100 bis 120 km Höhe bis 5 im Apogäum zu. Während der folgenden Nutationsperioden schwankt das Ver-

hältnis zwischen 2 und 5 und erreicht kurz vor Ende des Fluges den Wert 1,5 in 135 km Höhe.

Da die Rakete nach Norden geschossen wurde, waren die Photometer während einer Nutationsperiode einmal fast senkrecht nach unten und einmal 28° gegen die Senkrechte nach Süden gerichtet. Aus der durch die Nutation hervorgerufenen Hell-Dunkel-Modulation kann man daher schließen, daß sich das Emissionsmaximum während des größten Teils des Fluges südlich der Rakete befand.

Diskussion

Zunächst wollen wir kurz darauf eingehen, was bisher über die Ausfällung von Elektronen mit $E > 40$ keV als Funktion der geomagnetischen Breite λ im Mitternachtssektor an magnetisch mäßig gestörten Tagen ($10 < \Sigma \text{kp} < 20$) bekannt ist.

Zwischen $\lambda = 65^\circ$ und $\lambda = 71^\circ$ wird häufig eine erhöhte Ausfällung von Elektronen beobachtet. Der Zusammenhang zwischen Elektronenfluß und Pitchwinkelverteilung als Funktion von λ läßt sich in diesem Breitenbereich nach Messungen mit polaren Satelliten wie folgt charakterisieren [O'BRIEN, 1964, FRITZ, 1967]:

Der Fluß bei $\theta = 90^\circ$ ändert sich als Funktion von λ zwischen $\lambda = 65^\circ$ und $\lambda = 67^\circ$ nur wenig und hat Werte zwischen 10^5 und 10^6 Elektronen/cm² sec sterad. Weiter nördlich nimmt er um drei bis vier Zehnerpotenzen auf die niedrigen Werte von 10 bis 100 Elektronen/cm² sec sterad über der Polkappe ab. Im Gegensatz dazu ist der Fluß im Verlustkonus in dem ganzen Breitenbereich stark veränderlich. Er kann von 10^4 bis auf 10^6 Elektronen/cm² sec sterad zunehmen, so daß er gleich dem Fluß bei $\theta = 90^\circ$ und die Pitchwinkelverteilung im oberen Halbraum bei Flüssen zwischen 10^5 und 10^6 Elektronen/cm²sec sterad isotrop wird [O'BRIEN, 1964]. Mit zunehmender Breite nimmt er wie der Fluß bei $\theta = 90^\circ$ ab, so daß die Pitchwinkelverteilung bei Flüssen zwischen 10^2 bis 10^6 Elektronen/cm² sec sterad isotrop wird. Der Fluß kann innerhalb von einem Breitengrad um 4 Zehnerpotenzen abnehmen, so daß die nördliche Grenze des äußeren Strahlungsgürtels für 40 keV-Elektronen gut definierbar ist [FRITZ, 1967; MCDIARMID and BURROWS, 1968]. Sie ändert ihre Lage auch an magnetisch mäßig gestörten Tagen ständig zwischen $\lambda = 67^\circ$ und $\lambda = 72^\circ$ [FRITZ, 1968], wird aber gelegentlich auch bei $\lambda = 65^\circ$ angetroffen [FRITZ and GURNETT, 1965].

Wir interpretieren daher unsere Messung einer isotropen Pitchwinkelverteilung von 40 keV-Elektronen bei einem Fluß von knapp 10^3 Elektronen/cm² sec sterad so, daß die Rakete in die nördliche Begrenzung der Zone erhöhter Ausfällung von 40 keV-Elektronen geschossen wurde. Da der Abschubort bei $\lambda = 65^\circ$ liegt, ist dies ein weiteres Beispiel dafür, daß sich die Grenzzone auch an magnetisch wenig gestörten Tagen sehr weit südlich bis $\lambda = 65^\circ$ verlagern kann.

Für diese Interpretation sprechen außerdem die folgenden Beobachtungen:

1. Aus der Hell-Dunkel-Modulation der Photometerregistrierung des Polarlichtes konnte geschlossen werden, daß das Emissionsmaximum südlich der Rakete war.

2. Aus der Variation der Z-Komponente des Magnetfeldes folgte, daß sich der polare Elektrojet über dem Startplatz der Rakete befand und sich während der Messung von Nord nach Süd bewegte.
3. Auf eine Nord-Süd-Bewegung des Ausfällungsmaximums der Elektronen und des Emissionsmaximums des sichtbaren Polarlichtes während der Messung deuten auch die Änderung des Flusses im Verlustkonus und die Änderung der Amplitude der Hell-Dunkel-Modulation des Photometerstromes hin. Danach hatte sowohl das Ausfällungs- als auch das Emissionsmaximum den größten Abstand zur Rakete zwischen $t = 200$ und 300 sec, als der Elektronenfluß am kleinsten und die Hell-Dunkel-Modulation am größten waren.

Die vorausgegangenen Betrachtungen machen deutlich, wie problematisch die Interpretation der Messung der Elektronenausfällung mit Raketen ist, wenn man keine Information über deren Ausdehnung und ihre nördliche Grenze hat. Die Beobachtung des Polarlichtes vom Boden aus, die meist auch als Indiz für den Start der Rakete dient, gibt keinen Aufschluß über die Position der Zone erhöhter Ausfällung von Elektronen mit $E > 40$ keV und deren nördliche Begrenzung, da die Polarlichter sowohl südlich als auch nördlich davon, im Bereich hohen Flusses niederenergetischer Elektronen, beobachtet werden [MCLWAIN, 1960].

Abgesehen davon ist diese Beobachtung nur bei wolkenlosem Himmel möglich. Dagegen ermöglicht die Registrierung der drei Komponenten des Erdmagnetfeldes Aussagen über die Stärke, die Richtung, den Ort und die Bewegung des mit der Ausfällung energiereicher Elektronen korrelierten polaren Elektrojets besonders dann, wenn die Registrierung an mehreren Punkten entlang konstanter magnetischer Ortszeit erfolgt. Die Einrichtung einer solchen Kette von Beobachtungsstationen mit zentraler Datenausgabe an den Startplätzen für Raketen wäre daher wünschenswert.

Anhang

Wir haben mit dem nach unten gerichteten Detektor infolge der Nutationsbewegung der Rakete Elektronen aus dem Pitchwinkelbereich von 76° bis 180° gemessen. Der Fluß der reflektierten Elektronen mit $\theta > 90^\circ$ nimmt mit zunehmendem Pitchwinkel wegen des Energieverlustes, den die Teilchen bei der Wechselwirkung mit der Atmosphäre erlitten haben, ab. Infolgedessen zeigt die Zählrate eine starke Modulation, mit Minima im Pitchwinkelbereich 120° bis 170° und Maxima im Pitchwinkelbereich 76° bis 180° . Die Überstreichung dieses großen Pitchwinkelbereiches kommt durch die kombinierte Wirkung von Nutation und Spin der Rakete zustande (Abb. 5). Die Zählratenmodulation nimmt mit der Höhe ab. Wir wollen nun prüfen, ob das Verhältnis von maximaler zu minimaler Zählrate und seine Variation mit der Höhe durch eine im oberen Halbraum isotrope Pitchwinkelverteilung des Elektronenflusses, wie sie von MCDIARMID und BUDZINSKI [1968] in 160 km Höhe gemessen worden ist (Abb. 7), erklärt werden kann. In die Abbildung wurden die von unseren Detektoren überstrichenen Pitchwinkelbereiche bei den beiden Extremwerten des Winkels α zwischen den Figurenachse der Rakete und Magnetfeld eingezeichnet. Für Pitchwinkel $\theta > \theta_k$ nimmt der Elektronenfluß mit $\exp(-\theta/\theta_0)$ ab, mit $\theta_0 = 20^\circ$ und θ_k gleich dem Winkel, bei dem der isotrope Fluß beginnt, exponentiell abzunehmen. Der zu erwartende Wert des Verhältnisses $N_{\max} : N_{\min}$ wurde durch graphische Integration über die eingezeichneten Pitchwinkelbereiche ermittelt. Mit $\theta_k = 90^\circ$ und $\theta_0 = 15^\circ$ erhalten wir $N_{\max} : N_{\min} = 4$ entsprechend dem in 100 km Höhe beobachteten Wert. Die Abnahme des Verhältnisses mit der Höhe durch eine Zunahme von θ_k , die bei ungestörter Teilchenbewegung in Dipolfeld nur durch eine Abnahme des magnetischen Feldes gemäß

$$\frac{(\sin^2 \theta_k)_1}{(\sin^2 \theta_k)_2} = \frac{B_1}{B_2}$$

θ_{k1}, B_1	Wert in 100 km Höhe
θ_{k2}, B_2	Wert in 200 km Höhe
$B_1 > B_2, \theta_{k1,2}$	$\geq 90^\circ$

bestimmt ist, kommt hier nicht in Betracht, weil die Pitchwinkelverteilung von 40 keV-Elektronen für $\theta > 90^\circ$ in Höhen unter 170 km bereits überwiegend durch Energieverluste und Streuung in der Atmosphäre bestimmt wird. Dagegen ist eine Zunahme des rückgestreuten Elektronenflusses und damit eine Zunahme von θ_0 mit zunehmender Höhe zu erwarten. Die Rechnung zeigte, daß sich die beobachtete Variation von $N_{\max} : N_{\min} = 4$ bei 100 km zu $N_{\max} : N_{\min} = 2$ bei 200 km durch eine Zunahme von $\theta_0 = 15^\circ$ bis $\theta_0 = 20^\circ$ erklären läßt.

Das Raketenexperiment wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für wissenschaftliche Forschung (WRK 64) gefördert.

Den Herren Prof. Dr. A. EHMERT und Prof. Dr. G. PFOTZER danke ich für ihr förderndes Interesse an dieser Arbeit.

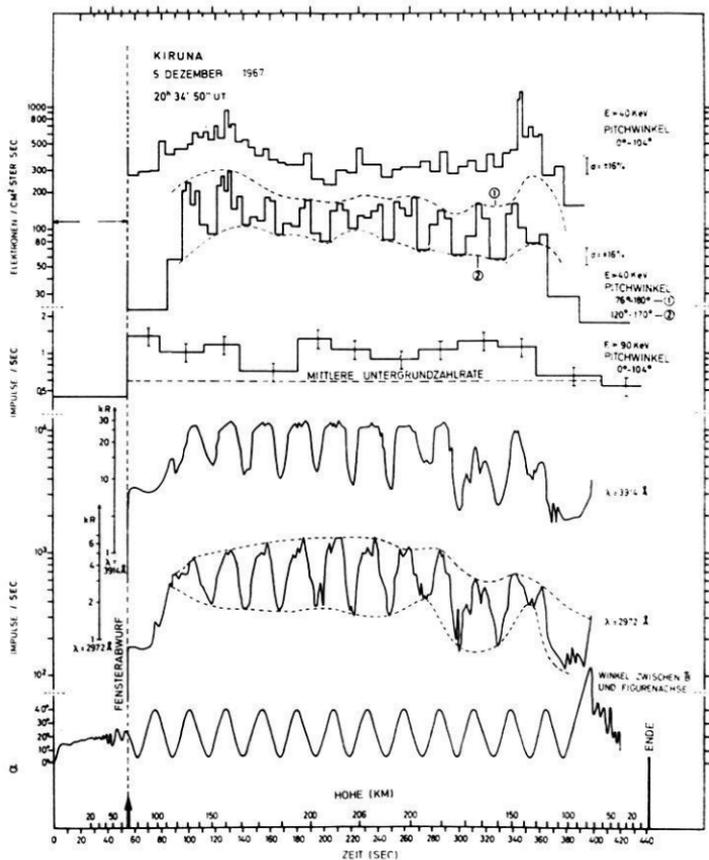


Abb. 6:

Ergebnisse des Raketenschusses, von oben:

Elektronenfluß im Pitchwinkelbereich
 $0^\circ < \theta < 104^\circ$ ($E > 40$ keV)

Elektronenfluß in den Pitchwinkelbereichen
 $76^\circ < \theta < 180^\circ$ (Maxima) und
 $120^\circ < \theta < 170^\circ$ (Minima), ($E > 40$ keV)

Zählrate im Pitchwinkelbereich
 $0^\circ < \theta < 104^\circ$ ($E > 90$ keV)

Polarlichtintensität bei $\lambda = 3914 \text{ \AA}$

Polarlichtintensität bei $\lambda = 2972 \text{ \AA}$

Winkel α zwischen Figurenachse der Rakete
 und Magnetfeldvektor B .

Results, from top of the figure downward:

Electronflux in the pitchangle range
 $0^\circ < \theta < 104^\circ$ ($E > 40$ keV)

Electronflux in the pitchangle ranges
 $76^\circ < \theta < 180^\circ$ (maxima) and
 $120^\circ < \theta < 170^\circ$ (minima), ($E > 40$ keV)

Countingrate in the pitchangle range
 $0^\circ < \theta < 104^\circ$ ($E > 90$ keV)

Auroral light intensity at $\lambda = 3914 \text{ \AA}$

Auroral light intensity at $\lambda = 2972 \text{ \AA}$

Angle α between the rockets figureaxis and
 the magnetic field vector B .

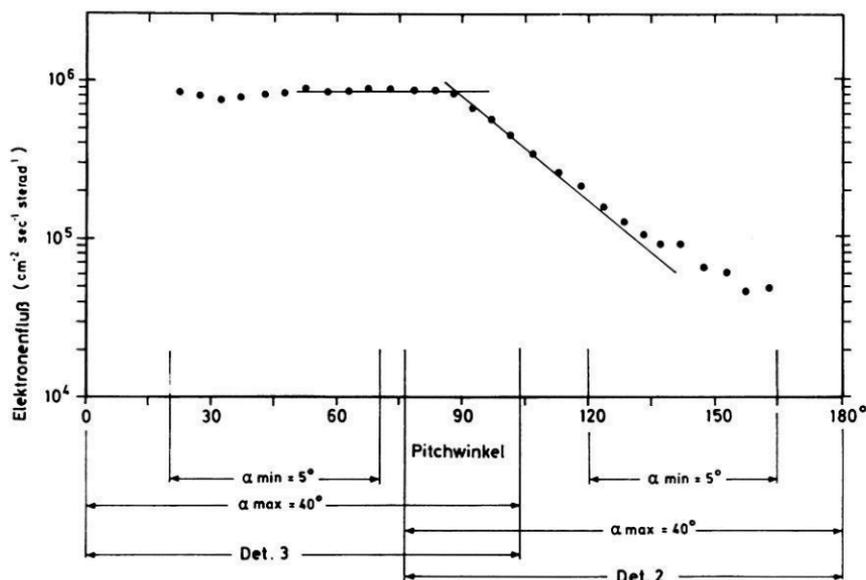


Abb. 7: Pitchwinkelverteilung von $E > 40$ keV-Elektronen in 160 km Höhe über Fort Churchill nach McDIARMID, [1968]. Die Pitchwinkelbereiche, die von unseren Zählrohren bei den Extremwerten des Winkels α zwischen Figurenachse der Rakete und Magnetfeldvektor B erfaßt wurden, sind am unteren Rand der Abbildung angegeben.

Pitchangle distribution of $E > 40$ keV electrons at 160 km altitude as measured by McDIARMID [1968] over Fort Churchill. The pitchangle ranges covered by our detectors during one spinperiod at the extremvalues of the angle α between the rockets figuraxis and B are given below.

Literatur

- FRITZ, T. A.: Spectral, spatial and temporal variations observed for outer zone electrons from 10 to 100 keV with satellit Injun 3. Univ. of Iowa, Research Report 67-42, 1967
- : High latitude Outer-Zone Boundary Region for > 40 keV Electrons during Geomagnetically Quiet Periods. J. Geophys. Res. 73, 7245, 1968
- FRITZ, T. A. and D. A. Gurnett: Diurnal and latitudinal effects observed for 10 keV electrons at low satellite altitudes. J. Geophys. Res. 70, 2485, 1965
- HULTQVIST, B.: Auroral particles, a review. Kiruna Geophysical Observatory Report 675, 1967, presented at the Birkeland Symposium September 1967
- KEPPLER, E., E. KIRSCH, P. MÖRL, G. MUSMANN, A. ROSSBACH und L. ROSSBERG: Raketenexperimente zur Untersuchung von Nordlichtern. Z. f. Geophys. 33, 347, 1967

MCDIARMID, I. B. and E. E. BUDZINSKI: Search for low-altitude acceleration mechanism during an auroral substorm. *Can. Phys.* 46, 911, 1968

MCDIARMID, I. B. and J. B. BURROWS: Local time asymmetries in the high-latitude boundary of the outer radiation zone for different electron energies. *Can. Phys.* 46, 49, 1968

MCILWAIN, C. E.: Direct measurement of particles producing visible aurorae. *J. Geophys. Res.* 65, 2727—2747, 1960

O'BRIEN, B. J.: High latitude geophysical studies with satellite Injun 3. — 3. Precipitation of electrons into the atmosphere. *J. Geophys. Res.* 69, 13, 1964

SHARP, R. D. and R. G. JOHNSON: Satellite measurements of auroral particle precipitation in Earth's Particles and Fields (Herausgegeben: B. M. McCORMAC). Reinhold Book Corporation, New York, 113, 1968

Solar geophysical data U.S. Department of Commerce. June 1968, S. 153—159

Raketenexperiment zur Untersuchung von Nordlichtern

Meßergebnisse des Protonendetektors EI 101

Von E. KIRSCH, Lindau¹⁾

Eingegangen am 15. Mai 1969

Zusammenfassung: Mit Nike-Apache-Raketen wurden in Fort Churchill, Kanada (11. 11. 1966) und in Kiruna, Schweden (5. 12. 1967) Geräte erprobt, die für den ersten deutschen Forschungssatelliten vorgesehen sind. Die Raketen wurden in ein sichtbares Polarlicht geschossen. Die Messungen mit dem omnidirektionalen Protonendetektor EI 101 (beschrieben in 1) ergaben folgendes:

Während in Kiruna die normal erwartete Aufstiegskurve für die galaktische kosmische Strahlung gemessen wurde, konnte in Fort Churchill eine Zusatzstrahlung nachgewiesen werden, die auf relativistische Elektronen ($E > 3,2$ MeV) zurückgeführt wird. Der Fluß betrug $0,19 e^-/\text{cm}^2 \text{ sec ster} \pm 25\%$.

Dieses Ergebnis spricht für die sporadische Ausfällung relativistischer Elektronen aus dem äußeren Strahlungsgürtel bis zu L -Werten von 8,7.

Summary: Scientific experiments of the first German Research Satellite have been tested with Nike-Apache rockets at Fort Churchill, Canada (November 11, 1966) and at Kiruna, Sweden (December 5, 1967). The rockets were launched into a visible aurora. The results of the omnidirectional proton detector EI 101 (described in 1) are as follows:

The normally expected galactic cosmic ray intensity was measured at Kiruna. An additional radiation which is interpreted as relativistic electrons ($E > 3.2$ MeV) was measured at Fort Churchill. The measured flux was $0.19 e^-/\text{cm}^2 \text{ sec ster} \pm 25\%$. This result shows the sporadic precipitation of relativistic electrons from the outer radiation belt up to L -values of 8.7.

1. Einleitung

Der für den ersten deutschen Forschungssatelliten (Projekt AZUR) vorgesehene Detektor zur Messung omnidirektionaler Protonenflüsse [KEPPLER, KIRSCH, MÖRL, MUSMANN, ROSSBACH, ROSSBERG, 1967] wurde in Fort Churchill, Kanada, am 11. 11. 1966 und in Kiruna, Schweden, am 5. 12. 1967 mit Nike-Apache-Raketen erprobt. Die Raketen wurden in ein sichtbares Polarlicht geschossen. Für den Protonendetektor wurde dabei die Aufstiegskurve für die galaktische kosmische Strahlung erwartet, da Polarlichtelektronen die Abschirmung nicht durchdringen können.

¹⁾ E. KIRSCH, Max-Planck-Institut für Aeronomie, Institut für Stratosphärenphysik, 3411 Lindau/Harz.

2. Eigenschaften des Detektors

Er besteht aus einem halogenelöschten GM-Zählrohr von 10 cm² omnidirektionalem Geometriefaktor. Die Schwellenenergien sind 30 MeV für Protonen und 3,2 MeV für Elektronen.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit für Bremsstrahlung wurde experimentell mit einem parallel gebündelten Elektronenstrahl bestimmt, der direkt auf die zylindrische Zählrohrabschirmung gerichtet war (Abb. 1).

Die in Abb. 1 angegebene, auf konstanten Elektronenfluß normierte Zählrate ist eine Funktion aus der Elektronenstreuung (am Al-Zylinder), der Erzeugung von Bremsstrahlung im Al-Zylinder, der Absorption in Aluminium, Blei und Zählrohrwand sowie der Nachweiswahrscheinlichkeit für Bremsstrahlungsquanten im Halogenzählrohr. In Abb. 1 ist außerdem die Ansprechwahrscheinlichkeit des omnidirektionalen Untergrundzählrohres von EI 95 (vgl. 1) für Bremsstrahlung eingezeichnet worden.

3. Meßergebnisse

Abb. 2 (untere Kurve) zeigt die Ergebnisse des Protonendetektors EI 101 von Fort Churchill, Abb. 3 (obere Kurve) die von Kiruna zusammen mit Meßergebnissen der anderen Raketenexperimente [Payload Test with Sounding Rockets, 1967, unveröffentlicht].

In Tabelle 1 sind die aus den Raketenschüssen und einem in Kiruna am 15. 8. 1967 durchgeführten Ballonaufstieg mit dem Protonendetektor erhaltenen Ergebnisse aufgeführt. Zum Vergleich werden noch die von MCDIARMID [1961] in Fort Churchill gemessenen Normalwerte der galaktischen kosmischen Strahlung aufgeführt ($E > 25$ MeV).

Tabelle 1.

	Sekundärstrahlungsmaximum	Galaktische kosmische Strahlung
Fort Churchill Rakete	14 ± 1 pps	11 ± 1 pps
Kiruna Rakete	16,9 ± 1,5 pps	11,4 ± 1 pps
Kiruna Ballon	14,7 ± 1 pps	11,5 ± 1 pps
EI 101 berechnet nach MCDIARMID [1961] (pps = Pulse/sec)		16 ± 1 pps

Die Ergebnisse stimmen für beide Raketenschüsse gut überein. Der nach MCDIARMID [1961] für den Detektor EI 101 erwartete Wert der galaktischen kosmischen Strahlung wird nicht ganz erreicht. Messungen an Zählrohren der gleichen Lieferung ergaben, daß ihre Nachweiswahrscheinlichkeit für kosmische Strahlung nicht bei 85% (wie von der Herstellerfirma angegeben), sondern bei 75% liegt, wodurch die Differenzen erklärt werden.

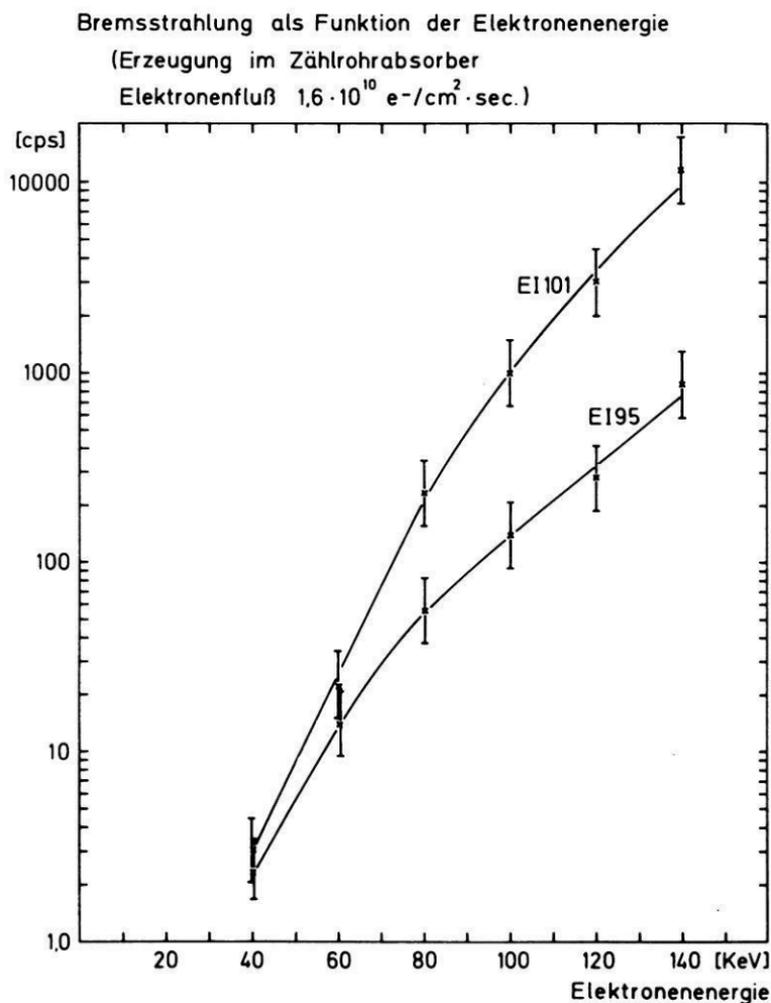


Abb. 1: Ansprechwahrscheinlichkeit der Detektoren EI 101 und EI 95 (Untergrundzählrohr) für Bremsstrahlung.

Abzisse: Energie der eingestrahnten Elektronen,

Ordinate: Zählrate der Detektoren in Impulsen/sec.

Response of the detectors EI 101 and EI 95 (background counter) to bremsstrahlung.

Abcissa: Energy of the electrons,

Ordinate: Counting rate of the detectors in pulses/sec.

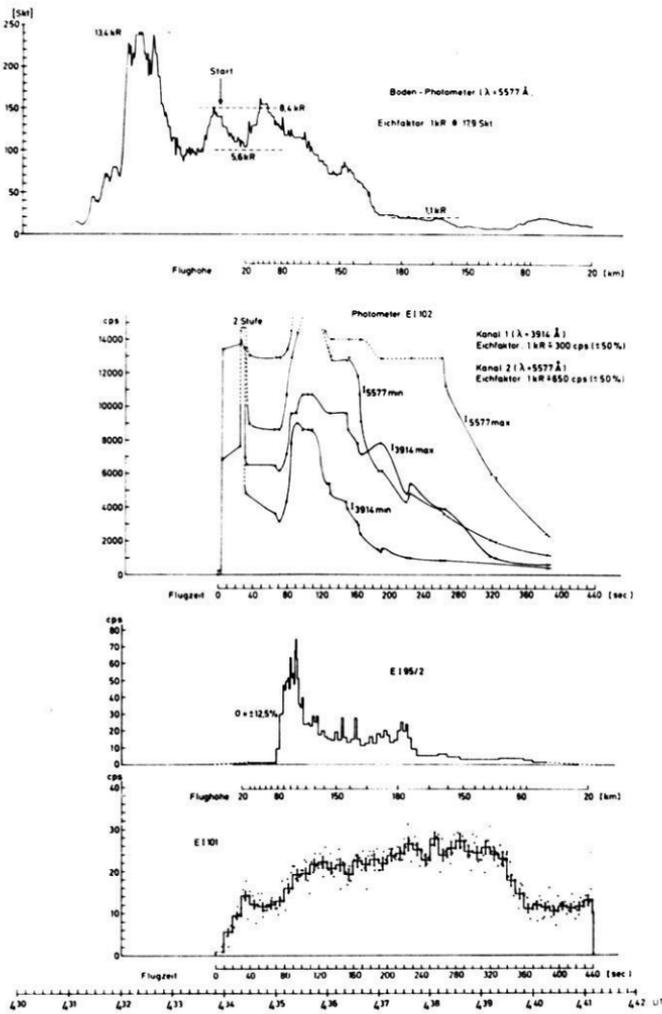


Abb. 2: Ergebnisse des Raketenfluges von Fort Churchill (Protonendetektor EI 101, Elektronendetektor EI 95/2, Photometer EI 102 und Bodenphotometer).

Results of the rocket flight at Fort Churchill (proton detector EI 101, electron detector EI 95/2, photometer EI 102, and ground photometer).

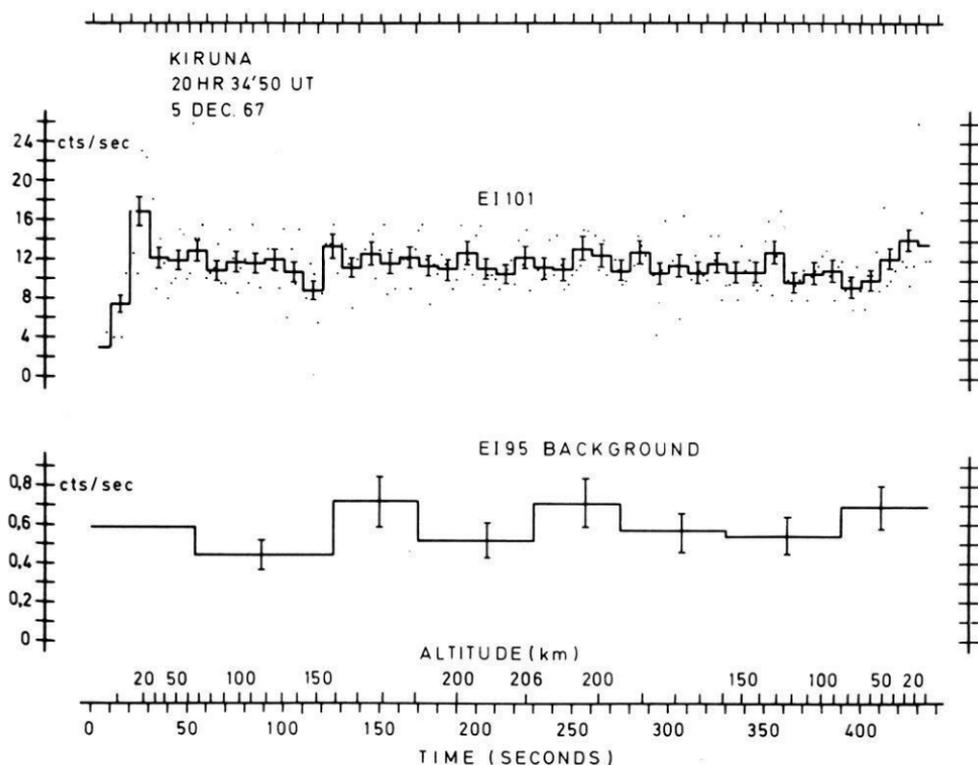


Abb. 3: Ergebnisse des Raketenfluges von Kiruna (Protonendetektor EI 101 und Untergrundzählrohr EI 95).

Results of the rocket flight at Kiruna (proton detector EI 101 and background counter EI 95).

Bei dem Raketenanschub in Kiruna (Abb. 3) wurde die normal erwartete Intensitäts-Höhenkurve gemessen (PFOTZER-Maxima in der Auf- und Abstiegsphase, dazwischen die Intensität der galaktischen kosmischen Strahlung). Die Meßkurve demonstriert die normale Funktion des Detektors EI 101.

In Fort Churchill (Abb. 2) ist zwischen $T = 70$ und $T = 330$ sec Flugzeit ein unerwarteter Intensitätsanstieg registriert worden. In Flughöhen ≤ 60 km zeigt der Detektor die normal erwarteten Intensitätswerte an.

Es wurde zunächst vermutet, daß die Zusatzstrahlung durch ein Sprühen der 1000 V Hochspannung des Zählrohres vorgetäuscht worden ist. Gegen einen Sprüheffekt sprechen aber folgende Tatsachen:

- a) Alle vor dem Start ausgeführten Tests gaben keinen Hinweis auf eine abnormale Funktion des Gerätes.
- b) Der mit dem Housekeeping-Kanal gemessene Corotronstrom der 1000 V Hochspannung zeigt die normal erwarteten Werte.
- c) Die 10 sec Mittelwerte der Zählrate (Abb. 2) zeigen nur statistische Schwankungen und keine sprungartigen Änderungen.
- d) Eine Koronaentladung hätte oberhalb 80 km Flughöhe aussetzen müssen. Abb. 2 zeigt aber eine nahezu konstante Zählrate oberhalb 120 km Flughöhe.
- e) Gegen ein allmähliches Ausgasen einer Luftblase im Vergußmaterial spricht das Plateau oberhalb 120 km Höhe und andererseits die Tatsache, daß die Zählrate proportional zur Flughöhe der Rakete ist (Abb. 4).

Die in Abb. 2 ersichtliche Asymmetrie der Kurve ist, wie mit dem Magnetometer-Experiment EI 15 gezeigt werden konnte, auf eine asymmetrische Flugbahn der Rakete zurückzuführen. Sie wurde in ihrer Wiedereintrittsphase durch eine Präzessionsbewegung abgebremst, so daß das PFOTZER-Maximum zeitlich verzögert erscheint.

Die Ergebnisse von Fort Churchill können somit auch oberhalb 60 km Flughöhe nicht auf eine fehlerhafte Funktion des Detektors zurückgeführt werden.

4. Interpretation der Meßergebnisse von Fort Churchill

Die Interpretation der Zusatzstrahlung wird erschwert durch die Tatsache, daß mit einem GM-Zählrohr die Art der registrierten Teilchen nicht erkannt werden kann. Das in der gleichen Nutzlast geflogene Untergrundzählrohr des Experimentes EI 95 lieferte auf Grund seines kleinen Geometriefaktors statistisch zu ungenaue Werte. Satellitenmessungen vom 11. 11. 1966 geben keinen Hinweis auf eine Zusatzstrahlung.

Für die Interpretation der Zusatzstrahlung stehen folgende Hypothesen zur Verfügung:

a) Bremsstrahlung von Polarlichtelektronen

Abb. 2 zeigt, daß keine qualitative Korrelation zwischen dem Polarlicht (gemessen mit Photometer-Experiment EI 102, Bodenphotometer und dem Elektronendetektor EI 95) und den Meßergebnissen des Protonendetektors vorhanden ist. Die Polarlichtintensität klingt ab, während EI 101 noch maximale Zählraten zeigt. Nach Abb. 1 wären $\approx 10^9 e^-/\text{cm}^2\text{sec}$ von 60 keV erforderlich, um den Zählratenanstieg auf Bremsstrahlung zurückführen zu können.

Aus dem Elektronendetektor EI 95 ergibt sich unter Berücksichtigung des Geometriefaktors und der atmosphärischen Elektronenreflexion ($\approx 10\%$) für das Maximum des Polarlichtes ($T \approx 90$ sec) ein Elektronenfluß ($E > 40$ keV) von $\approx 2 \cdot 10^4 e^-/\text{cm}^2\text{sec}$ ster. Bremsstrahlung von Polarlichtelektronen kann somit für die Interpretation ausgeschlossen werden.

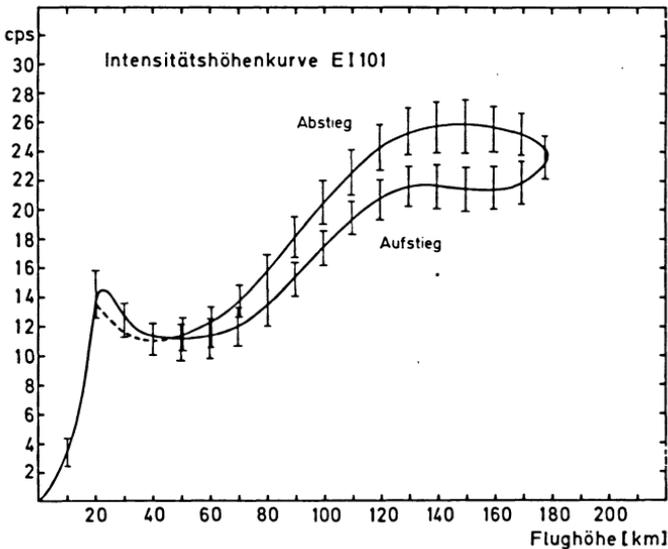


Abb. 4: Gemittelte Zählraten von Fort Churchill als Funktion der Flughöhe.
Mean counting rate at Fort Churchill as function of the height.

b) Solare Protonen

Am 8. 9. und 10. 11. 1966 wurden auf der Sonne ca. 30 Flares der Klasse 1 registriert. Wir wissen heute, daß solche Flares keine Protonen mit Energien > 30 MeV erzeugen.

Gegen solare Protonen spricht auch die Form der Aufstiegskurve. Ab 80 km Höhe ist der Luftdruckeinfluß zu vernachlässigen. Die Aufstiegskurve sollte daher schon ab 80 km ihr Maximum erreichen und nicht erst ab 120 km (Abb. 2). Solare Protonen können also ausgeschlossen werden.

c) Relativistische Elektronen ($E > 3,2$ MeV)

Als letzte Möglichkeit für die Interpretation bleibt die Annahme energiereicher Elektronen, wie sie im äußeren Strahlungsgürtel vorkommen.

Für das Polarlicht vom 11. November 1966 in Fort Churchill muß dann angenommen werden, daß zwei Elektronengruppen ($E > 40$ keV und $E > 3,2$ MeV) gleichzeitig vorhanden waren. Die Elektronen mit $E > 40$ keV klingen mit dem Polarlicht ab, während die relativistischen Elektronen mit nahezu konstanter Intensität während des Raketenfluges vorhanden waren.

Mit dem Detektor EI 95/2 wurden zwischen $T = 250$ und $T = 360$ sec noch ≈ 3 Teilchen/sec registriert, die vermutlich auf die hochenergetischen Elektronen zurückzuführen sind. Daraus ergibt sich unter Berücksichtigung des Geometriefaktors ($G = 4 \cdot 10^{-2}$ cm² ster) und der Annahme von 10% Elektronenreflexion (mit EI 95/2

wurden die durch das Magnetfeld und die Atmosphäre reflektierten Elektronen gemessen) ein Fluß von $N_0 = 750 \text{ e}^-/\text{cm}^2 \text{ sec ster}$ ($E > 40 \text{ keV}$). Unter Annahme eines Spektrums der Form

$$N = N_0 \cdot e^{-E/E_0} \text{ mit } E_0 = 400 \text{ keV}$$

folgt daraus für Elektronen mit $E > 3,2 \text{ MeV}$ ein Fluß von

$$N = 0,25 \text{ e}^-/\text{cm}^2 \text{ sec ster.}$$

Mit EI 101 werden ≈ 12 Teilchen/sec ($= 0,19 \text{ e}^-/\text{cm}^2 \text{ sec ster} \pm 25\%$) zusätzlich zur galaktischen kosmischen Strahlung gemessen. Bei Annahme energiereicherer Elektronen stimmen also die Meßergebnisse von EI 95 und EI 101 überein.

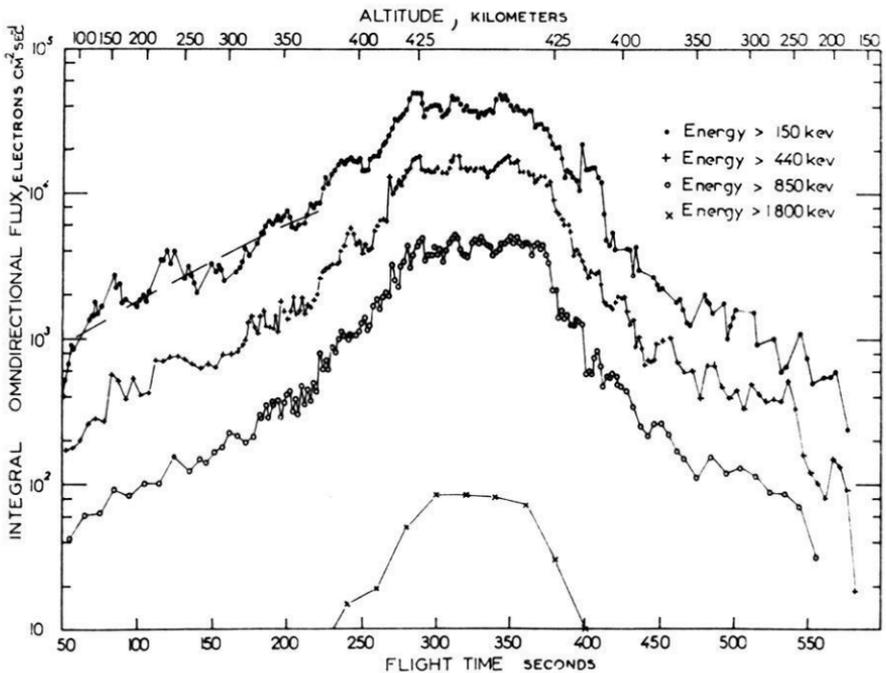


Abb. 5: Meßergebnis von MOZER [1965].

Aufstiegskurve für energiereiche Elektronen bei $L = 5,6$. Die Form der Kurve wird mit der Pitchwinkelverteilung der gemessenen Elektronen erklärt.

Result of MOZER [1965].

Counting rate for energetic electrons ($L = 5.6$). The form of the curve is due to the pitch angle distribution of the electrons.

Ein ähnliches Polarlichtereignis wie in Fort Churchill wurde von MOZER und BRUSTON [1966] von Island aus am 3. 9. 1965 ($L = 5,7$) ebenfalls mit Raketen gemessen. Die Autoren fanden, daß zwei Energiegruppen gleichzeitig vorhanden waren, die zeitlich unabhängig voneinander variieren. Die hochenergetischen Elektronen hatten bei 400 keV ihr Intensitätsmaximum. Aus dem Spektrum geht hervor, daß sehr wahrscheinlich auch Elektronen mit Energien ≥ 3 MeV vorhanden waren.

Für das Polarlicht von Fort Churchill muß noch die Form der Aufstiegskurve gedeutet werden (nahezu konstante Zählrate oberhalb 120 km Höhe). Eine ähnlich aussehende Aufstiegskurve wurde von MOZER [1965] am 7. 8. 1964 bei einem Raketen schuß in Island erhalten (Abb. 5). Die Abbildung zeigt einen Intensitätsanstieg mit zunehmender Höhe und ein Plateau oberhalb 425 km. Das Plateau wird auf die Pitchwinkelverteilung dieser Elektronen (maximale Intensität für $\approx 90^\circ$) zurückgeführt. Diese Deutung kann für die Meßergebnisse von Fort Churchill übernommen werden.

Die Ergebnisse von Fort Churchill zeigen also, daß die Ausfällung relativistischer Elektronen aus dem äußeren Strahlungsgürtel (bis zu $L = 8,7$) zeitweilig möglich ist. Vermutlich gelangen relativistische Elektronen durch radiale Diffusion bis in diese Bereiche des äußeren Strahlungsgürtels.

Die beiden Raketenexperimente wurden mit Mitteln des Bundesministeriums für Bildung und Wissenschaft ausgeführt. Für fördernde Diskussionen bei der Auswertung der Meßergebnisse danke ich Herrn Professor Dr. A. EHMERT und Herrn Professor Dr. G. PFOTZER.

Literatur

- KEPPLER, E., E. KIRSCH, P. MÖRL, G. MUSMANN, A. ROSSBACH, L. ROSSBERG: Zs. f. Geophys. 33, S. 346, 1967
- German Research Project GRS-A/AZUR, Phase I: Payload Test with Sounding Rockets, Report on the Results, compiled by E. KEPPLER, 1967 (unveröffentlicht)
- MCDIARMID, I. B., D. C. ROSE and E. BUDZINSKI, Can. J. Phys. 39, S. 1888, 1961
- MOZER, F. S. and P. BRUSTON: J. Geophys. Res. 71, S. 4451, 1966
- MOZER, F. S.: J. Geophys. Res. 70, S. 5709, 1965

Schlierenoptische Untersuchungen an seismischen Gelmodellen mit photometrischer Auswertung des Wellenfeldes

Von J. KOZÁK und L. WANIEK, Prag¹⁾

Eingegangen am 17. November 1969

Zusammenfassung: Es wird versucht, die schlierenoptische Methode zur Untersuchung der dynamischen Parameter elastischer Wellen in einfachen seismischen Modellen anzuwenden. Die entwickelte Schlierenapparatur ermöglicht Beobachtungen im parallelen Lichtbündel (Durchmesser 230 mm). Als Wellenquelle dient ein explodierender Draht, die Registrierung des Wellenfeldes erfolgt mit Hilfe einer Zeitlupe ($2 \cdot 10^6$ Bilder/s). Die Modellherstellung beruht auf der Anwendung dreikomponentiger Gele des Systems Wasser-Glycerin-Gelatine, die eine Geschwindigkeitsänderung der longitudinalen Wellen bis zu 25% ermöglichen.

Zur Auswertung der dynamischen Parameter der beobachteten Wellen wurde die mikro-photometrische Abmessung der Schlierenbilder angewendet. Auf Grund zahlreicher methodischer Messungen konnte eine eindeutige Abhängigkeit zwischen der Schwärzung der photographischen Emulsion im Schlierenbild und der Amplitude der beobachteten Wellen bestimmt werden. Zur Zeit können einfache geschichtete Modelle hergestellt und untersucht werden. Es werden Ergebnisse über die Ausbreitung elastischer Wellen im homogenen Halbraum, im Zweischichtenmodell mit $v_2 > v_1$ und im Dreischichtenmodell mit $v_1 = v_3 > v_2$ vorgelegt.

Summary: An attempt was made to apply the schlieren method for dynamic studies of elastic waves in simple seismic models. The schlieren apparatus used made it possible to observe the elastic wave field in parallel beam of light (diameter 230 mm). The elastic waves generated by an exploding wire were recorded by a high-speed camera ($2 \cdot 10^6$ frames/s). The models were realized by three-component gels of the system water-glycerol-gelatine; this model medium enables a change of 25% in the velocity of longitudinal waves.

The dynamic interpretation of schlieren pictures is based on microphotometric analysis of the observed waves. Numerous methodic measurements made it possible to establish the relation between the optical density of schlieren pictures and the amplitudes of propagating waves. At present simple layered models can be fabricated and investigated. The results of model studies on wave propagation in a homogeneous half-space, in a two-layer model with $v_2 > v_1$ and a three-layer model with $v_1 = v_3 > v_2$ are presented.

1. Einleitung

Die bisher mit Schlierenapparaturen durchgeführten Untersuchungen über die Ausbreitung elastischer Wellen in Flüssigkeits- resp. Festkörper-Modellen führten zu guten Ergebnissen hinsichtlich Richtung der Deutung, bzw. des Beweises verschiedener Wellentypen [z. B. SCHMIDT 1939]. Die Schlierenbilder sind ein vorzügliches Hilfsmittel zur Untersuchung der Form des Wellenfeldes und können kinematisch

¹⁾ Dipl. Phys. JAN KOZÁK, Dr. LUDVÍK WANIEK, Geophysikalisches Institut der Tschechoslowakischen Akademie der Wissenschaften, Praha 4-Spořilov.

einfach ausgewertet werden. Die existierenden Amplitudenverhältnisse sowie der Energietransport konnten jedoch aus den Schlierenbildern bisher nur grob abgeschätzt werden.

Im Laufe der letzten Jahre wurden allerdings in anderen wissenschaftlichen Gebieten die schlierenoptischen Methoden technisch außerordentlich vervollkommenet. Eine beträchtliche Erweiterung des Beobachtungsfeldes, Erhöhung der Empfindlichkeit, Einführung neuer Erregungsquellen und leistungsfähiger Photoregistriergeräte führten zu neuen Anwendungsmöglichkeiten der Schlierenmethode in der Modellseismik.

Es konnte daher versucht werden, die schon klassische Methode von TOEPLER [1886] zur Untersuchung seismischer Modelle mit vorgeschriebener Geschwindigkeitsverteilung anzuwenden, wobei gleichzeitig besonderer Wert auf eine mögliche Auswertung auch der dynamischen Parameter der beobachteten seismischen Wellen angestrebt wurde. Diese Auswertung beruht auf der eindeutigen und linearen Beziehung zwischen dem Ablenkungswinkel und der durch die Schliere hervorgerufenen Schwärzung der photographischen Emulsion. Diese Beziehung konnte mittels methodischer Messungen für die vorgelegten modellseismischen Untersuchungen ermittelt werden, so daß die mikrophotometrische Abmessung der Schlierenaufnahmen ein Bild über die relativen Amplitudenverhältnisse im beobachteten Wellenfeld gibt.

Es ist das Ziel dieser Arbeit, die wichtigsten Merkmale der Schlierenapparatur zur Bestimmung der dynamischen Parameter des elastischen Wellenfeldes zu beschreiben. Die Ergebnisse erster Versuchsmessungen, die an Gelmodellen vorgenommen wurden, weisen zusätzlich auf Möglichkeiten und Problematik der entwickelten Modelltechnik hin.

2. Modellseismische Apparatur

Bei der Entwicklung der angewendeten Apparatur wurden folgende Aspekte beachtet. Die Apparatur sollte modellseismische Untersuchungen an Modellen mit seismologisch sinnvollen Geschwindigkeitsverteilungen ermöglichen, wobei die Ähnlichkeit zwischen Natur und Modell in bezug auf Wellenlänge, Frequenz und Geschwindigkeit der untersuchten Wellen eingehalten wird. Aus dieser Forderung ergeben sich Ansprüche an Wellenquelle und Modellmedium. So muß z. B. bei einer Frequenz von 10^5 Hz das Modellmedium eine möglichst kleine Geschwindigkeit der elastischen Wellen haben, um die Dimensionen der Modelle laborfähig zu halten. In Hinsicht auf die beabsichtigte dynamische Auswertung sollte die angewendete Apparatur die Untersuchung im parallelen Strahlengang mit möglichst großem Beobachtungsfeld gestatten.

Eine weitere Forderung an die Eigenschaften der entwickelten Apparatur bestand darin, auch Nahfelduntersuchungen bei starken Modellquellen durchführen zu können. Hieraus ergibt sich die grundlegende Bedingung für die Art der Registrierung, denn solche Untersuchungen können nur mit Hilfe einer geeigneten Zeitlupe durchgeführt werden. Im folgenden sollen die Eigenschaften der entwickelten Schlierenapparatur kurz beschrieben werden.

2.1 Blockschaltbild

Das Blockschaltbild der modellseismischen Schlierenapparatur zeigt Abb. 1. Das seismische Modell 4 befindet sich im Versuchsraum zwischen dem Kollimator 1 und Fokussator 2. Das untersuchte Schlierenfeld wird in die Ebene der Schlierenblende 5, welche die durch die Schlieren abgelenkten Lichtstrahlen abschneidet, fokussiert. Die Vorsatzobjektive 6 formen das erhaltene Bild in die geeignete Größe um und konzentrieren es in die Brennebene der Zeitlupe 7, welche die zeitliche Auflösung des untersuchten Schlierenfeldes ermöglicht. Die Einstellung der Synchronisierungsparameter und des Arbeitsprogrammes der Zeitlupe erfolgt auf dem Lenkungspult 11.

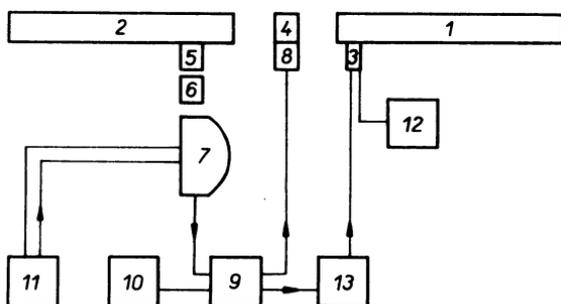


Abb. 1: Blockschaltbild der schlierenoptischen Apparatur. 1 Kollimator, 2 Fokussator, 3 Lichtquelle, 4 seismisches Modell, 5 Schlierenblende, 6 Vorsatzobjektive, 7 Zeitlupe, 8 Wellenquelle, 9 Hochspannungsgenerator, 10 Hochspannungskondensator, 11 Lenkungspult der Zeitlupe, 12 Stromversorgung der Lichtquelle, 13 Verzögerungsschaltung.

Block diagram of the schlieren device for seismic modelling. 1 collimating system, 2 focusing system, 3 light source, 4 seismic model, 5 knife edge, 6 supplementary lenses, 7 high-speed camera, 8 wave source, 9 HV-generator, 10 HV-capacitor, 11 high-speed camera control panel, 12 light source power supply, 13 delay circuit.

Die Lichtquelle 3 ist eine Impulslampe mit selbständiger Stromversorgung 12. Der Erregungsimpuls für die Lichtquelle wird vom Entladungsimpuls am Hochspannungskondensator 9 abgeleitet und wird über die Verzögerungsschaltung 13 zur Impuls-lampe geführt. Als Wellenquelle 8 wird die Detonation eines zwischen zwei Elektroden eingespannten Drahtes angewendet. Der zur Explosion nötige Hochspannungsimpuls entsteht durch Entladung des Hochspannungskondensators 9, der vom Hochspannungsgenerator 10 gespeist wird. Im Lenkungspult der Zeitlupe 11 sind die zur Synchronisierung nötigen Schaltungen eingebaut. Einen Gesamtblick auf die Schlieren-apparatur zeigt Abb. 2.

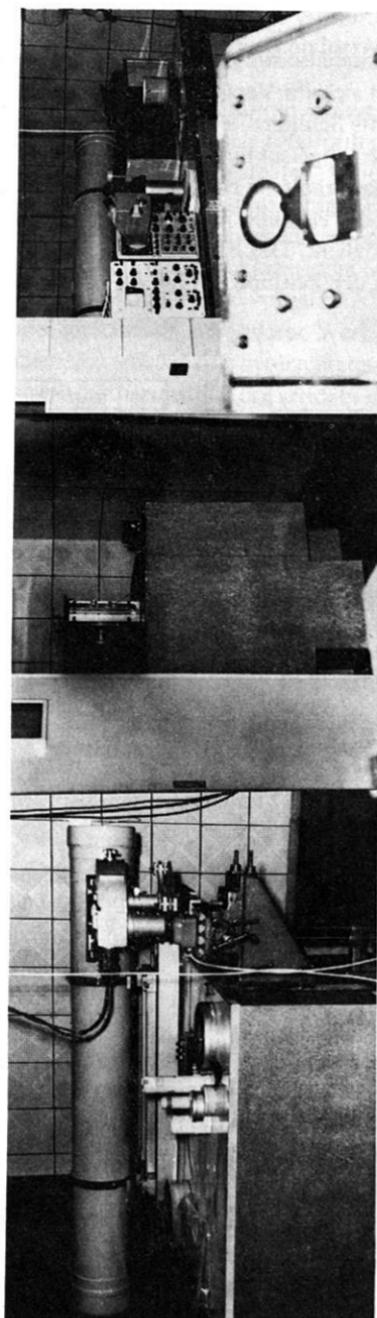


Abb. 2: Schlierenoptische Apparatur mit Versuchsraum. — Schlieren device with the cabin for model experiments.

2.2 Schlierengerät

Das Schlierengerät IAB-451¹⁾ besteht aus zwei MAKSTOV-Teleobjektiven (Durchmesser 230 mm) mit sphärischen Hohlspiegeln (Brennweite 1917 mm). Zusammen mit dem Versuchsraum (2 m Länge) beträgt die Länge der ganzen Anlage 7830 mm. Abb. 3. zeigt den Strahlengang in der Schlierenapparatur. Die von der Lichtquelle *A* ausgehenden Lichtstrahlen werden durch den Kondensator *B* in die Ebene der Blende *S*₁ konzentriert. Diese Ebene liegt im Brennpunkt des optischen Systems *L*₁ (Kollimator), welches parallele Lichtstrahlen im Versuchsraum erzeugt. Das untersuchte Schlierelement wird mit Δn bezeichnet. Das zu *L*₁ symmetrische optische System *L*₂ (Fokussator) hat den Brennpunkt in der Ebene der Schlierenblende *S*₂. Mit Hilfe des Projektionsobjektives *G* wird das Blickfeld in die Bildebene *P* abgebildet. Der durch die Schliere abgelenkte Lichtstrahl wird durch die Schlierenblende *S*₂ abgeschnitten.

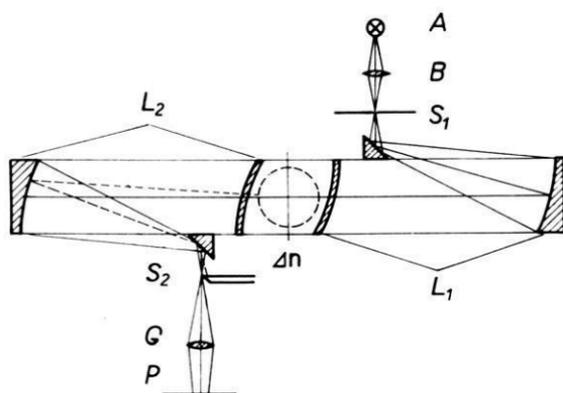


Abb. 3: Strahlengang im Schlierengerät. *A* Lichtquelle, *B* Kondensatorlinse, *S*₁ Lichtquellenblende, *L*₁ Kollimator, *L*₂ Fokussator, *S*₂ Schlierenblende, *G* Projektionsobjektiv, *P* Bildebene, Δn Schlierelement.

Ray trajectory in the schlieren device. *A* light source, *B* condenser lens, *S*₁ aperture stop, *L*₁ collimating system, *L*₂ focusing system, *S*₂ knife edge, *G* projection lens, *P* image plane, Δn schlieren element.

Als Lichtquelle *A* dient für die Einstellung der Apparatur und zur Untersuchung stationärer Schlierenbilder zunächst eine Glühbirne. Bei modellseismischen Untersuchungen wird diese durch eine Impulslampe ersetzt.

Die Blende *S*₁ ist eine veränderliche Spaltblende. Die Spaltbreite kann durch eine Mikrometerschraube von 0–3 mm mit einer Genauigkeit von 0,01 mm geändert werden. Die Spaltlänge ist stufenweise durch Vorsatzblenden im Bereich von 0,2–12 mm regelbar. Der Neigungswinkel dieser Spaltblende ist mit einer Genauigkeit von 6 Bogensekunden einstellbar. Die Schlierenblende *S*₂ (Messer) wird wiederum durch eine regulierbare Spaltblende dargestellt. Die Kantenlage senkrecht zur optischen Achse ist mit einer Genauigkeit von 0,01 mm im Bereich 0–25 mm einstellbar, die Kantenneigung von 0–360°.

¹⁾ Das Schlierengerät IAB-451 sowie die Zeitlupe SFR-2 wurden im Institut für die Physik des Erdkörpers der Akademie der Wissenschaften der UdSSR in Moskau entwickelt.

2.3 Zeitlupe

Für eine visuelle Beobachtung der durch elastische Wellen erzeugten Schlierenfelder wurde eine Zeitlupe gewählt. Dieses Verfahren der zeitlichen Auflösung hat gegenüber den stroboskopischen Methoden den Vorteil, daß auch das Nahfeld starker Modellquellen (Mikroladungen brisanter Sprengstoffe, explodierender Draht) untersucht werden kann. Im Hinblick auf zukünftige Arbeiten in dieser Richtung wurden die beschriebenen modellseismischen Untersuchungen mit der Zeitlupe SFR-2 durchgeführt. Sie besteht aus der eigentlichen Kamera (mit Eingangsblenden, Eingangsobjektiven, elektromagnetischer Verschlussblende, rotierendem Spiegel, Linsenraster und photographischem Film) und dem Lenkungspult (mit Einstellung und oszillographischer Kontrolle der Drehzahl des rotierenden Spiegels, Einstellung der Verschlussdauer und Schaltungen zur Synchronisierung der Lichtquelle und Kamera). Die Zeitlupe ist mit zwei austauschbaren Systemen von Linsenrastern mit 60 und 240 Linsen ausgestattet. In Tab. 1 sind die wesentlichen Parameter der benützten Zeitlupe für das angewendete Raster mit 240 Linsen übersichtlich zusammengefaßt worden. Hier bedeutet N die Umdrehungszahl des rotierenden Spiegels pro Minute, n die Bildzahl pro Sekunde, t_{exp} die Expositionszeit eines Bildes und Δt das registrierte Zeitintervall auf 40 cm Kinofilm der Breite 35 mm.

Tabelle 1.

N Umdr./Min	n Bild/s	t_{exp} μs	Δt $\mu\text{s}/40 \text{ cm}$
$30 \cdot 10^3$	$1,0 \cdot 10^6$	1,00	240
$45 \cdot 10^3$	$1,5 \cdot 10^6$	0,75	180
$60 \cdot 10^3$	$2,0 \cdot 10^6$	0,50	120
$75 \cdot 10^3$	$2,5 \cdot 10^6$	0,40	96

Für die hier beschriebenen modellseismischen Untersuchungen erwies sich die Umdrehungszahl $N = 60 \cdot 10^3$ als optimal. Für eine bessere Auswertung der Schlierenbilder wurde die vorhandene Zeitlupe dahingehend verändert, daß der Zeitabstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Bildern $4 \mu\text{s}$ beträgt. Für jeden Versuch stehen damit bei einer Filmlänge von 40 cm 30 Schlierenbilder zur Verfügung. Der Bilddurchmesser beträgt 8 mm. Ein Ausschnitt aus der so erhaltenen Zeitlupenregistrierung ist in Abb. 6 wiedergegeben.

2.4 Wellenquelle, Beleuchtung und Synchronisierung

Als modellseismische Wellenquelle wurde die elektrische Explosion eines dünnen Drahtes durch Entladung eines Hochspannungskondensators angewendet. Die Vorteile dieser Quelle bestehen darin, daß die erregten Wellen im Frequenzbereich 10^5 — 10^6 Hz genügend intensiv sind, daß eine gute Reproduzierbarkeit des zeitlichen Druckverlaufs vorhanden ist und daß eine Regelung der physikalischen Parameter solcher Wellen im breiten Bereich ohne Schwierigkeiten möglich ist.

Die beschriebene Einrichtung besteht im wesentlichen in der Konstruktion einer Entladungsschaltung. Der Auslösungsimpuls wird von der Zeitlupe zu einer geregelten Funkenstrecke, deren Elektroden sich knapp unter der spontanen Entladungsspannung befinden, geleitet. Durch den Durchschlag dieser Funkenstrecke wird der Hochspannungskondensator 10 (Abb. 1) mit 10 kV und $1 \mu\text{F}$ kurzgeschlossen. Dies gibt einen energetischen Hochspannungsimpuls für die Wellenquelle 8, welche aus zwei, mit einem dünnen Draht verbundenen

Elektroden besteht. Der explodierende Draht (Eisen, Durchmesser 0,1 mm, Länge 5–10 mm) ist unmittelbar am seismischen Modell angebracht und liefert eine breitbandige Modellquelle, die energetisch einer Sprengstoffladung der Ordnung 10^{-1} g gleichwertig ist [NYKL 1966]¹⁾. Die Anordnung der Wellenquelle ist in Abb. 5 schematisch dargestellt. Die Energie der Detonation kann entweder durch Änderung der Entladungsspannung, resp. Kapazität des Kondensators geändert werden. Bei konstanten elektrischen Parametern erwies es sich am einfachsten, die Energie durch die Eintauchtiefe des explodierenden Drahtes im Modell zu regulieren.

Die gasgefüllte Impulslampe IFK-2 erzeugt Lichtimpulse von etwa 300 μ s Zeitdauer im blauen Teil des sichtbaren Spektrums. Die Intensität des Impulses erreicht etwa nach 8 μ s den Maximalwert und fällt dann sehr schwach ab. Die Lampe wird selbständig vom Netz aus durch den Block 12 gespeist, der Erregungsimpuls wird von der geregelten Funkenstrecke am Hochspannungskondensator 10 abgeleitet und wird über die elektronische Verzögerungsschaltung 13 mit stetig veränderlicher Verspätung von 0–600 μ s an das Gitter der Impulslampe geführt.

Die Synchronisierung aller Vorgänge geschieht vollautomatisch vom Lenkungspult der Zeitlupe. Nach Einstellung der gewählten Drehzahl des rotierenden Spiegels wird der ganze Versuch gestartet. Zunächst öffnet sich die elektromagnetische Verschlussblende der Zeitlupe, danach folgt der Entladungsprozeß des Hochspannungskondensators mit der Explosion des Drahtes am Modell und erst danach folgt die Zündung der Impulslampe.

2.5 Modellküvette

Bei der Konstruktion der Modellküvette mußten folgende Bedingungen respektiert werden. Es sollten seismische Flüssigkeits- resp. Gelmodelle bei einem kreisförmigen Beobachtungsfeld von 230 mm Durchmesser hergestellt werden. Weiterhin sollten Diskontinuitäten bei möglichst großem Bereich des Einfallswinkels untersucht werden können und schließlich sollte die Küvette eine störungsfreie Ausbreitung der elastischen Wellen im Modell ermöglichen.

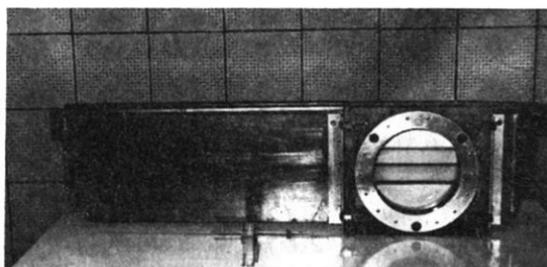


Abb. 4: Modellküvette mit Dreischicht-Gelmodell. — Model vessel with a three-layer model.

Nach mehreren Vorversuchen ergab sich am vorteilhaftesten eine Modellküvette, deren Konstruktion in der Abb. 4 gut ersichtlich ist. Sie besteht aus drei Teilen, die einfach durch Spannklemmen voneinander getrennt werden können. Die eigentliche Küvette ist der mittlere

¹⁾ Der Entwurf und die Entwicklung der Wellenquelle wurden von Herrn. Ing. F. NYKL aus dem Forschungsinstitut für industrielle Chemie in Pardubice-Semtin durchgeführt.

Teil mit kreisförmigen und schlierenfreien Glasfenstern (Dicke 20 mm, Ebenheit auf drei Newtonringe, Planparallelität auf zwei Interferenzstreifen). Der gegenseitige Abstand der Gläser wird durch drei Johannsen-Parallelendmasse (250 mm) am Gläserand definiert. Beide Gläser sind in Plexiglasplatten (Dicke 30 mm) eingefäßt und hermetisch verklebt. Im Blickfeld sind gleichzeitig zwei Distanzdrähte (100 mm) zur Entfernungsbestimmung in den Schlierenbildern angebracht.

An den beschriebenen Mittelteil können von beiden Seiten Blechküvetten verschiedener Länge angelegt werden. Zur Herstellung dieser Seitenteile wurde Messingblech (Dicke 1 mm) verwendet. Die gesamte Küvettenlänge beträgt 1200 mm bei nützlicher Modellhöhe von 320 mm.

An dieser Stelle sei betont, daß eine geringere Dicke des Modelles den Anforderungen der zweidimensionalen Modelltechnik besser entsprechen würde, nur wäre die Untersuchung der elastischen Wellen in großen Entfernungen wegen zu kleiner Energie unmöglich. Trotzdem nähert sich die angewendete Anordnung mehr dem zweidimensionalen Fall, da sich bei der gewählten Modelldicke die Reflexionen von den Küvettenwänden noch nicht störend auswirken.

3. Modellherstellung und Meßverfahren

3.1 Modellstoff

Die Herstellung schlierenoptischer seismischer Modelle mit vorgeschriebener Geschwindigkeitsverteilung bringt außerordentliche Anforderungen an die Eigenschaften des Modellstoffes. Er muß außer Durchsichtigkeit und Homogenität auch eine relativ einfache Geschwindigkeitsänderung gewährleisten. Weiterhin kommt die Bedingung, daß an der Oberfläche mit Hinsicht auf die Detonation des explodierenden Drahtes ein nicht brennbarer Stoff verwendet werden muß.

Die in der Fachliteratur beschriebenen Modelle, welche auf einer Kombination zweier Flüssigkeiten, resp. Kombination Flüssigkeit-Festkörper beruhen, stellen immer bestimmte Sonderfälle seismischer Diskontinuitäten dar [EVANS 1954, VOSAHO 1958, RAHMANN 1965]. Deshalb erwies es sich als vorteilhaft, die Methode der Herstellung seismischer Modelle, die in der Anwendung dreikomponenter Gele beruht, anzuwenden [WANIEK 1966]. Das System Wasser, organische Gelatine und Glycerin ermöglicht eine stetige Geschwindigkeitsänderung für Kompressionswellen zwischen 1480—1950 m/s, welche hauptsächlich durch das gegenseitige Verhältnis von Wasser und Glycerin bestimmt wird. Dieses Modellmedium eignet sich besonders zu Untersuchungen longitudinaler elastischer Wellen. Die Geschwindigkeit dieser Wellen ist im breiten Bereich von 0,1—2,0 MHz frequenzunabhängig. Als Nachteil kann die beschränkte zeitliche Stabilität der Gele (etwa eine Woche) angesehen werden. Schlierenoptische Untersuchungen zeigten, daß im Konzentrationsbereich 0—90% Glycerin und 3—10% Gelatine diese Gele völlig klar und durchsichtig sind und daß auch bei extremer Einstellung der Schlierenblende diese Gele schlierenlos sind. Mit wachsender Konzentration der Gelatine tritt eine stark ansteigende Tendenz zur Luftblasenbildung ein; es werden auch mehr und mehr Schlierenzen beobachtet. Aus rein meßtechnischen Gründen wurde die Bezeichnung der Gele so eingehalten, wie sie schon früher eingeführt worden ist [WANIEK 1966]. Mit A_j ist das Gel ein-

deutig gekennzeichnet, wobei der Buchstabe die Gelatinesorte, i die Konzentration des Glycerins im Wasser-Glycerin-Gemisch und j die Gelatinekonzentration bedeutet.

3.2 Modellherstellung

Die Herstellung von Gelmodellen in der Schlierenküvette ist im Prinzip dieselbe wie die Herstellung dreidimensionaler Modelle zu ultraakustischen Untersuchungen [WANIEK 1966]. Alle Modelle wurden mit konstanter Gelatinekonzentration $j = 3\%$ hergestellt. Das Gießen von Schichten ist jedoch in diesem Fall mit einer grundlegenden technologischen Schwierigkeit verbunden. Kurz nach der vollendeten Gelifizierung beobachtet man in der Nähe der Oberfläche eine stark ansteigende Verdunkelung des Beobachtungsfeldes in der Schlierenapparatur. Diese Erscheinung wird noch stärker, falls zwei Schichten mit verschiedener Geschwindigkeit hergestellt werden. Es handelt sich hier wahrscheinlich um die Auswirkung der Austrocknung resp. Diffusion an der Grenzschicht. Es wurde versucht, beide Effekte durch strenge Hermetisierung der Oberfläche zu verringern. Die besten Resultate ergaben sich mit zwei dünn aufgegossenen Nitrolackschichten, obzwar auch bei dieser Bearbeitung der Oberfläche eine 5–7 mm breite, in der Schlierenapparatur undurchsichtige Übergangszone, entsteht. Zur Zeit können deshalb nur mehrschichtige Modelle mit seismischen Diskontinuitäten I. Ordnung hergestellt werden. An der Verwirklichung schlierendurchsichtiger Modelle mit Geschwindigkeitsgradienten wird gearbeitet. Auf Grund vorläufiger Frequenzanalysen der unter denselben Versuchsbedingungen durchgeführten piezoelektrischen Messungen stellt der explodierende Draht eine breitbandige Wellenquelle mit ausgeprägtem spektralen Maximum zwischen 0,28 bis 0,33 MHz dar. Dem entspricht in Gelen eine Wellenlänge im Bereich von etwa 5–7 mm. Bei der Berechnung des Modellkoeffizienten für die Wellenlänge, bzw. der Periode wurde die Frequenz 0,3 MHz vorausgesetzt.

3.3 Meßverfahren

Nach der Herstellung des Modelles in der Modellküvette wurden modellseismische Untersuchungen bei standardisierten Parametern der Apparatur durchgeführt. In Abb. 5 ist die Anordnung bei schlierenoptischen Untersuchungen schematisch dargestellt. Hieraus ist auch die eingeführte Bezeichnung der einzelnen Parameter ersichtlich. Im Blickfeld der Modellküvette A (mit Distanzfäden 100 mm) befindet sich in der Tiefe h ein von der Wellenquelle C erregtes Schlierelement Δn . Der Einfachheit wegen sei ein Zweischichtmodell vorausgesetzt, h_1 und h_2 sind die Schichtmächtigkeiten.

Bei fester Lage der Küvette können Profilmessungen mit veränderlicher Entfernung x durchgeführt werden. Mit r wird die räumliche Entfernung des Schlierelementes von der Wellenquelle bezeichnet, x_0 ist die Bezugsentfernung zur genauen Lagebestimmung in den Schlierenbildern. Die verwendete Funkenstrecke C ermöglicht Messungen mit der Quelle an der Oberfläche, als auch direkt im Medium. Falls eine dynamische

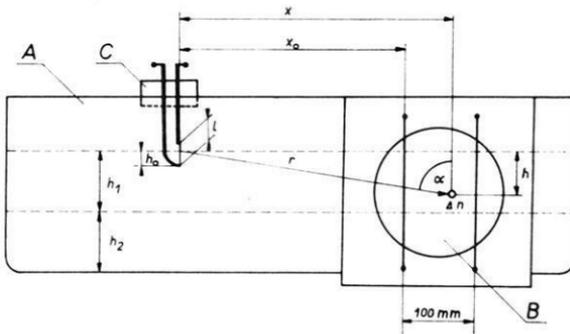


Abb. 5: Anordnung der schlierenoptischen Modellmessungen. *A* Modellküvette, *B* Blickfeld mit Distanzfäden, *C* Wellenquelle mit explodierendem Draht, Δn Schlierenelement, x Entfernung an der Modelloberfläche, x_0 Bezugsentfernung zur Bestimmung von x , r räumliche Entfernung, α Einfallswinkel, h Tiefe des untersuchten Schlierenelementes, h_1, h_2 Schichtmächtigkeit, h_0 Eintauchtiefe und l Länge des explodierenden Drahtes.

Arrangement of the schlieren device for seismic modelling. *A* model vessel, *B* field of vision with distance markers, *C* exploding wire seismic source, Δn schlieren element, x epicentral distance, x_0 reference distance, r spatial distance, α angle of incidence, h depth of the schlieren element, h_1, h_2 thickness of the layers, h_0 depth to which the exploding wire of the length l is submerged.

Auswertung der Schlierenbilder beabsichtigt wird, muß die Energie der Wellenquelle so geregelt werden, daß die Lichtablenkung an der Schlierenblende im Meßbereich der Apparatur liegt. Dies kann einfach durch verschiedene Einstellung der Tiefe h_0 des explodierenden Drahtes geschehen.

Der Abstand zwischen den Schußpunkten betrug gewöhnlich 50 mm. So konnten Untersuchungen bei veränderlichem Einfallswinkel von 9° bis 80° durchgeführt werden. Jede Messung wurde dreimal wiederholt, wobei die Messungen in der Regel von großen Entfernungen zu kleinen mit darauffolgender Wiederholung durchgeführt wurden. Die Entfernungen sowie die Angaben über Modelldimensionen haben eine Genauigkeit von $\pm 0,3$ mm. Falls eine photometrische Auswertung beabsichtigt wurde, wurde stets eine Aufnahme des Modells ohne eingeschaltete Wellenquelle durchgeführt (siehe Abschn. 4.2 und 4.3).

4. Photometrische Auswertung der Schlierenaufnahmen

Zur Auswertung der dynamischen Parameter der elastischen Wellen in den Schlierenbildern führt als einer der wenigen möglichen Wege die mikrophotometrische Auswertung. Bei sorgsamer Beachtung aller im Meßprozeß vorhandenen variablen Parameter, welche die optische Schwärzung der Schlierenbilder direkt oder indirekt beeinflussen, kann in gewissen Grenzen die grundlegende Beziehung zwischen der

Schwärzung und der Amplitude der beobachteten elastischen Welle festgelegt werden. Man muß dabei besonders beachten, daß das Schlierenbild eine elastische Welle in ihrer zeitlichen Ableitung darstellt. Im weiteren soll der Einfluß der einzelnen veränderlichen Parameter besprochen werden.

4.1 Photographische Bearbeitung

Als erster Parameter, von welchem die Schwärzung der Schlierenbilder abhängt, kann die photographische Emulsion selbst betrachtet werden. Die Auswahl des photographischen Materials wird durch die extrem kurzen Expositionszeiten sehr beschränkt. Bei Untersuchungen an Gelmodellen beträgt die Wellenlänge etwa 5 mm, so daß die Bildzahl pro Sekunde so gewählt werden muß, daß das Schlierenbild während einer Exposition höchstens um $\frac{1}{10}$ der Wellenlänge verschoben wird. In der vorliegenden Meßanordnung entspricht dieser Bedingung eine Expositionszeit von $0,5 \mu\text{s}$ (bei $n = 2,0 \cdot 10^6$ Bild/s). Es ergibt sich, daß nur höchst empfindliche Emulsionen angewendet werden können, wobei ein möglichst kleiner Schleier gefordert wird.

Es wurde die Anwendungsmöglichkeit folgender Emulsionen geprüft: ORWO NP 27, Ilford HP 3, Ilford HPS, Fomapan 30. Die besten Ergebnisse ergaben sich mit der Emulsion Fomapan 30 bei der Entwicklung im speziellen Kleinkornentwickler Fomadon. Der Schleier bei dieser Bearbeitung liegt im Bereich von 0,2–0,3 D. Bei einer Filmlänge von 1,80 m können 3 Zeitlupenaufnahmen in normalen Entwicklungsdosen bearbeitet werden. Es zeigt sich, daß bei einer sorgfältigen Standardisierung der Entwicklungszeit und Temperatur eine befriedigend reproduzierbare Schwärzung der Schlierenbilder erreicht werden kann.

4.2 Einfluß veränderlicher Apparaturparameter

Einen wesentlichen Einfluß auf die Schwärzung des Filmes haben Form und Lage der Schlierenblende. Bei der Standardisierung dieser veränderlichen Parameter handelt es sich um eine Optimierung gegeneinanderlaufender Abhängigkeiten. Das Bestreben nach einer maximalen Lichtintensität auf der einen Seite führt auf der anderen Seite zur Verringerung der Empfindlichkeit bei gleichzeitiger Änderung des Meßbereiches. Im Hinblick darauf, daß die Krümmung der Wellenfronten der elastischen Wellen in den untersuchten Entfernungen vernachlässigt werden kann, wurden sowohl bei der Lichtquellenblende als auch bei der Schlierenblende lineare Spaltelemente verwendet. Die von der Impulslampe abgegebenen Lichtstrahlen werden in die Ebene der Lichtquellenblende kondensiert. Bei der Einstellung auf eine Spaltblende von 1 mm (Spaltlänge 12 mm) ergab sich der maximale Meßbereich der Apparatur bei befriedigender Schwärzung der untersuchten Schlierenbilder.

Im Einklang mit den schon erwähnten Voraussetzungen wurde als Schlierenblende eine gerade Kante angewendet. Diese, das sog. Schlierenmesser, wurde in die Brennpunktebene des Fokussators angebracht, und bei eingeschobener Modellküvette die Messerkante parallel zur Lichtquellenblende eingestellt. Zur richtigen quantitativen Auswertung dynamischer Parameter der untersuchten Wellen wurde bei allen Modelluntersuchungen die Messerkante

so eingestellt, daß die Schlierenblende genau 50% der abgebildeten Lichtquellenblende abschneidet. Die genaue Einstellung der Messerkante mußte vor jeder Messung durch ein einfaches spezielles optisches Verfahren durchgeführt werden. Nur so oszilliert die Schlierenschwärzung symmetrisch um den Wert der Schwärzung des durch Schlieren ungestörten Beobachtungsfeldes. Es ist ersichtlich, daß bei optimaler Exposition diese Schwärzung etwa in der Hälfte des linearen Teiles der charakteristischen Kurve der angewendeten Emulsion liegen sollte (siehe weiter Absch. 4.3).

4.3 Mikrophotometrische Auswertung

Die mikrophotometrische Auswertung der Schlierenbilder wurde mit dem automatisch registrierenden Mikrodensitometer Mark III CS der englischen Firma Joyce und Löbl mit linearer Schwärzungsskala durchgeführt. Die Schlierenbilder der elastischen Wellen wurden entlang von Profilen senkrecht zur Messerkante photometriert; in diesem Falle ist keine Korrektur nötig. Die Breite des photometrierten Feldes wurde so gewählt, daß sie nicht mehr als $\frac{1}{3}$ des Schlierenbildes der ersten einfallenden Wellengruppe beträgt. Die Länge des photometrierten Feldes kann bei solchen Messungen beliebig eingestellt werden, wobei die einzige Beschränkung darin besteht, daß die Krümmung der Wellenfront keinen wesentlichen Einfluß haben darf. In der Regel wurde ein Rechteck mit Seitenverhältnis von 1:3 bei 10facher Vergrößerung photometriert.

Die erhaltenen Densitogramme wurden aus meßtechnischen Gründen als Entfernungsabhängigkeit der Schwärzungsdifferenz ΔD zwischen der Schwärzung¹⁾ in der Schliere und der Schwärzung des ungestörten Beobachtungsfeldes D_n aufgetragen (siehe Abb. 7). In dieser Darstellung ist die Schlierenamplitude, d. h. unter der Voraussetzung einer, von der Entfernung unabhängigen Wellenlänge, auch die Wellenamplitude dem Wert ΔD proportional. Im linearen Bereich der charakteristischen Kurve der angewendeten Emulsion ist der Wert ΔD von der Größe D_n in einem ziemlich großen Bereich unabhängig. Weiterhin bedarf diese Darstellung keiner Berichtigung auch im Falle, daß der Wert D_n im gemessenen Profil nicht genau konstant bleibt. Es sei bemerkt, daß die beobachteten Schwärzungsdifferenzen auch mit einem einfachen Mikrophotometer mit nicht linearer Schwärzungsskala bestimmt werden können, denn der Fehler einer linearen Interpolation des ΔD Intervalls liegt meistens im Bereich der Meßgenauigkeit.

Zur Zeit können die Ergebnisse der photometrischen Auswertung nur zu relativen Amplitudenuntersuchungen angewendet werden. Eine absolute Eichung der Schlierenaufnahmen besteht in der Zuordnung der gemessenen Schwärzung zu der elastischen Spannung im Modell; Untersuchungen in dieser Richtung sind im Gange und werden den Inhalt einer weiteren Veröffentlichung bilden.

¹⁾ Die Schwärzung D der photographischen Emulsion ist durch die Beziehung $D = \log I_1/I_2$ definiert, wo I_1 die Intensität des einfallenden Lichtes und I_2 des durchgelassenen Lichtes bedeutet.

4.4 Reproduzierbarkeit der Messungen

Die Reproduzierbarkeit schlierenoptischer Untersuchungen ergibt sich als Summe der Reproduzierbarkeit einzelner Parameter der Beleuchtung, der Wellenquelle, der Registrierung und der photographischen Bearbeitung (inklusive photographischer Emulsion). Die meisten der in Betracht kommenden Parameter können bei sorgfältiger Manipulation konstant gehalten werden. Relativ am schwierigsten bleibt in der angewendeten Versuchsanordnung die Einhaltung der Parameter der Exposition durch die Blitzlampe und der Synchronisierungsschaltungen.

Bei einzelnen Modellmessungen wurde stets eine Reihe identischer Versuche vorgenommen, um die resultierende Reproduzierbarkeit der schlierenoptischen Modellmessungen gleichwie der mikrophotometrischen Messungen festzustellen. Aus diesen Messungen ergab sich, daß die Reproduzierbarkeit der kinematischen Parameter im Bereich der Ablesefehler liegen, die Reproduzierbarkeit der dynamischen Parameter des elastischen Wellenfeldes kann auf Grund der bisherigen Erfahrungen auf etwa 8% abgeschätzt werden.

5. Modellseismische Untersuchungen

Die entwickelte Modelltechnik erlaubt es, vom Nahfeld aus bis in das Fernfeld einen Überblick über die Ausbreitung longitudinaler elastischer Wellen in einfachen seismischen Modellen zu gewinnen. Mit Rücksicht darauf, daß S-Wellen mit der Schlierenmethode prinzipiell nicht direkt untersucht werden können, sind die elastischen Eigenschaften der angewendeten Gele als besonders geeignet anzusehen. Das System der P-Wellen kann also in geschichteten Gelmodellen völlig ungestört verfolgt werden.

Zur Bezeichnung der einzelnen P-Wellengruppen wurde folgende Symbolik eingeführt. Die Indizes beim ersten Buchstaben *P* deuten den Wellenweg durch die verschiedenen Schichten an. So ist P_1 die direkte Welle, P_{12} , P_{123} usw. die gebrochene Welle in der 2., 3., resp. weiteren Schicht und P_{121} die Kopfwelle. Nach jeder Reflexion dieser Wellen wird ein neuer Buchstabe *P* hinzugefügt, wobei der Index bei diesem Buchstaben wieder die Schicht angibt, in der die Reflexion stattfand. Eventuell kann durch mehrere Indizes die Brechung der reflektierten Welle ausgedrückt werden. So können alle in den Schlierenbildern beobachteten Wellengruppen eindeutig gekennzeichnet werden, und zwar auch diejenigen, die an der Oberfläche nicht zu registrieren sind.

5.1 Homogener Halbraum

Insgesamt wurden 6 Einschichtmodelle zur Untersuchung der Ausbreitung elastischer Wellen im homogenen Halbraum hergestellt. Diese Modelle wurden gleichzeitig auch zu methodischen Messungen ausgenützt. Es konnten so die Reproduzierbarkeit, die Wellenform und Intensität sowie die Optimalisierung der Apparaturparameter am einfachsten bestimmt werden.

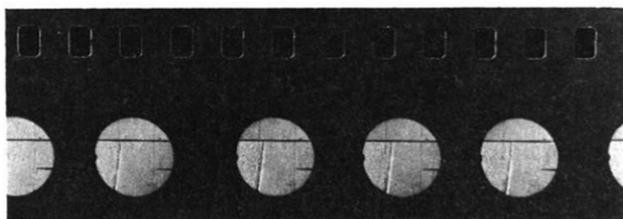


Abb. 6: Ausbreitung der longitudinalen elastischen Welle im Halbraum. Ausschnitt aus der Zeitlupenregistrierung. Zeitabstand der Aufnahmen $4 \mu\text{s}$.

P-wave propagation in a half-space. Section of the high-speed camera record. Time interval $4 \mu\text{s}$.

Als Modellmedium wurden Wasser und die Gele ${}_0M_3$, ${}_{25}M_3$, ${}_{50}M_3$, ${}_{75}M_3$ angewendet. Die aus Schlierenbildern ermittelten Laufzeitkurven ergaben eine gute Übereinstimmung der Geschwindigkeit mit den früher durchgeführten Ultraschallmessungen [WANIEK 1966]. Als Beispiel des bei allen diesen Messungen beobachteten Wellenfeldes dient in Abb. 6 ein Ausschnitt aus der Zeitlupenregistrierung. Die Messerkante ist dabei senkrecht zur Modelloberfläche eingestellt. Es zeigt sich, daß im ganzen Geschwindigkeitsbereich der Gele (1500–1900 m/s) das Wellenbild den gleichen Charakter hat und daß die Wellenfront im ganzen untersuchten Entfernungsbereich fast ideal zylinderförmig ist.

Die Ausbreitung der P-Welle kann durch mikrophotometrische Profilmessungen senkrecht zur Wellenfront dargestellt werden [Abb. 7]. In dieser Abbildung sind drei Schlierenbilder der direkten P-Welle im Gel ${}_{25}M_3$ mit einem Zeitabstand von $12 \mu\text{s}$

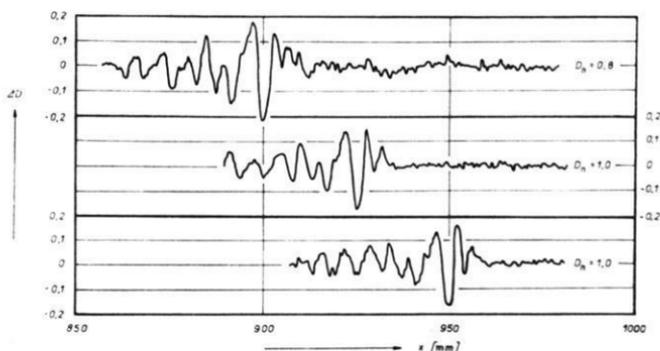


Abb. 7: Mikrophotometrische Aufzeichnung der Ausbreitung longitudinaler elastischer Wellen im Halbraum. x Entfernung, ΔD Schwärzungsdifferenz, D_n Schwärzung des ungestörten Blickfeldes.

Microphotometric record of the P-wave propagation in a half-space. x distance, ΔD difference of optical density, D_n optical density of the undisturbed field.

parallel zur Modelloberfläche in der Tiefe $h = 100$ mm dargestellt worden. Die photometrische Abbildung der fortschreitenden Welle zeigt eine gut symmetrische Oszillation um die Grundschwärzung D_n . Eine eingehende Deutung des ganzen Wellenzuges kann erst auf Grund einer Integration der Aufzeichnungen folgen (siehe Kap. 4).

In gleicher Weise kann der ganze Ausbreitungsprozeß untersucht werden. Es ist zu erwarten, daß auf diese Weise ein unabhängiger Weg zur Untersuchung der Absorption ausgearbeitet werden kann. Versuche in dieser Richtung sind im Gange.

5.2 Schicht mit erhöhter Geschwindigkeit

Seismische Gelmodelle erlauben allgemein eine eingehende Untersuchung der Vorgänge an glatten Diskontinuitäten I. Ordnung. Es können Diskontinuitäten mit dem Brechungsindex $n = v_1/v_2$ im Bereich von 0,75—1,25 hergestellt werden. Zunächst wurden 10 Modelle mit Übergang zur höheren Geschwindigkeit untersucht, wobei die Mächtigkeit der Deckschicht 3—25 Wellenlängen (15—125 mm) betrug. Die untere Schicht war minimal 20 Wellenlängen mächtig.

Als typisches Beispiel solcher Untersuchungen zeigt Abb. 8 die Ausbreitung der P-Wellen in einem Zweischichtenmodell mit $n = 0,8$, $h_1 = 40$ mm, $h_2 = 200$ mm, $v_1 = 1480$ m/s, $v_2 = 1880$ m/s. Es handelt sich um eine Zusammensetzung aus 4 Versuchen mit verschiedener Schußpunktentfernung. Im Bild a ist bei $x_0 = -34$ mm die Wellenquelle noch im Blickfeld, b entspricht bei $x_0 = -39$ mm der Situation kurz hinter dem kritischen Punkt, in c beginnt die Abtrennung der Kopfwelle ($x_0 = 100$ mm) und d zeigt die Kopfwelle schon völlig abgetrennt ($x_0 = 780$ mm). Abb. 9 gibt die mikrophotometrische Aufzeichnung des Wellenfeldes aus Abb. 8d. Um das Bild übersichtlich zu gestalten, ist das Koordinatensystem (D, x) nicht mit-eingezeichnet worden. Die zwei mikrophotometrischen Profilmessungen demonstrieren hier nur die Möglichkeit einer eingehenden dynamischen Auswertung des beobachteten Wellenfeldes, denn es kann jedes Schlierenbild in einem gewählten Linienraster mikrophotometrisch analysiert werden. Aus dem Vergleich mit dem Schlierenbild können die einzelnen Wellengruppen ohne Schwierigkeiten gedeutet werden.

Untersuchungen über die Bildung des Wellenfeldes bei verschiedener Mächtigkeit der Deckschicht sowie Untersuchungen der Amplitudenverhältnisse bei veränderlichem Brechungsindex sind im Gange und werden später veröffentlicht. Es ist weiter ersichtlich, daß die entwickelte Modelltechnik auch das Studium physikalischer Prozesse in der Nähe von seismischen Grenzflächen mit spezieller Prägung ermöglicht.

5.3 Kanal niedrigerer Geschwindigkeit

Die entwickelte Modelltechnik gibt eine außerordentlich günstige Möglichkeit, die Wellenausbreitung in Kanälen mit niedrigerer Geschwindigkeit eingehend zu untersuchen. Es konnten bisher fünf solche Modelle hergestellt werden, wobei die Mächtigkeit der Schicht mit niedrigerer Geschwindigkeit zwischen 5—12 Wellen-

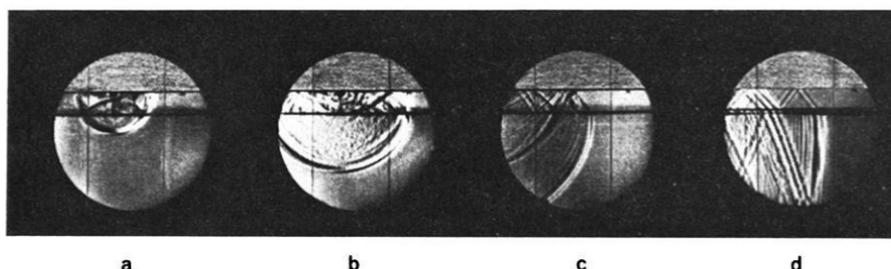


Abb. 8: Ausbreitung longitudinaler elastischer Wellen im Zweischichtenmodell mit $v_1 < v_2$.
 a) $x_0 = -34$ mm, b) $x_0 = -39$ mm, c) $x_0 = 160$ mm, d) $x_0 = 780$ mm.

Propagation of longitudinal elastic waves in a two-layer model with $v_1 < v_2$.
 a) $x_0 = -34$ mm, b) $x_0 = -39$ mm, c) $x_0 = 160$ mm, d) $x_0 = 780$ mm.

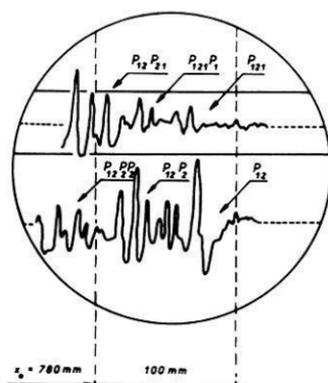


Abb. 9: Mikrophotometrische Aufzeichnung des Wellenfeldes aus Abb. 8d.

Mikrophotometric record of the wave field from Abb. 8d.

längen variiert wurde. Als Beispiel dieser Untersuchungen soll die Ausbreitung elastischer Wellen im Modell mit folgenden Parametern dienen: $v_1 = v_3 = 1860$ m/s, $v_2 = 1530$ m/s, $h_1 = h_2 = 6$ cm $\cong 10 \lambda$, $h_3 = 10$ cm $\cong 17 \lambda$, $n_1 = 1,2$, $n_2 = 0,8$.

Abb. 10 zeigt das beobachtete Wellenfeld in verschiedenen Entfernungen (x_0 zwischen 100 und 550 mm). Es handelt sich wiederum um eine Montage aus 4 Zeitlupenregistrierungen. Es ist ersichtlich, daß im Falle eines symmetrischen schwachen Kanals keine Änderungen des Wellenbildes mit wachsender Entfernung eintreten. Die Deutung der beobachteten Wellengruppen ist in Abb. 11 wiedergegeben. Die mikrophoto-

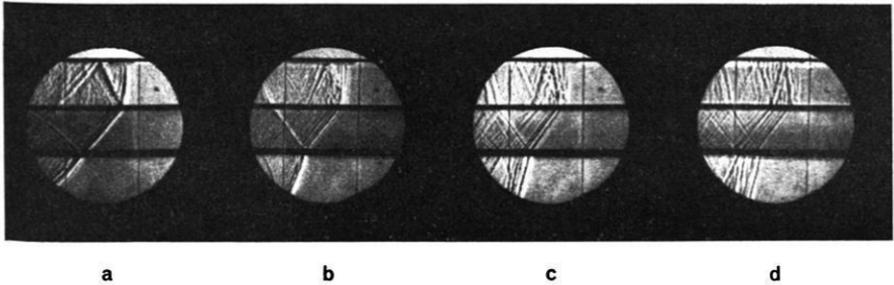


Abb. 10: Ausbreitung longitudinaler elastischer Wellen im Kanal niedrigerer Geschwindigkeit mit $v_1 = v_3 > v_2$.

a) $x_0 = 100$ mm, b) $x_0 = 250$ mm, c) $x_0 = 400$ mm, d) $x_0 = 550$ mm.

Propagation of longitudinal elastic waves in a low-velocity channel with $v_1 = v_3 > v_2$.

a) $x_0 = 100$ mm, b) $x_0 = 250$ mm, c) $x_0 = 400$ mm, d) $x_0 = 550$ mm.

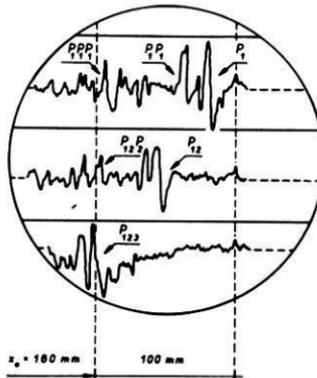


Abb. 11: Mikrophotometrische Aufzeichnung des Wellenfeldes aus Abb. 10a.

Microphotometric record of the wave field from Abb. 10a.

metrischen Profilmessungen sollen auch hier nur den Einblick auf mögliche zukünftige Untersuchungen der dynamischen Parameter der beobachteten Wellen geben.

Schlierenoptische Untersuchungen der Wellenausbreitung im Kanal niedrigerer Geschwindigkeit sollen zukünftig zur Diskussion über die Dynamik elastischer Wellen unmittelbar im Medium beitragen. Abschließend soll betont werden, daß die vorgelegten Ergebnisse mehr auf die Möglichkeiten der entwickelten Modelltechnik hinweisen sollen. Eingehende Untersuchungen einzelner Parameter der beobachteten Wellen liegen außerhalb des Rahmens dieser Arbeit. Eine Erweiterung der modellier-

baren Geschwindigkeitsverteilungen bietet die Kombination Gel-Festkörper, eventuell Gel-Flüssigkeit. Es ist zu hoffen, daß zukünftig einfache Erdkrustenmodelle, resp. Erdmantelmodelle mit Auswertung der kinematischen und dynamischen Parameter an einem beliebigen Punkt im Medium schlierenoptisch untersucht werden können.

6. Danksagung

Für instrumentelle Ausrüstung des Labors soll an dieser Stelle den Herren Prof. Dr. M. A. SADOVSKIJ und Prof. Dr. A. S. DUBOVIK aus dem Institut für die Physik des Erdkörpers der Akademie der UdSSR in Moskau unser Dank ausgesprochen werden. Weiter möchten wir den Herren Dr.-Ing. J. MOSLER und Dr.-Ing. L. PŘÍLESKÝ aus der Technischen Hochschule in Brünn für ihre außerordentliche Hilfe bei dem Aufbau der Apparatur und für die gute Zusammenarbeit danken.

Besonderer Dank gilt unseren Mitarbeitern aus dem Geophysikalischen Institut der Tschechoslowakischen Akademie der Wissenschaften in Prag, Frau N. PICKOVÁ und Herrn J. SVÁTEK für die Hilfe bei der Ausführung und Bearbeitung der Versuche, den Herren J. KÜBELBECK, M. MALÝ und J. SÝKORA aus der Werkstatt für die gute Ausführung der erforderlichen technischen Geräte. Abschließend wollen wir für wertvolle Anregungen und Diskussionen unsere Dankbarkeit den Herren Dr. V. KÁRNÍK und Dr. J. VANĚK ausdrücken.

Literatur

- EVANS, J. F., C. F. HADLEY, J. D. EISLER und D. SILVERMAN: A three-dimensional seismic wave model with both electrical and visual observation of waves. *Geophysics*, 19, S. 220—236, 1954
- NYKL, F.: Forschungsbericht Nr. 236, Forschungsinstitut für industrielle Chemie, Pardubice-Semtín, 1966
- RAHMAN ur AZIZ: A new type of wave discovered in the schlieren photographs. *Zeitschrift für Geophysik*, 31, S. 146—158, 1965
- SCHMIDT, O. v.: Über Kopfwellen in der Seismik. *Zeitschrift für Geophysik*, 15, S. 141—159, 1939
- TOEPLER, A.: Über die Methode der Schlierenbeobachtung als mikroskopisches Hilfsmittel nebst Bemerkungen zur Theorie der schiefen Beleuchtung. *Ann. d. Phys. u. Chem.*, 127, S. 556—580, 1866
- VOSAHL, F.: Fortschritte beim Impuls-Schlieren-Verfahren, einem Hilfsmittel geophysikalischer Forschung und Praxis. *Freiberger Forschungshefte*, C 45, S. 62—67, 1958
- WANIEK, L.: The system water-glycerol-gelatine as a medium for three-dimensional seismic models. *Studia geoph. et geod.*, 10, S. 273—280, 1966
- WANIEK, L.: Fabrication and properties of three-dimensional seismic models of the upper mantle. *Studia geoph. et geod.*, 10, S. 290—299, 1966

Notes on Wave Theories for the Propagation of T-, Lg-, Rg-, G-Waves and Microseisms from Storms over Deep Sea

BY S. K. BOSE, Chandernagore¹⁾

Eingegangen am 23. April 1969

(in überarbeiteter Fassung am 11. Juli 1969)

Summary: Some years ago the author gave wave theories for the propagation of the above mentioned waves. But there the approximations were not completely justified and in the theory for G-waves the earth's model and the analysis were of a different kind from those used in the other theories. In the present notes, the theories have been modified to some extent and substantiated by graphical representations. In the cases of T-, Lg-, and Rg-waves the principal aim has been to demonstrate low period energy concentration. In the case of microseisms from storms over deep sea, this aspect has been examined to find whether they can be present while sub-oceanic Rayleigh Waves are always absent. Lastly, developing a theory similar to the previous four cases, it has been shown that for G-waves there is practically no energy concentration due to the low velocity layer.

Zusammenfassung: Theorien für die Ausbreitung der im Titel genannten Wellen, die der Autor vor Jahren entwickelt hat, werden modifiziert und durch graphische Darstellungen vervollständigt. Die bei der Rechnung seinerzeit benutzten Näherungen waren nicht voll gerechtfertigt. Außerdem lag der Theorie der G-Wellen ein anderes Erdmodell zugrunde als den übrigen Theorien.

Für die T-, Lg- und Rg-Wellen zeigt sich vor allem eine Energiekonzentration bei kurzen Perioden. Unter diesem Aspekt wird auch die durch Stürme über tiefem Ozean erzeugte Mikroseismik untersucht. Es wird der Frage nachgegangen, ob diese Mikroseismik auftreten kann, während sub-ozeanische Rayleigh-Wellen stets fehlen. G-Wellen werden schließlich theoretisch wie die anderen genannten Wellentypen behandelt. In diesem Fall gibt es keine nennenswerte Energiekonzentration, die auf den Einfluß des Geschwindigkeitskanals (low velocity layer) zurückzuführen wäre.

Procedure

Following the notations previously used [BOSE 1963; 1964a, b, c; 1965], we shall represent the displacement potentials φ , ψ or the transverse displacement v in the form

$$\varphi = e^{-i\omega t} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(z, k) e^{ikx} dk$$

where $2\pi/\omega$ is the period and the x -axis is in the direction of wave propagation. Φ is found to contain a denominator $\Delta(\omega, k, \varepsilon)$ where ε is a small factor representing departure from homogeneity. $\Delta = 0$ forms the dispersion equation of the medium

¹⁾ S. K. BOSE, Chandernagore College, Chandernagore, India.

and corresponding to these phases φ has maximum contribution at long distances—the case in which we are interested. But, we shall take the dispersion equation as $\Delta(\omega, k, \rho) = 0$ showing graphically that the error committed in this way is small. Moreover, the important first mode will only be considered except in section 4.

1. T-Waves

Using the equations (14)-(17) of [BOSE 1964a], it can be shown that at the three typical levels $z = H/4, H/2, 3H/4$

$$\begin{aligned} \Phi\left(\frac{H}{4}, k\right) &= -\frac{e^{-r_1 h}}{\Delta} \sin \frac{3}{4} r_0 H \left[1 + \varepsilon_1 \frac{r_0^2 + k^2}{a^2 - 4r_0^2} \left\{ 1 - \frac{2r_0}{a} \cot \frac{3}{4} r_0 H \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \times \left(1 - \frac{\varepsilon_2}{4\varepsilon_1} \frac{a^2 - 4r_0^2}{a^2 - r_0^2} \right) \right\} \right] \\ \Phi\left(\frac{H}{2}, k\right) &= -\frac{e^{-r_1 h}}{\Delta} \sin \frac{r_0 H}{2} \left(1 + 2\varepsilon_1 \frac{r_0^2 + k^2}{a^2 - 4r_0^2} \right) \end{aligned} \quad (1.1)$$

$$\begin{aligned} \Phi\left(\frac{3H}{4}, k\right) &= -\frac{e^{-r_1 h}}{\Delta} \sin \frac{r_0 H}{4} \left[1 + \varepsilon_1 \frac{r_0^2 + k^2}{a^2 - 4r_0^2} \left\{ 1 + \frac{2r_0}{a} \cot \frac{r_0 H}{4} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \times \left(1 + \frac{\varepsilon_2}{4\varepsilon_1} \frac{a^2 - 4r_0^2}{a^2 - r_0^2} \right) \right\} \right] \end{aligned}$$

where

$$\begin{aligned} \Delta &= \frac{\rho}{\rho_1} r_1 \sin r_0 H + r_0 \cos r_0 H \\ &\quad + 2\varepsilon_1 r_0 \frac{r_0^2 + k^2}{a^2 - 4r_0^2} \cos r_0 H - \frac{\varepsilon_2}{2} a \frac{r_0^2 + k^2}{a^2 - r_0^2} \sin r_0 H \end{aligned} \quad (1.2)$$

From the model of the Atlantic Ocean as given in EWING, JARDETZKY and PRESS [1957, pp. 335–337] we take $H = 3.657$ km, $\alpha_0 = 1.509$ km/sec, $\alpha_1 = 1.539$ km/sec, $\varepsilon_1 = 0.02016$, $\varepsilon_2/\varepsilon_1 = 0.951$. The value of ε_1 is obtained from equation (1) of [BOSE 1964a] and from the condition that the amplitude variation of α is 0.03047 km/sec. The value of $\varepsilon_2/\varepsilon_1$ is obtained by making α a minimum at a depth of 0.2438 km.

In Fig. 1 the negative of the ε terms of (1.2) has been plotted for the modified first mode and has been shown by the broken line. Evidently, the approximation in neglecting this deteriorates as the period diminishes. The continuous lines represent the proportional increment in φ due to the ε terms and it is apparent that, (i) at a given level, the proportional concentration of energy increases with decreasing period and (ii) for a given period, the proportional concentration of energy increases

with height. With this we must consider the fact that since $\varphi = 0$ at $z = H$, the absolute concentration will be more towards the sound channel axis.

Similar inference about the higher modes can not be drawn. For, the periods become smaller and the first order approximations in ε break down.

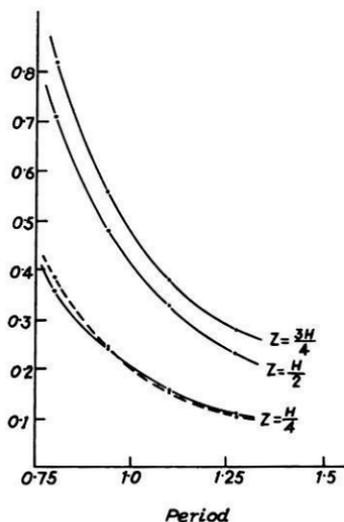


Fig. 1: Proportional increment in $\varphi(z)$ and the error $\Delta(\omega, k, 0) - \Delta$ (dotted line).

2. SOFAR Channel and Microseisms from Storms over Deep Sea

A better expression for the sound velocity than that in [BOSE 1964b] is

$$\alpha = \alpha_0 \left(1 + \frac{\varepsilon}{2} \cos az \right), \quad aH = \frac{3\pi}{2} \quad (2.1)$$

Taking clue from the remarks of PRESS and EWING [1948] that the sea surface being an antinode for vertical motion is the proper place for application of forces, we shall take a periodic source on the sea surface. Thus from equations (1)–(18) of [BOSE 1964b] with (2.1) it can be shown that at the ocean floor $z = 0$ and at the level of the sound channel axis

$$\begin{aligned} \Phi(0, k) &= \frac{P\mu_1 r_0}{\rho\omega^2 k^5 \Delta} [(s_1^2 + k^2)^2 - 4k^2 r_1 s_1] \\ \Phi\left(\frac{2H}{3}, k\right) &= -\frac{P}{\rho\omega^2 k^5 \Delta} \left[r_0 \{4k^2 r_1 s_1 - (s_1^2 + k^2)^2\} \left(1 + 2\varepsilon_1 \frac{r_0^2 + k^2}{a^2 - 4r_0^2} \right) \cos \frac{2}{3} r_0 H \right. \\ &\quad \left. - \frac{\rho\omega^4}{\rho_1 \beta_1^4} r_1 \sin \frac{2}{3} r_0 H \right] \quad (2.2) \end{aligned}$$

where

$$\begin{aligned}
 k^5 \Delta \equiv & \frac{\varrho \omega^4}{\varrho_1 \beta_1^4} r_1 \sin r_0 H - r_0 [4 k^2 r_1 s_1 - (s_1^2 + k^2)^2] \cos r_0 H \\
 & - \varepsilon \frac{r_0^2 + k^2}{a^2 - 4 r_0^2} \left[\frac{\varrho \omega^4}{\varrho_1 \beta_1^4} r_1 \left(\sin r_0 H + \frac{2 r_0}{a} \cos r_0 H \right) \right. \\
 & \left. + r_0 \{4 k^2 r_1 s_1 - (s_1^2 + k^2)^2\} \left(\cos r_0 H + \frac{2 r_0}{a} \sin r_0 H \right) \right] \quad (2.3)
 \end{aligned}$$

For the modified dispersion equation $\Delta(\omega, k, 0) = 0$ the negative of the ε term in (2.3) becomes

$$2 \varepsilon \frac{r_0^2 + k^2}{a^2 - 4 r_0^2} \frac{\varrho}{\varrho_1} \frac{c^4}{\beta_1^4} \sqrt{1 - \frac{c^2}{\alpha_1^2}} \left(\sin r_0 H + \frac{2 r_0}{a} \cos r_0 H \right) \quad (2.4)$$

and the proportional increment in φ at $z = \frac{2}{3} H$ is

$$2 \varepsilon \frac{r_0^2 + k^2}{a^2 - 4 r_0^2} \sin r_0 H \cos \frac{2}{3} r_0 H \operatorname{cosec} \frac{1}{3} r_0 H \quad (2.5)$$

Evidently there is no increment at $z = 0$ due to the sound channel.

To discuss the absence of low period sub-oceanic Rayleigh (S.O.R.) waves, we shall consider their generation from a periodic compressional line source at a depth h below the ocean floor. Thus a corresponding term should be added to (6) of [BOSE 1964b], as in [BOSE 1964a]. The ocean surface, in this case, is free and therefore the boundary conditions will have the same form as (18) of [BOSE 1964b] with $P = 0$. Thus, we get for the proportional increment corresponding to the modified modes

$$\text{at } z = 0, \quad \varepsilon \frac{r_0^2 + k^2}{a^2 - 4 r_0^2} \left(1 + \frac{2 r_0}{a} \tan r_0 H \right) \quad (2.6)$$

$$\text{at } z = \frac{2}{3} H, \quad \varepsilon \frac{r_0^2 + k^2}{a^2 - 4 r_0^2} \left(1 + \frac{2 r_0}{a} \tan r_0 H + 2 \sin r_0 H \cos \frac{2}{3} r_0 H \operatorname{cosec} \frac{1}{3} r_0 H \right) \quad (2.7)$$

We shall compute these expressions for $\varrho_1/\varrho = 2.5$, $\beta_1^2/\alpha_1^2 = 1/3$, $\beta_1^2/\alpha_0^2 = 4$ (granitic bottom) and $\alpha_0 = 1.524$ km/sec with amplitude of variation 0.03047 km/sec giving $\varepsilon = 0.04$ (Atlantic Ocean, cf. Section 1).

In Fig. 2, fifty times (2.4) has been plotted as a broken line, showing the smallness in error. The unbroken lines show that the proportional increment in φ is slightly greater for S.O.R. waves at both the levels. This is true for a superficial source. But according to Longuet-Higgins' theory the source of microseisms extends through the ocean depth, due to which it will be much greater and may even exceed that for the S.O.R. waves. Further, there is an attenuating effect of focal depth on S.O.R. waves, which is entirely absent for microseisms.

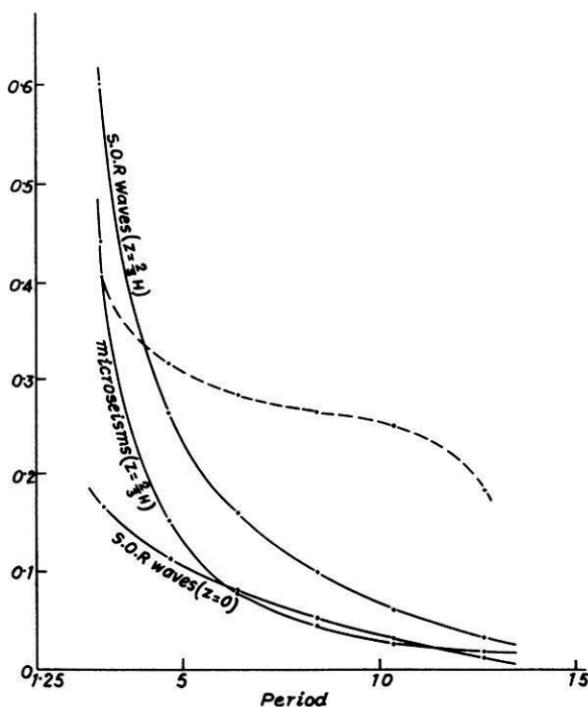


Fig. 2: Proportional increment in $\varphi(z)$ for microseisms and S.O.R. waves and fifty times the error $\Delta(\omega, k, 0) - \Delta$ (dotted line).

Now, the attenuating effect of focal depth is greater on T-Waves than on S.O.R. waves, because $r_1 h$ is greater. But the proportional increment in φ is much greater for T-Waves. Also, the T-Waves are concentrated in the upper part of the ocean only, whereas the S.O.R. waves are distributed throughout its depth. Thus the T-Waves have to cross a smaller length of inclined continental barrier. The last two factors override the first, making T-Waves present and S.O.R. Waves absent on seismograms. Similarly since all the three factors are practically in favour of microseisms, they can be observed from storms over deep sea.

3. Lg-Waves

It is known that the S-velocity in the earth's crust increases at nearly a uniform rate [DORMAN, EWING and OLIVER 1960]. From equations (11)–(14) of [BOSE 1965], it can be proved that at the surface of the earth

$$V(H, k) = \frac{G}{\Delta} \left[\left(1 + 3 \sum \varepsilon_n \frac{s_0^2 + k^2}{n^2 m^2 - 4 s_0^2} \right) \cos s_0 H + \frac{\mu_1 s_1}{\mu_0 s_0} \left(1 - \sum \varepsilon_n + \sum \varepsilon_n \frac{s_0^2 + k^2}{n^2 m^2 - 4 s_0^2} \right) \sin s_0 H \right] \quad (3.1)$$

where

$$\Delta = s_0 \sin s_0 H - \frac{\mu_1}{\mu_0} s_1 \cos s_0 H + \sum \varepsilon_n \frac{\mu_1}{\mu_0} s_1 \cos s_0 H + \sum \varepsilon_n \frac{s_0^2 + k^2}{n^2 m^2 - 4 s_0^2} \left(s_0 \sin s_0 H + \frac{\mu_1}{\mu_0} s_1 \cos s_0 H \right) \quad (3.2)$$

For the modified dispersion equation $\Delta(\omega, k, 0) = 0$, the ε terms in (3.2) become

$$\left(\sum \varepsilon_n + 2 \sum \varepsilon_n \frac{s_0^2 + k^2}{n^2 m^2 - 4 s_0^2} \right) s_0 \sin s_0 H \quad (3.3)$$

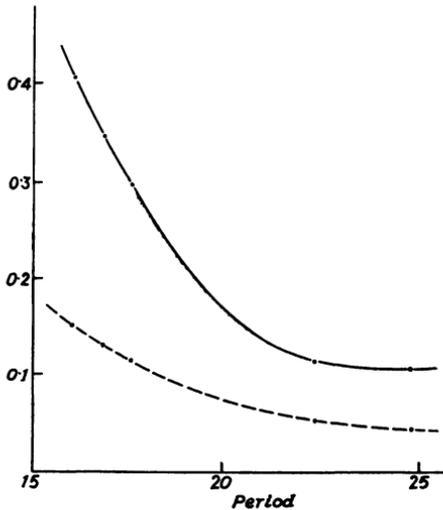


Fig. 3: Proportional increment in $v(H)$ and five times the error $\Delta - \Delta(\omega, k, 0)$ (dotted line).

and the proportional increment in $v(H)$ is

$$4 \sum \varepsilon_n \frac{s_0^2 + k^2}{n^2 m^2 - 4 s_0^2} \cos^2 s_0 H - \sum \varepsilon_n \sin^2 s_0 H \quad (3.4)$$

We take $H = 35$ km, $\mu_1/\mu_0 = 1.8$ [EWING et al. 1957, p. 212] and Jeffreys' values for S-velocity in the granitic, intermediate and upper mantle layers as 3.36, 3.74, 4.36 km/sec respectively. These give $\beta_0 = 3.55$ km/sec, $\beta_1 = 4.36$ km/sec. We shall neglect $\varepsilon_3, \varepsilon_5, \dots$ as they are small. From the above data we get $\varepsilon_1 = 0.1068$.

In Fig. 3 we have considered the period range 16–25 sec, although we are interested in the range 1–6 sec of Lg-Waves. This has to be done because

$$\varepsilon_1 \frac{s_0^2 + k^2}{m^2 - 4 s_0^2}$$

becomes too large for lower periods to invalidate the first order approximations. The broken line representing five times (3.3), shows the smallness in error in the modified dispersion equation. The unbroken line representing (3.4) indicates rapid concentration of energy for diminishing period.

4. Vertical component of Lg- and Rg-Waves

From equations (3) and (8)–(15) of [BOSE 1964c], we get

$$\begin{aligned} u(H) = & -e^{-i\omega t} \frac{2iF}{\mu_0} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{k}{A} \left[e^{kH} \left\{ s_0 (s_0^2 - 5k^2) \cos s_0 H + k (k^2 - 5s_0^2) \sin s_0 H \right. \right. \\ & \left. \left. + 4ks_0 (k \cos s_0 H + s_0 \sin s_0 H) \sum \varepsilon_n \frac{s_0 + k^2}{n^2 m^2 - 4s_0^2} \right\} \right. \\ & \left. + e^{-kH} \left\{ s_0 (s_0^2 - 5k^2) \cos s_0 H - k (k^2 - 5s_0^2) \sin s_0 H \right. \right. \\ & \left. \left. + 4ks_0 (k \cos s_0 H - s_0 \sin s_0 H) \sum \varepsilon_n \frac{s_0^2 + k^2}{n^2 m^2 - 4s_0^2} \right\} \right. \\ & \left. + 2s_0 (3k^2 - s_0^2) - 2s_0 (k^2 - s_0^2) \sum \varepsilon_n \frac{s_0^2 + k^2}{n^2 m^2 - 4s_0^2} \right] e^{ikx} dk \quad (4.1) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} w(H) = & -\frac{2F}{\mu_0} e^{-i\omega t} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{k}{A} \left[\left\{ e^{kH} (s_0 \cos s_0 H - k \sin s_0 H) \right. \right. \\ & \left. \left. - e^{-kH} (s_0 \cos s_0 H + k \sin s_0 H) \right\} \left\{ (3k^2 + s_0^2) + 4k^2 \sum \varepsilon_n \frac{s_0^2 + k^2}{n^2 m^2 - 4s_0^2} \right\} \right. \\ & \left. + \frac{1}{A} (\text{some first order terms}) \right] e^{ikx} dk \quad (4.2) \end{aligned}$$

In the low period modes corresponding to the dispersion equation $\Delta = 0$, we can retain terms containing e^{kH} only since kH is large. The dispersion equation from (17) of [BOSE 1964c] thus becomes

$$\tan(kH \sqrt{\xi - 1}) = \sqrt{\xi - 1} \frac{(2 - \xi)^2 + 4}{(2 - \xi)^2 - 4(\xi - 1)} \tag{4.3}$$

where $\xi = c^2/\beta_0^2$. In the first mode, ξ can be less than 1 while in the second mode ξ is always greater than 1 with

$$\pi < s_0 H < \frac{3\pi}{2}$$

We shall neglect the terms containing $1/\Delta^2$ in (4.1), (4.2). For, a similar situation arises in sections 1, 2, 3 if $1/\Delta$ is expanded in powers of the ϵ 's. But the contribution of the ϵ terms in Δ being small, those of $1/\Delta^2(\omega, k, 0)$ will also be so. The proportional increments in $u(H)$ and $w(H)$ are thus found to be

$$\frac{2 - \xi}{\xi - 1} \sum \epsilon_n \frac{s_0^2 + k^2}{n^2 m^2 - 4s_0^2} \tag{4.4}$$

and

$$\frac{4}{2 + \xi} \sum \epsilon_n \frac{s_0^2 + k^2}{n^2 m^2 - 4s_0^2} \tag{4.5}$$

Also the ratio of amplitudes of $u(H)$ and $w(H)$ is

$$|2 - \xi| \left| \frac{\xi - 1 + (2 - \xi) \sum \epsilon_n \frac{s_0^2 + k^2}{n^2 m^2 - 4s_0^2}}{\xi + 2 + 4 \sum \epsilon_n \frac{s_0^2 + k^2}{n^2 m^2 - 4s_0^2}} \right| \tag{4.6}$$

From the model of section 3, we have $H = 35$ km, $\beta(z = H) = 3.36$ km/sec and $\beta(z = 0) = 3.74$ km/sec. Since β decreases linearly with depth, we must have $\beta(z = H/6) = 3.6767$ km/sec. These values give $\beta_0 = 3.55$ km/sec, $\epsilon_1 = 0.08387$ and $\epsilon_3 = 0.02290$.

For the first mode, Fig. 4 shows that there is considerable proportional increment in $w(H)$ which first slowly decreases up to roughly 10 sec and then rapidly increases up to 15.11 sec. In $u(H)$ there is rapid proportional decrement up to 12.39 sec. After this, it can be shown from (4.4) that there is a large amount of proportional increment up to 15.11 sec. This portion has not been plotted out because of breakdown in the first order approximations. Indeed the periods mentioned above also suffer from the same defect. For periods exceeding 15.11 sec ($\xi = 1.172$), (4.4) and (4.5) are negative showing decrement in energy. The broken line represents five times (4.6) and evidently it remains quite small. These waves therefore appear as Rg-Waves.

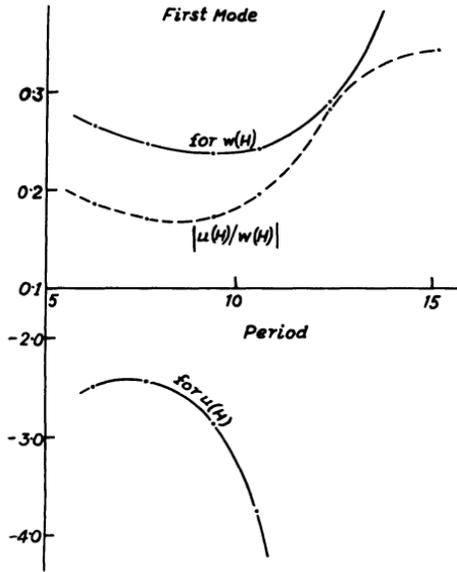


Fig. 4: Proportional increment in $u(H)$ and $w(H)$ and the ratio of their amplitudes (First Mode).

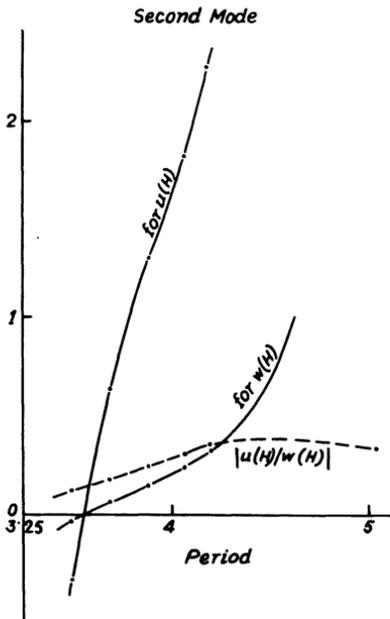


Fig. 5: Proportional increment in $u(H)$ and $w(H)$ and the ratio of their amplitudes (Second Mode).

For the second mode, Fig. 5 shows that there is proportional decrement in both $u(H)$ and $w(H)$ up to roughly 3.5 sec. After this, there is rapid proportional increment up to 5.037 sec (unreliable because of breakdown in the approximations). For periods exceeding 5.037 sec ($\xi = 1.172$) there is decrement in energy as in the first mode, and the broken line exactly as before shows that (4.6) remains quite small. A similar case will take place with higher modes also, except that the upper limits of period will be 3 sec, 2 sec, 1.6 sec etc. corresponding to $\xi = 1.172$, if the other ϵ terms are also retained. The phase velocities slightly exceed β_0 . These waves therefore appear as the vertical component of Lg-Waves.

5. On G-Waves

These are transverse waves in the upper part of the earth's surface in which the S-velocity increases slowly to a depth of 120 km and then decreases rapidly and again increases rapidly to a depth of 220 km, where its value becomes nearly equal to that at the top of the low velocity layer. Since these waves penetrate up to the low velocity layer only, we can consider the medium below it as rigid. Thus the medium can be divided into an upper layer $0 < z < H$ in which

$$\mu = \mu_0 (1 + \epsilon \cos mz), \quad mH = \pi \tag{5.1}$$

approximately, and the low velocity layer $-H' < z < 0$ in which

$$\mu' = \mu'_0 (1 + \epsilon' \cos m'z), \quad m'H' = 2\pi \tag{5.2}$$

The transverse displacements v, v' in the two layers are governed by equations of the type (2) of [BOSE 1965] subject to boundary conditions of the type (5) with continuity in rigidity at $z = 0$. Following the same procedure, it is found that on the surface of the earth

$$V(H, k) = -\frac{G}{\Delta} \left(1 + 2\epsilon \frac{s_0^2 + k^2}{m^2 - 4s_0^2} \right) \left[\cos s_0 H \sin s'_0 H' \left(1 + \epsilon \frac{s_0^2 + k^2}{m^2 - 4s_0^2} - \epsilon' \frac{s_0'^2 + k^2}{m'^2 - 4s_0'^2} \right) + \frac{s'_0}{s_0} \sin s_0 H \cos s'_0 H' \left(1 - \epsilon \frac{s_0^2 + k^2}{m^2 - 4s_0^2} + \epsilon' \frac{s_0'^2 + k^2}{m'^2 - 4s_0'^2} \right) \right] \tag{5.3}$$

where

$$\Delta = s'_0 \cos s_0 H \cos s'_0 H' - s_0 \sin s_0 H \sin s'_0 H' - \left(\epsilon \frac{s_0^2 + k^2}{m^2 - 4s_0^2} - \epsilon' \frac{s_0'^2 + k^2}{m'^2 - 4s_0'^2} \right) (s'_0 \cos s_0 H \cos s'_0 H' + s_0 \sin s_0 H \sin s'_0 H') \tag{5.4}$$

The modified dispersion equation becomes

$$\tan(kH' \sqrt{\xi-1}) \tan\left(kH \sqrt{\frac{\beta_0'^2}{\beta_0^2} \xi - 1}\right) = \frac{\sqrt{\xi-1}}{\sqrt{\frac{\beta_0'^2}{\beta_0^2} - 1}} \quad (5.5)$$

where $\xi = c^2/\beta_0'^2$ and the proportional increment in $v(H)$ due to the low velocity layer (i. e. due to ϵ' terms) is

$$\epsilon' \frac{s_0'^2 + k^2}{m'^2 - 4s_0'^2} \frac{-\cos 2s_0'H'}{1 + \epsilon \frac{s_0^2 + k^2}{m^2 - 4s_0^2} \cos 2s_0H} \quad (5.6)$$

Now the S-velocity in the upper crust is 3.36 km/sec (cf. section 3) and in the upper mantle it increases from 4.60 to 4.65 km/sec at a depth of 120 km and at the lower boundary of the low velocity layer it is 4.70 km/sec which will be taken as 4.65 km/sec to fit with the theoretical model. We thus take $H = 120$ km, $H' = 100$ km, $\beta_0 = 4$ km/sec, $\beta_0' = 4.30$ km/sec, $\epsilon = 0.3514$, $\epsilon' = 0.1694$. The results for the first mode $0 < s_0H < \pi/2$, $0 < s_0'H' < \pi/2$ are presented in the following table:

ξ	kH'	period in sec	c in km/sec	(5.6)	ϵ, ϵ' terms of (5.4)
1.0	1.939	75.34	4.300	0.3887×10^{-2}	0
1.1	1.431	97.34	4.511	0.2045×10^{-2}	-0.9601×10^{-3}
1.3	1.036	124.00	4.903	0.1161×10^{-2}	-0.6972×10^{-3}

The period range agrees with that of G-Waves, but the increase with phase velocity is slightly quicker than the observed rate [cf. BATH and ARROYO 1962]. The calculated dispersion is still quite small and explains the pulse like character of G-Waves. The discrepancy is expected due to considerable simplification of the model. The last but one column shows that the increment in amplitude due to the low velocity layer is negligible. Thus the large amplitudes of G-Waves are due to their long wave lengths only and the low velocity layer guides their periods and phase velocities only.

References

- BÅTH, M., and A. L. ARROYO: Attenuation and dispersion of G-Waves, *J. Geophys. Res.* 67, 1933—1942, 1962
- BOSE, S. K.: A wave theory for the generation of Love, G and Sa waves, *Z. Geophys.* 29, 215—226, 1963
- : A Wave theory for the generation of T-Waves, *Z. Geophys.* 30, 235—244, 1964a
- : SOFAR and microseisms from storms over deep sea, *Gerl. Beitr. Geophys.* 73, 334—341, 1964b
- : The vertical component of Lg and Rg, *Z. Geophys.* 30, 294—300, 1964c
- : Lg-Waves and S-velocity distribution in the crust, *Z. Geophys.* 31, 1—6, 1965
- DORMAN, J., M. EWING and J. OLIVER: Study of shear velocity distribution in the upper mantle by mantle Rayleigh waves, *Bull-Seism. Soc. Amer.* 50, 87—115, 1960
- EWING, M., W. S. JARDETZKY and F. PRESS: *Elastic Waves in Layered Media*, McGraw-Hill, 1957
- PRESS, F., and M. EWING: A theory of microseisms with geologic applications, *Trans. Amer. Geophys. Union.* 29, 163—174, 1948

A Method for Determining Source Parameters of Small Magnitude Earthquakes

By R. SCHICK, Stuttgart¹⁾

Eingegangen am 8. Januar 1970

Summary: Using the quotient of the frequency spectrum of the shear waves and the frequency spectrum of the compressional waves taken from seismic records, we have under the assumption of some earthquake source models the possibility to study the following source parameters: relatively simple or complex fracture process, unilateral or bilateral fracture, separation between fault plane and auxiliary plane, direction of fracture propagation, fault length and rupture velocity.

Zusammenfassung: Die Verwendung des Quotienten des Frequenzspektrums der Scherwellen und des Frequenzspektrums der Kompressionswellen in Seismogrammen gibt unter Zuhilfenahme von Modellvorstellungen über den Erdbebenherd die Möglichkeit, folgende Herdgrößen zu untersuchen: einfach oder kompliziert ablaufender Bruchvorgang, unilateraler oder bilateraler Bruch, Bestimmung der Verwerfungsebene, Richtung des Bruchablaufes, Herdlänge und Bruchgeschwindigkeit.

1. Introduction

The definition of a physical parameter is a formula which describes the measurement of the concerned quantity. A definition is never right or wrong, whether it is useful or not is another question. Depending on our measuring technique there are now several methods in use to define the volume or the extension of an earthquake source:

a) Crustal tectonic earthquakes are accompanied by faulting. With a strong enough earthquake, the slippage is visible at the earth's surface where the in general one-dimensional extension can be measured. This method, however, can only be applied to shallow earthquakes which have magnitudes greater than about $M = 6.5$.

b) The so-called aftershock volume of an earthquake is another way to define the size of an earthquake source. The aftershock volume is the smallest volume, which contains all the aftershocks of one earthquake. This method often gives reasonable results, but a large number of aftershocks is needed to yield a somewhat exact volume. Furthermore it is difficult to separate aftershocks from shocks not immediately related to the considered source.

¹⁾ Dr. R. SCHICK, Institut für Geophysik der Universität Stuttgart, 7 Stuttgart-O, Richard-Wagner-Str. 44.

c) Possibly the most general way for the definition of an earthquake volume is the following one: it is defined that all volume elements are a part of the source, which during the earthquake release kinetic energy to a point in the far-field. This agreement regards the earthquake source simply as an energy source for seismic waves. Certainly the decision is difficult, which volume elements belong to the source. As at least a part of the kinetic energy of the source elements is radiated as seismic wave energy, a quantitative interpretation of seismic records should give us some ideas on the size of the source.

As long as the earthquake takes place, the earthquake volume increases with the time t . Each element of the surface enclosing this volume shall be given by a radius vector \vec{r} , the origin of which is at the increment small volume for $t = 0$. Now the rupture velocity is defined as $\vec{v}_f = d\vec{r}/dt$.

In comparing earthquake volumes (resp. in the two-dimensional case the fault plane areas or in the one-dimensional case the fault lengths) one always has to consider which of the different methods lead to the given dimensions.

2. Analysis

We make use of BEN-MENAHEM's [1962] method and represent the finite extension of the fault by a superposition of the wavelets radiated by a moving point source. The next approach to a point source is a one-dimensional extended source. The geometry of the problem becomes especially simple for a strike-slip motion along a vertical fault. We suppose x_0, y_0 to be the coordinates of an observation point P in a x, y -coordinate system (Fig 1).

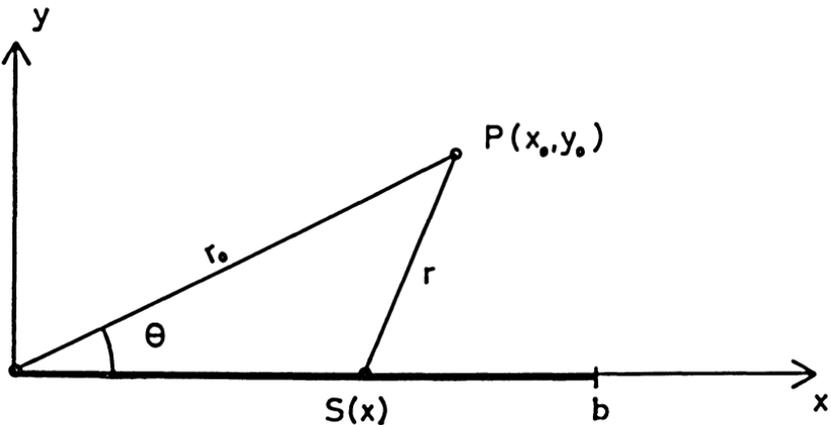


Fig. 1.

The excitation of the point source S with time shall be proportional to $\exp(i\omega t)$,
 where ω : angular frequency
 t : time

The source S shall now move with the uniform velocity v_f along the positive x -axis, starting from $x = 0$ at $t = 0$. Then the displacement $\bar{u}(x)$ at the point P , due to the source S at x will be, if wave propagation is assumed

$$\bar{u}(x) \sim |f(\vec{r})| \cdot e^{i\omega \left(t - \frac{|\vec{r}|}{v} - \frac{x}{v_f} \right)}, \quad (1)$$

where \vec{r} : radius vector from S to P
 $f(r)$: amplitude distance law
 v : wave velocity

If the radius vector \vec{r} is much longer than the maximum value of x we may introduce the approximation

$$|\vec{r}| = r = \sqrt{(x_0 - x)^2 + y_0^2} \approx r_0 - \frac{x_0}{r_0} \cdot x \quad (2)$$

with $x_0/r_0 = \cos \theta$.

Together with eq (1) we obtain

$$\bar{u}(x) \sim f \left(r_0 - \frac{x_0}{r_0} \cdot x \right) \cdot e^{i\omega \left(t - \frac{x}{v_f} - \frac{r_0}{v} + \frac{x_0}{r_0} \cdot \frac{x}{v} \right)}. \quad (3)$$

Using the far-field condition $(\cos \theta) \cdot x \ll r_0$ we get

$$\bar{u}(x) \sim f(r_0) e^{i\omega \left(t - \frac{r_0}{v} \right)} \cdot e^{i\omega x \left(\frac{x_0}{r_0 v} - \frac{1}{v_f} \right)}. \quad (4)$$

The resulting displacement u at P with the source S moving from $x = 0$ to $x = b$ will be the summation over all the partial displacements $\bar{u}(x)$. This leads to

$$u = \int_{x=0}^b \bar{u}(x) dx = f(r_0) e^{i\omega \left(t - \frac{r_0}{v} \right)} \int_{x=0}^b e^{i\omega x \left(\frac{\cos \theta}{v} - \frac{1}{v_f} \right)} dx. \quad (5)$$

Evaluating the integral in eq (5) we get

$$u = f(r_0) e^{i\omega \left(t - \frac{r_0}{v} \right)} \cdot b \cdot \frac{\sin X}{X} \cdot e^{iX}, \quad (6)$$

where

$$X = \frac{\omega b}{2v} \cdot \left(\cos \theta - \frac{v}{v_f} \right). \quad (7)$$

3. Directivity functions

The displacement u as a function of the frequency ω , as given by eq(6), depends not only on the source-, the station- and the propagation parameters, but also on the time variable t . Without knowing the amplitude vs the time function of the point source it does not help very much to Fourier integrate eq(6) or to take the displacements given by eq(6) as a function of frequency and to compare them with the frequency spectrum of a recorded seismogram. To derive the source parameters from seismic records and to cancel the time factor of the source as well as influences from the medium in which the waves propagate, BEN-MENAHEM [1962] defined the so-called vector-directivity, which is the ratio of the displacements, belonging to the same spectral component, at two stations which are located symmetrically with respect to the source. The absolute value of the vector directivity is called the directivity function. Source dimensions and rupture velocities show within limits a different influence on the directivity as a function of frequency and in many cases these two source parameters may be determined independently from each-other. Using BEN-MENAHEM's directivity function, source dimensions and rupture velocities of some earthquakes have been studied in several papers (see for example SCHICK [1968a]).

An inconvenience in the application of BEN-MENAHEM's method is the necessity of records from stations diametrically opposed to the source. This condition is seldom satisfied, especially not for small magnitude earthquakes where near-by stations with a high frequency resolution are necessary. Furthermore, the method is only applicable to unilateral fractures.

4. The S/P spectral quotient function

Regarding the mentioned circumstances it was tried to derive the source parameters by using both the compressional P - and the shear S - (SH -) pulses of one single station. If we denote the displacements and the wave velocities of P and S in eq(6) with the subscripts P and S , respectively, we obtain for the "quotient directivity"

$$D_q = \frac{u_S}{u_P} = \frac{v_S}{v_P} \cdot \frac{\cos \theta - \frac{v_P}{v_f} \sin \left[\frac{\omega b}{2 v_S} \left(\cos \theta - \frac{v_S}{v_f} \right) \right]}{\cos \theta - \frac{v_S}{v_f} \sin \left[\frac{\omega b}{2 v_P} \left(\cos \theta - \frac{v_P}{v_f} \right) \right]} \cdot e^{i\omega \left[\left(\frac{1}{v_S} - \frac{1}{v_P} \right) \cdot \left(\frac{b \cdot \cos \theta}{2} - r_0 \right) \right]} \quad \dots (8)$$

This expression does not depend on the time function of the source. The values of θ , v_P and v_S are taken from fault plane solutions and travel time curves. Then we can draw graphs with D_q as a function of ω , where parameters of the graph are the fault length b and the rupture velocity v_f . It is interesting to see that the rupture velocity v_f does not appear in the phase expression of eq (9), but as $r_0 \gg b/2 \cos \theta$ any estimation of b from the phase spectra is rather inaccurate.

For $\theta = 90^\circ$ or $\theta = 270^\circ$, which means that the recording station is situated at a right angle to the fault plane, $|D_q(\omega)|$ becomes independent on b and v_f . Seismograph stations with these or near-by azimuths cannot give any information on the source parameters, but they deliver valuable informations how the spectral quotient function $|D_q(\omega)|$ is influenced by the wave propagation in the earth's crust. Assuming that the wave propagation effect is not related to the azimuthal angle θ , the ratios u_S/u_P at other angles of θ may be corrected for propagation disturbances. This means the value of θ must be known while from fault plane solution studies we get only the angle $\theta + n\pi/2$, where $n = 0, 1, 2, 3$. However, to decide whether $n = 0, 2$ or $n = 1, 3$ it is not necessary to correct the function $|D_q(\omega)|$ for propagation effects and we actually can get the right value of θ .

5. Model graphs for $|D_q(\omega)|$

5.1. Unilateral fractures with uniform fracture velocities

Fig 2.1 to Fig 2.3 show the function $|D_q(\omega)|$ for some source parameters b and v_f , with different observation angles θ .

The function $|D_q(\omega)|$ gets unity, when

$$(a) \quad \frac{\omega b}{2v_S} \left(\cos \theta - \frac{v_P}{v_f} \right) \ll \frac{\pi}{2};$$

$$(b) \quad \cos \theta = \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2};$$

$$(c) \quad \cos \theta \ll \frac{v_S}{v_f}.$$

If the fault length b is much smaller than the wave-length of the propagating wave we have case (a), provided (b) and (c) may be excluded. Case (b) has already been discussed in section 4. We get case (c), if the rupture velocity v_f is much less than the shear wave velocity v_S . Therefore a rupture velocity being slow enough leads to $|D_q(\omega)| = 1$, no matter, how long the fault is extended. Outside the mentioned cases (a), (b) and (c) the function $|D_q(\omega)|$ shows poles and zeros. When the tip of the fracture is running towards the observation point (θ in the first or the fourth quadrant), $|D_q(\omega)|$ is increasing from $\omega = 0$ up to the first singularity. On the other hand, with the fracture running away from the observation point, $|D_q(\omega)|$ decreases from $\omega = 0$ until $|D_q(\omega)|$ gets zero. For unilateral fractures, this is often an easy way to decide in which direction the fault was propagating.

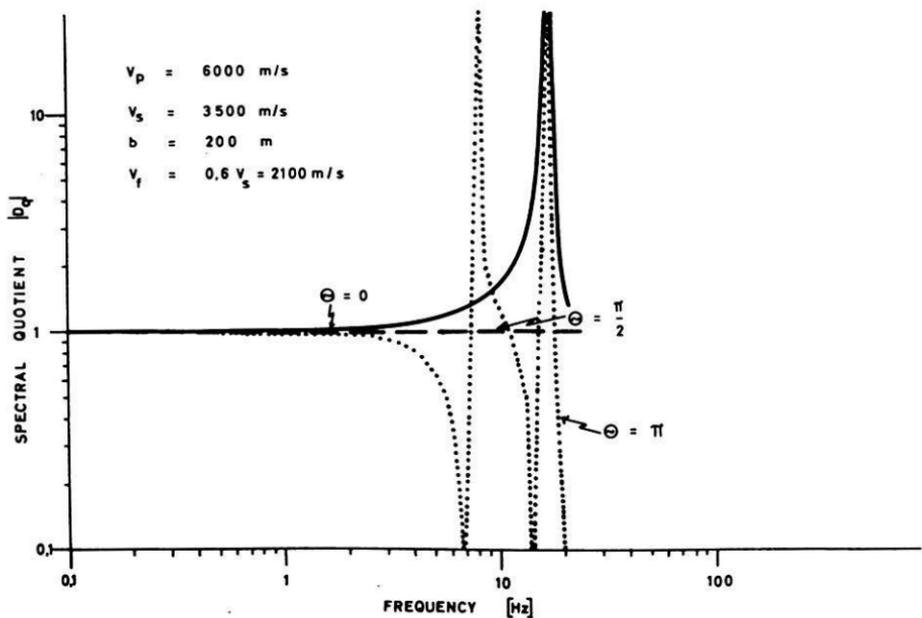


Fig. 2.1: Spectral quotient functions for unilateral fractures with different observation angles of θ .

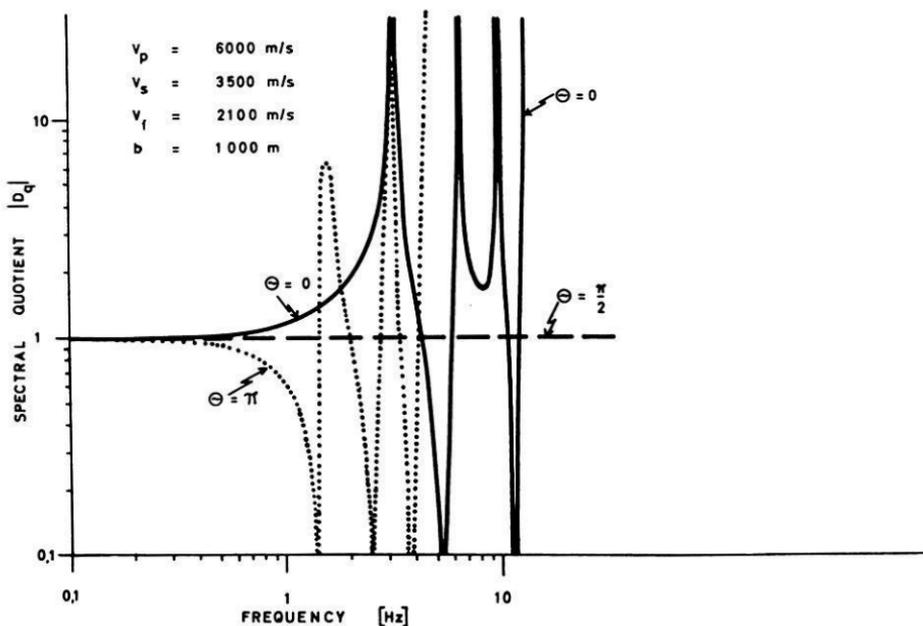


Fig. 2.2: Spectral quotient functions for unilateral fractures with different observation angles of θ .

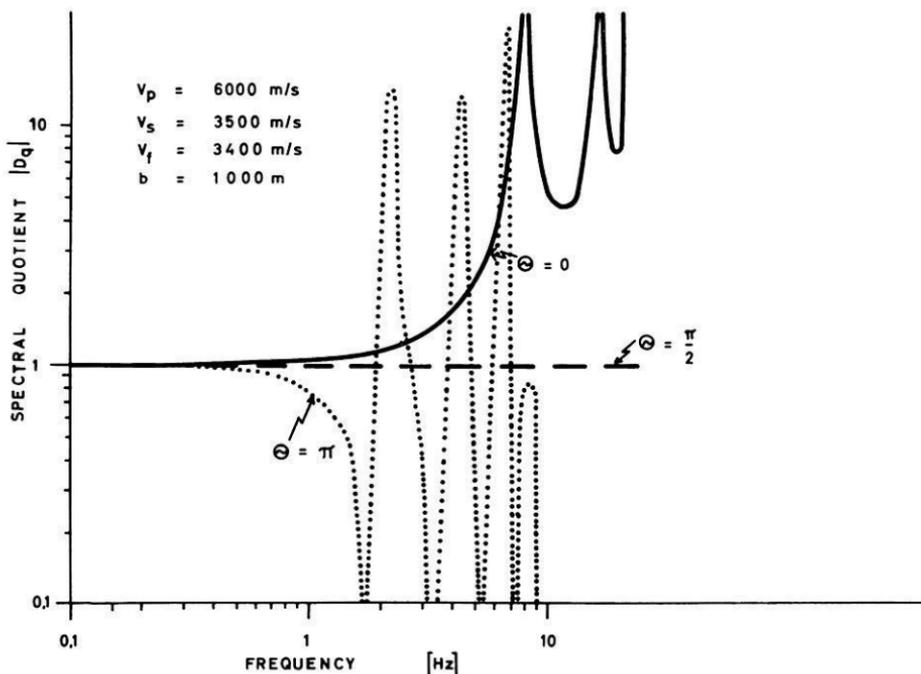


Fig. 2.3: Spectral quotient functions for unilateral fractures with different observation angles of θ .

5.2. The influence of the material absorption on $|D_q(\omega)|$

In BEN-MENACHEM'S directivity function only pulses from corresponding wave groups are compared. The influence of the material absorption on the directivity function can therefore be neglected. However, the function $|D_q(\omega)|$ compares S -pulses against P -pulses, and in general the absorption for S and P will be different. One obtains the effect of the material absorption on $|D_q(\omega)|$, when eq (8) is multiplied by the factor

$$e^{\omega r_0 (1/\nu_P Q_P - 1/\nu_S Q_S)}.$$

Q_P and Q_S are the quality factors for the P - and the S -wave, respectively. For the two cases, for $Q_P = 700$, $Q_S = 400$ and for $Q_P = 700$, $Q_S = 700$ the effect of the absorption on $|D_q(\omega)|$ is shown in Fig 3.1 and Fig 3.2. The quality factors for the earth's crust are not well known but the mentioned values should be at the lower limit. For higher values of Q_P and Q_S , the influence of the material absorption on $|D_q(\omega)|$ is less pronounced. The positions of the poles and zeros of the function are not affected by Q_P and Q_S . We shall see in section 5.4. however, that for non-unilateral fractures $|D_q(\omega)|$ not necessarily will show poles and zeros. Thus the inaccurate known quality

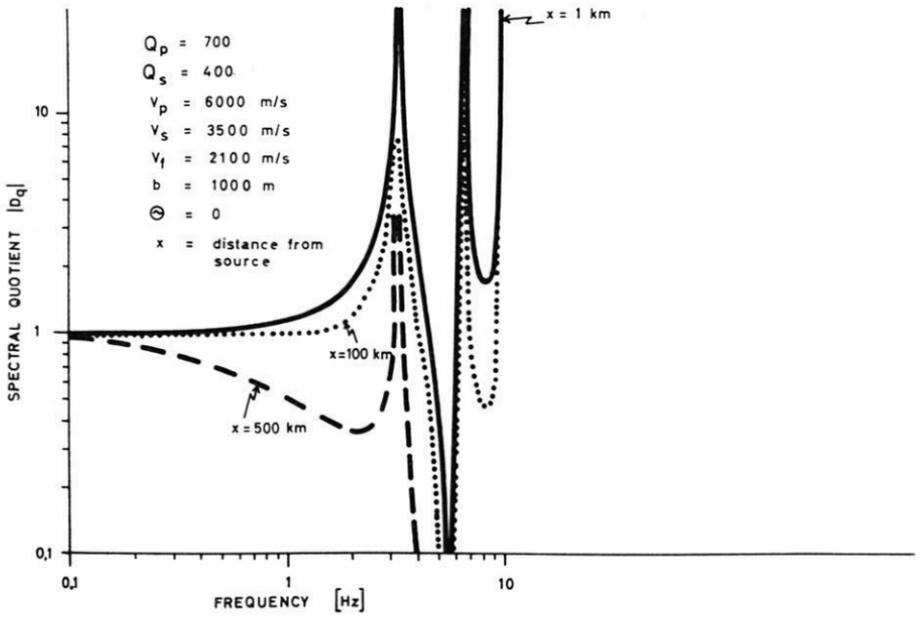


Fig. 3.1: Spectral quotient functions for unilateral fractures with the assumption of material absorption.

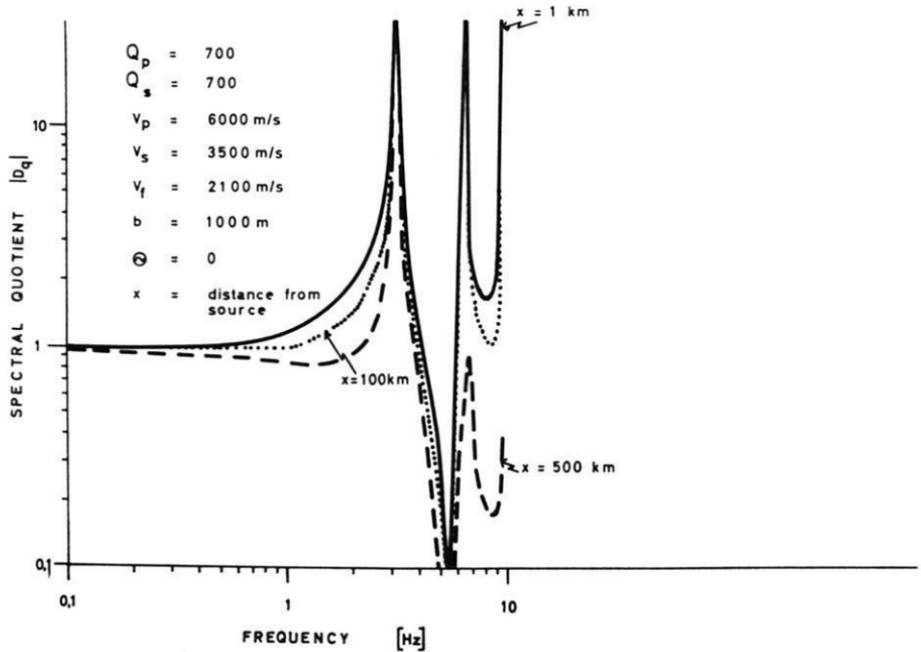


Fig. 3.2: Spectral quotient functions for unilateral fractures with the assumption of material absorption.

factors of the earth's crust limit the usable range of the $|D_q(\omega)|$ function to the condition, that the product

$$(\text{epicentral distance}) \cdot (\text{highest usable frequency})$$

should be less than about 1000 [km Hz].

5.3. Unilateral fractures with non-uniform fracture velocities

The integral in eq (8) cannot be evaluated when v_f is not a constant but an arbitrary function of x . Certainly numerical integration is possible, but another way shall be chosen here. We divide the fault length b into a finite number of point sources. As soon as the fracture front reaches the n -th point source, it shall radiate an elementary seismic pulse with an amplitude following the function $T \cdot \exp(-\sqrt{T})$, where $T = v \cdot t \cdot n_{\max}/b$ and $n_{\max} = 50$ is the selected number of point sources within b [SCHICK 1968a]. The superposition of all elementary pulses at an observation point results in the pulses shown in Fig 4.1 and Fig 5.1, the respective parameters and the fracture velocities as a function of the fracture lengths are shown in Fig 4.2 and Fig 5.2. These figures also show the frequency spectra of the S - and the P -pulses and the corresponding spectral quotient functions $|D_q(\omega)|$. The mean values of the fracture velocities in Fig 2.2, Fig 4 and Fig 5 are all 2100 m/sec, but the peak values of the fracture velocities are different. The peak value in Fig 2.2 is 2100 m/sec (constant fracture velocity), in Fig 4 it is 2400 m/sec and in Fig 5 it is 2750 m/sec. The graphs show, that the ascent of $|D_q(\omega)|$ from $|D_q(\omega)| = 1$ at low frequencies to at least the first singularity of $|D_q(\omega)|$ is essentially determined by the peak values of the fracture velocities and not by their mean values. This must be noticed when comparing the model graphs calculated for a constant fracture velocity with the $|D_q(\omega)|$ -functions obtained from seismic records.

5.4. Bilateral and multilateral fractures with uniform fracture velocities

As a consequence of the finite rupture velocity the earthquake must start at one single point. Thus for the very first moment each earthquake actually may be regarded as a point source. When the earthquake is of the usual double couple type there are two orthogonal planes which are equally predetermined getting "fault-planes". If we again contract the fault planes to fault lines, there exist four possible directions in which the fracture may propagate (Fig 6.3).

The resulting fracture branches will be called b_1, b_2, b_3, b_4 . When three branches have the length zero, we speak of a unilateral fracture. Two opposite branches of zero length result in a bilateral fracture. In the other possible cases we get a multilateral fracture system.

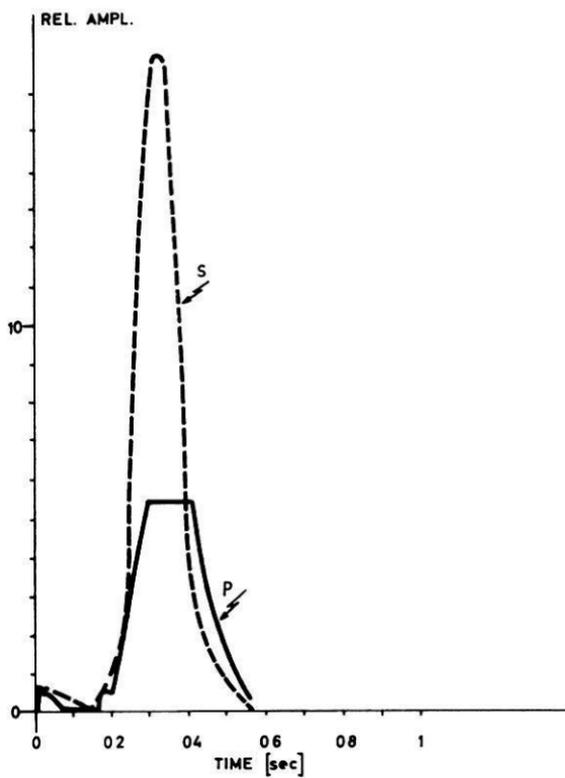


Fig. 4.1:
Pulse shapes of *P* (solid line) and *S* (dashed line) for a unilateral fracture with non-uniform fracture velocity.

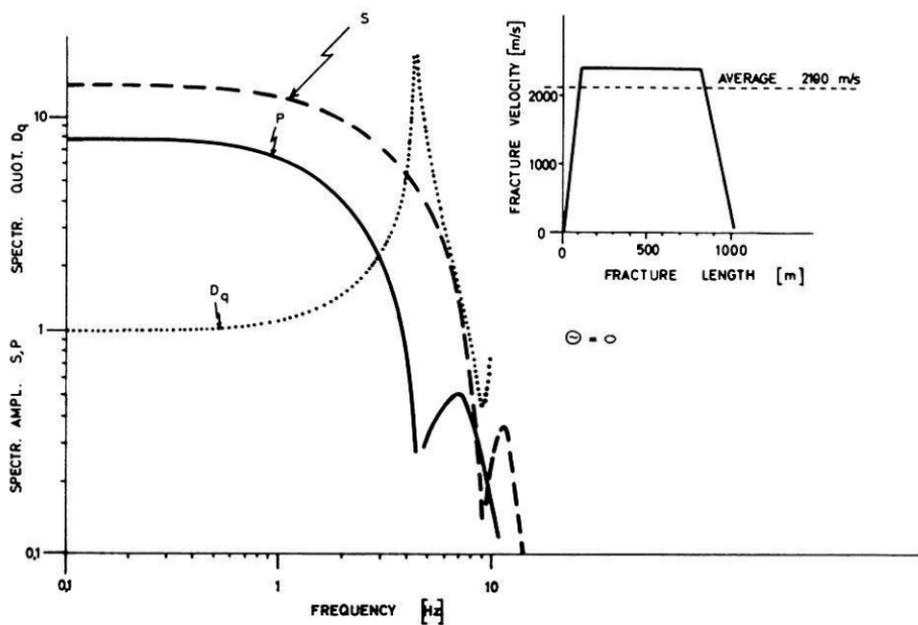


Fig. 4.2: Pulse spectra, spectral quotient function and fracture velocity distribution along the fault length for the pulses shown in Fig. 4.1.

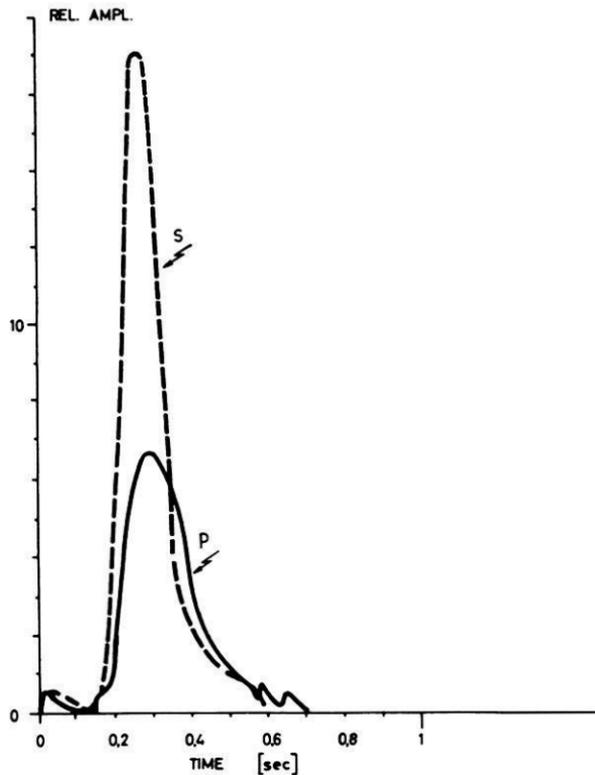


Fig. 5.1:
Pulse shape of *P* and *S* for a unilateral fracture with non-uniform fracture velocity.

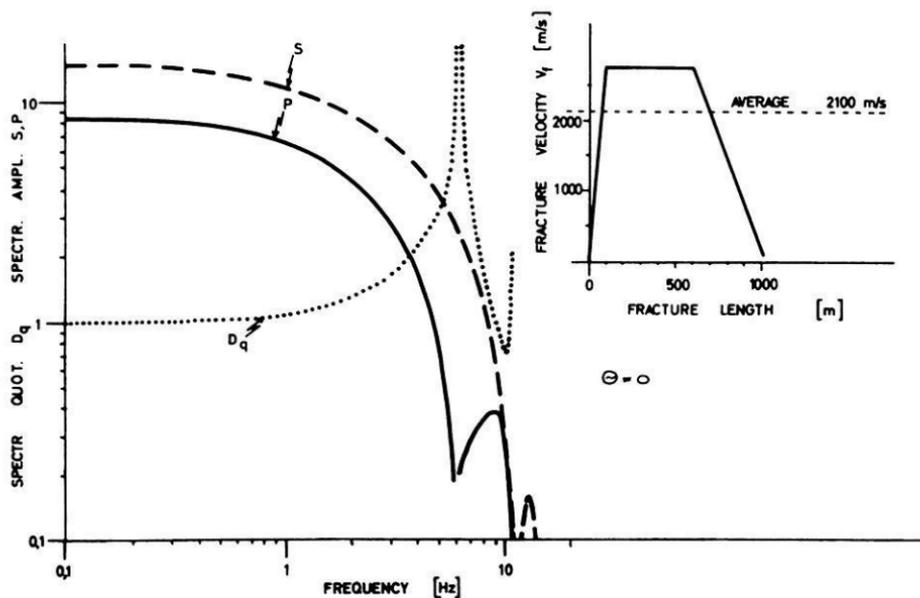
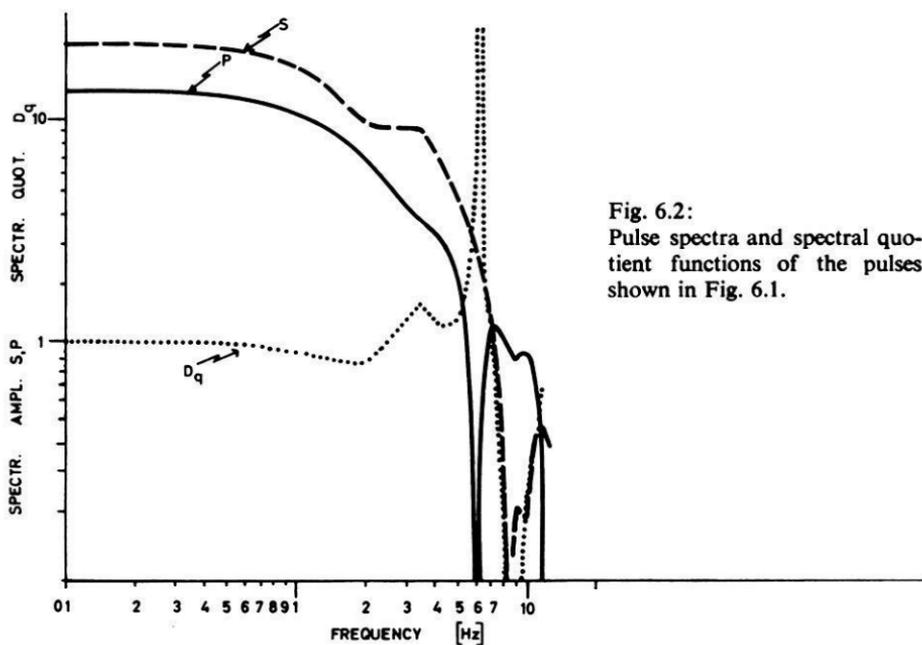
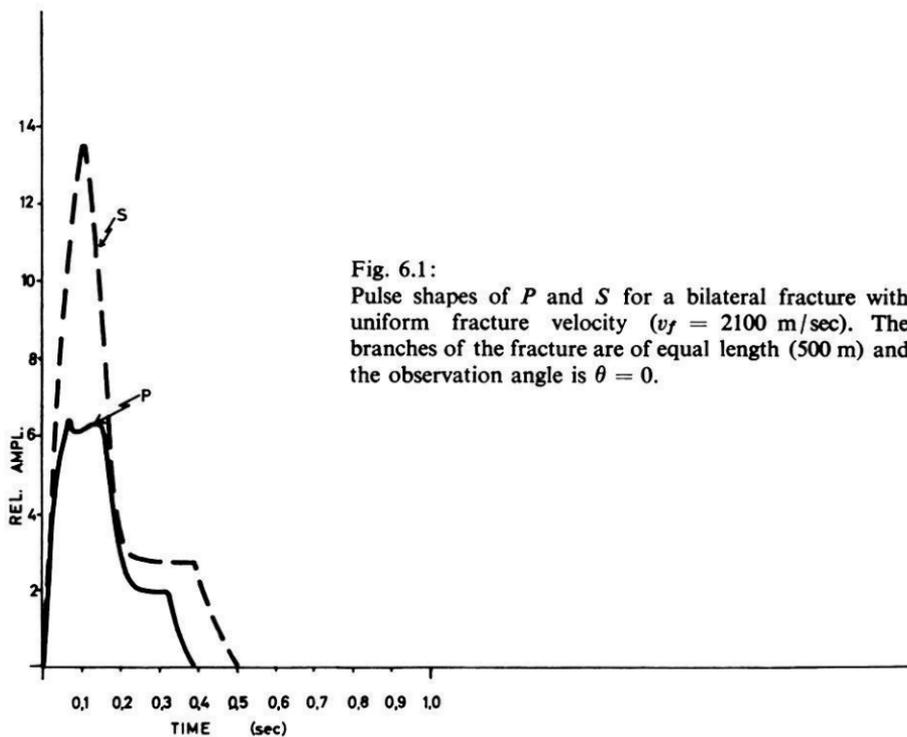
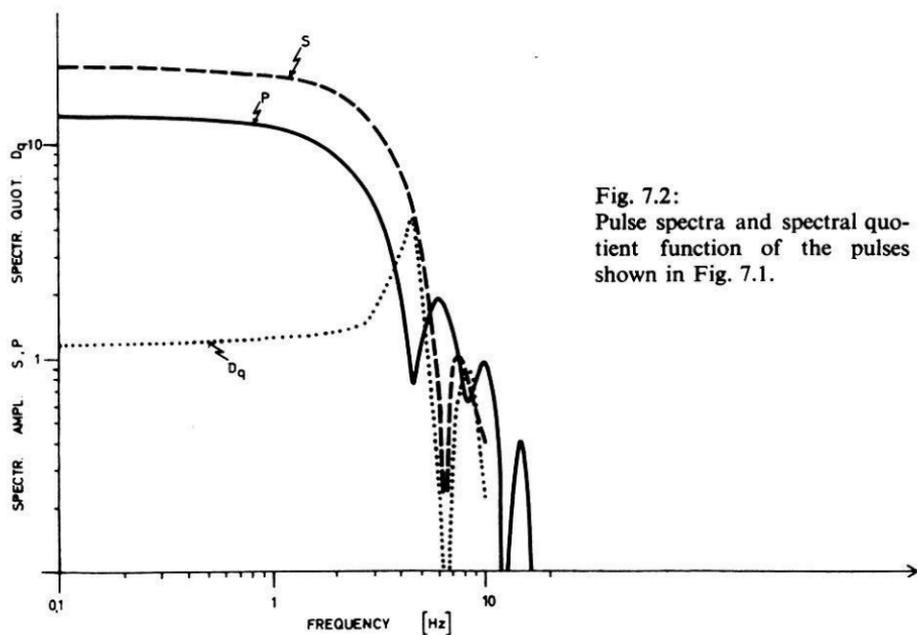
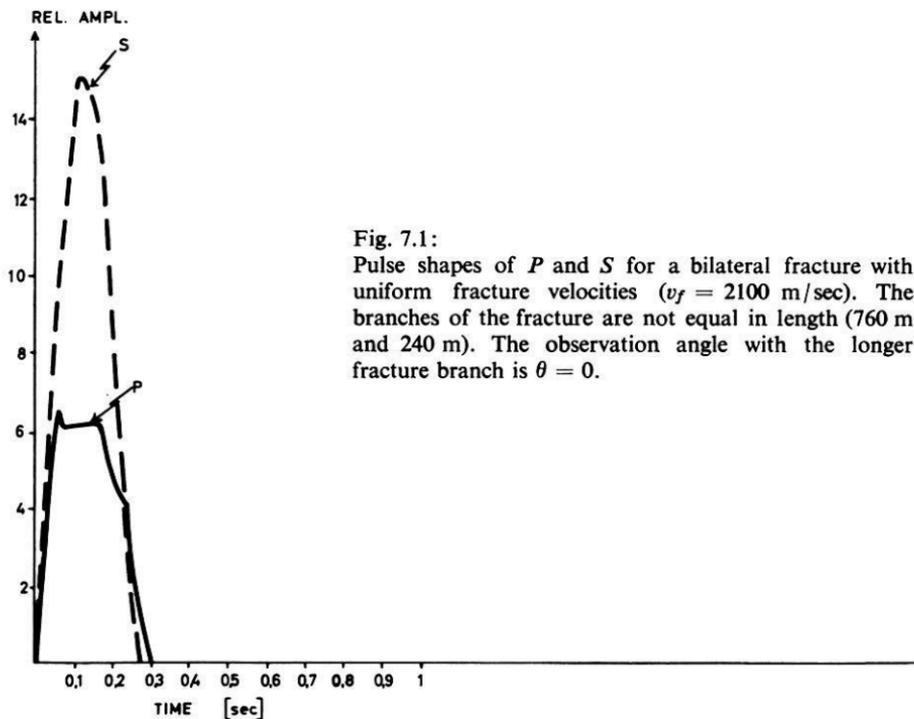


Fig. 5.2: Pulse spectra, spectral quotient function and fracture velocity distribution along the fault length for the pulses shown in Fig. 5.1.





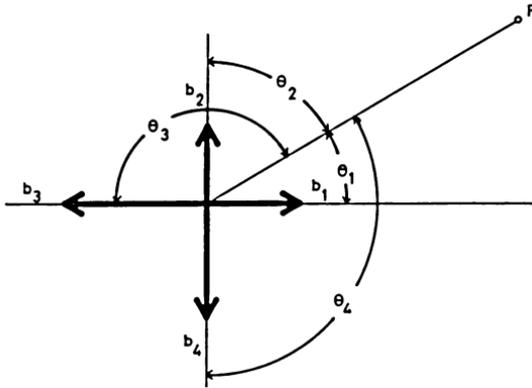


Fig. 6.3: Geometry of a bi- or a multilateral fracture.

In section 2 the unilateral fracture was represented by a superposition of point sources. Now we shall represent the multilateral fracture by a superposition of unilateral fractures. Using eq (6) and the P , S notation described in section 4, we get for the spectral quotient function for a multilateral fracture:

$$D_q = \frac{\sum_{m=1}^4 u_S(b_m, \theta_m)}{\sum_{m=1}^4 u_P(b_m, \theta_m)}. \quad (9)$$

The P - and S -pulses for two bilateral fractures are shown in Fig 6.1 and Fig 7.1. The corresponding frequency spectra and the $|D_q(\omega)|$ -functions are shown in Fig 6.2 and Fig 7.2.

The $|D_q(\omega)|$ -functions for the bilateral—or for the multilateral fractures are well distinguishable from the graphs for unilateral fractures. As a result of the summation terms in eq (9), the $|D_q(\omega)|$ -functions for non-unilateral fractures will in general show no poles and zeros. The maxima and the minima of these spectral quotient functions are smoothed and much less pronounced.

6. Comparison of $|D_q(\omega)|$ model graphs with data from near earthquake records

6.1. The problem of simplification

The representation of an earthquake source by the described one-dimensional model is certainly a very rough simplification. In fact, the mathematical models may rather easily be extended to, say two- or three dimensional ones, but the existing seismogram material is not sufficient to allow a comparison with too much detailed model graphs.

The running off in a larger earthquake is certainly more or less a statistical phenomena, and the recorded seismic pulses are the result of complex time and space functions of the energy release within the source. As the fracture velocity has a finite value, the earthquake must, as earlier mentioned, start at one single point. But from now on, the equations of the fracture or of the energy release front may be random functions, which must not be steady even. Multiple shocks may be the rule, not the exception. Thus with these many variables a large number of model graphs can be found which fit the experimental curves rather well, and the problem is ambiguous. Only in certain cases there seems to be some justification to take model graphs of the described manner and to compare them with the $|D_q(\omega)|$ -functions as obtained from seismograms. Small magnitude earthquakes ($M < 3$) of the strike-slip type seem to possess some characteristic waveforms in their radiated wave pulses. A number of small shocks from the same epicentral region and of comparable shallow focal depths deliver seismic records which are from earthquake to earthquake identical in nearly all details up to the instrumentally limited cut-off frequency of about 10 Hz. It is obvious to try an interpretation of these tremors first.

6.2. $|D_q(\omega)|$ -functions obtained from earthquake seismograms

We shall discuss three small magnitude earthquakes. The epicentral region and the seismograph stations used for the body wave pulses studied in Fig 8.1 (shock nr. 1) and Fig 8.3 (shock nr. 3) are the same as the ones given in an earlier paper [SCHICK 1968a]. Fault plane solutions from both earthquakes are well known and the pluses are from the station Messtetten, which is situated about 20 km south of the epicenter and very close to a nodal line of P . The $|D_q(\omega)|$ -function in Fig 8.2 (shock nr. 3) bases on an earthquake with the focus near Saulgau, the epicentral distance for the used station Ravensburg is about 35 km. The fault plane solution also shows double couple type mechanism, the station Ravensburg being 15 degrees off from one of the P nodal lines.

Earthquake nr. 1:

The waveforms of the P - and S -pulses are within recognition identical, and there is no measurable difference in the frequency spectra of P and S between 0.1 and 10 Hz (Fig 8.1). Furthermore, the spectra are smooth with no deep interference holes. The following explanations are possible:

- a) The fault length of this magnitude 2 shock is less than about 600 m with the fracture velocity close to the shear wave velocity; or less than about 200 m with the fracture velocity about 60% of the shear wave velocity.
- b) The rupture velocity of the fracture is much less than the wave velocity (less than about $0.1 v_S$)
- c) The fault plane is at a right angle to the line epicenter-station ($\theta = 90^\circ$ or $\theta = 270^\circ$)

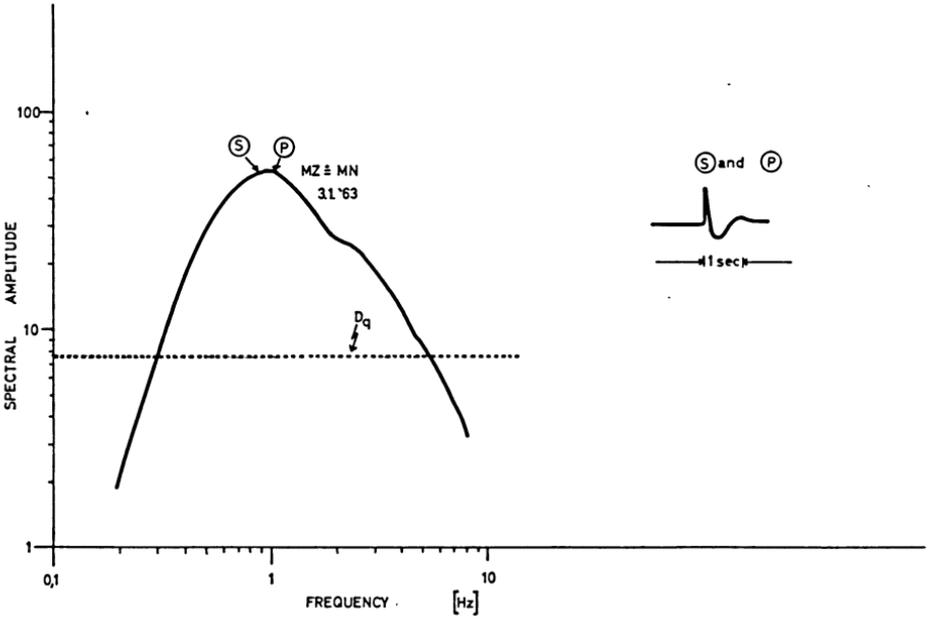


Fig. 8.1: Wave pulses, pulse spectra and spectral quotient function of earthquake nr. 1.

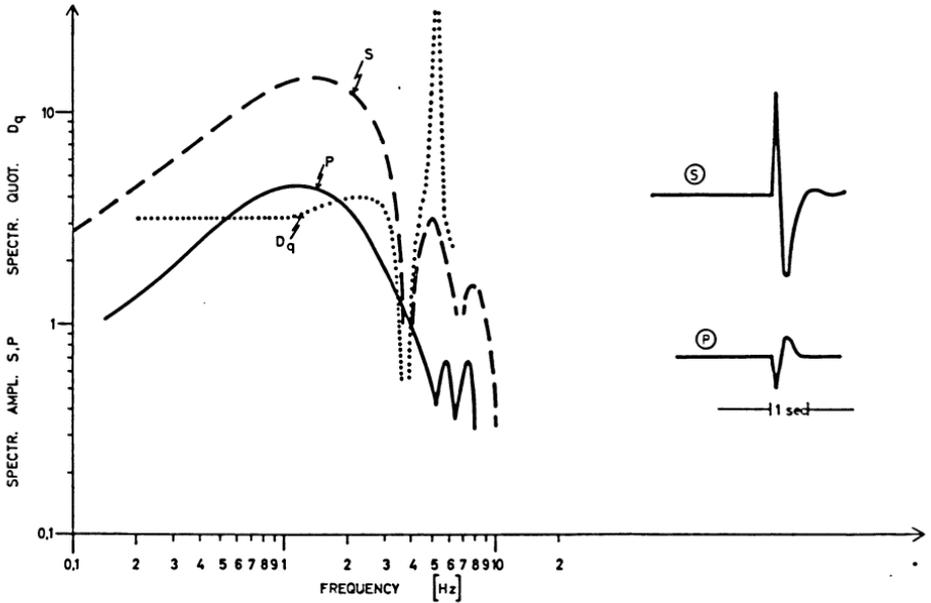


Fig. 8.2: Wave pulses, pulse spectra and spectral quotient function of earthquake nr. 2

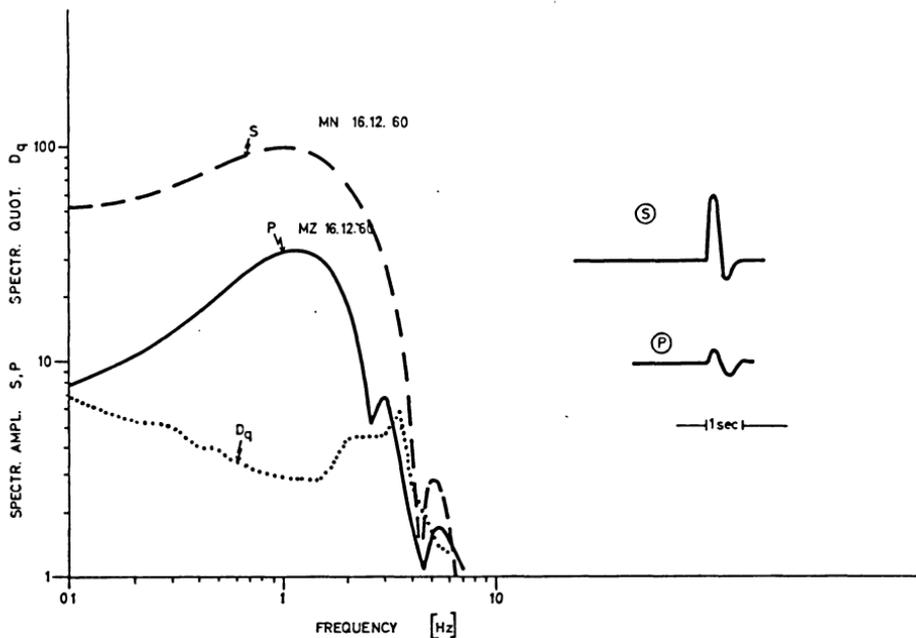


Fig. 8.3: Wave pulses, pulse spectra and spectral quotient function of earthquake nr. 3.

Each of the mentioned points is possible. Point b) however is not very probable, because using BEN-MENAHM's directivity function the author found fracture velocities from similar earthquakes which seem to dominate at about $0.6 v_s$. Nevertheless, it could as well be possible that the reason for the low magnitude of the shock is a low fracture velocity, and not a short fault length. But we have some indications, that there does not exist only an upper limit of the fracture velocity, but also a lower one. The kinetic energy of the wave front seems to have a remarkable influence on the stability of the fracture front, which runs behind the wave front [SCHICK 1968b]. When the wave energy is rather low (as it is the case with a low fracture velocity) the probability that the fracture front comes to a stop is higher than in the case of a high energy wave front.

Whatever the reason may be, the constant $|D_q(\omega)|$ -function shows, that in the studied region the propagation of the waves from the focus to the seismograph station has within 0.1 Hz and 10 Hz no serious influence on the spectral quotient function $|D_q(\omega)|$.

Earthquake nr. 2:

The wave pulses P and S , the corresponding frequency spectra and the spectral quotient $|D_q(\omega)|$ of earthquake nr. 2 are shown in Fig 8.2. The minimum at about 3.7 Hz and the maximum at about 5 Hz in $|D_q(\omega)|$ are sharp and well pronounced,

which may speak for a rather unilateral fracture. Not quite explainable is the slight broad maximum between 2 Hz and 3 Hz. It might originate in a pulse distortion, as the original seismograms had to be corrected to curved recording and they also had to be enlarged before digitizing. One also should not consider more than the first two or three maxima and minima of the $|D_q(\omega)|$ -function, because the bandwidth of the higher frequency spectral lobes becomes small and therefore a little relative shift in the maxima and the minima of the spectra will cause a considerable error in the $|D_q(\omega)|$ -function.

With $v_f = 0.6 v_s$ the shock might have had a fault length of about 500 m, and the rather uniform fracture was moving away from the station Ravensburg.

Earthquake nr. 3:

Though the recorded P and S pulses of earthquake nr. 3 do not look more complicated than those of the shocks discussed before, the $|D_q(\omega)|$ -function does so. No attempt has been made to interpret this $|D_q(\omega)|$ -function. Nevertheless it shows, that shock nr. 3 is of a different type than the shocks nr. 1 and nr. 2.

Accepting non-uniform fracture velocities and unequal long branches of a multi-lateral fracture, one could possibly find a model for which the $|D_q(\omega)|$ -function would fit the experimental function quite well. But it is another question, if this model would possess any physical reality.

7. Earthquake fault lengths as earthquake magnitudes

Fig 9 shows a revised version of the fault length-magnitude relation shown in a previous paper [SCHICK 1968a]. Except for the German earthquakes, all data were compiled from literature. The function $M = 1.9 \lg L + 2.8$ was given by WYSS [1969]. Following a personal communication by SCHNEIDER [1969], the magnitude value of the shock JUL 4, 1943, has been changed from $M = 4$ to $M = 4.5$. The magnitude of the shock Saulgau, MAR 27, 1965, was also determined by SCHNEIDER. There are now a number of hints in seismology which deny the law of similarity for earthquakes of different magnitude. Nevertheless, the few studied earthquakes from Southwestern Germany are with reference to the fault length magnitude relation quite close to the line $M = 2 \lg L + 3.5$, which would actually speak for a similarity. It is not impossible that shallow crustal shocks from one focal region and with similar focal depths indeed are similar to one-another. This would also mean, that the stress drop in such a region is independent on magnitude.

8. Conclusions

For seismotectonic studies it is of importance to know some more source parameters than the usually determined epicenter coordinates, the focal depth, the magnitude and the "fault plane solution", which for the double couple mechanism cannot distinguish between fault plane and auxiliary plane. BEN-MENAHEM's body wave

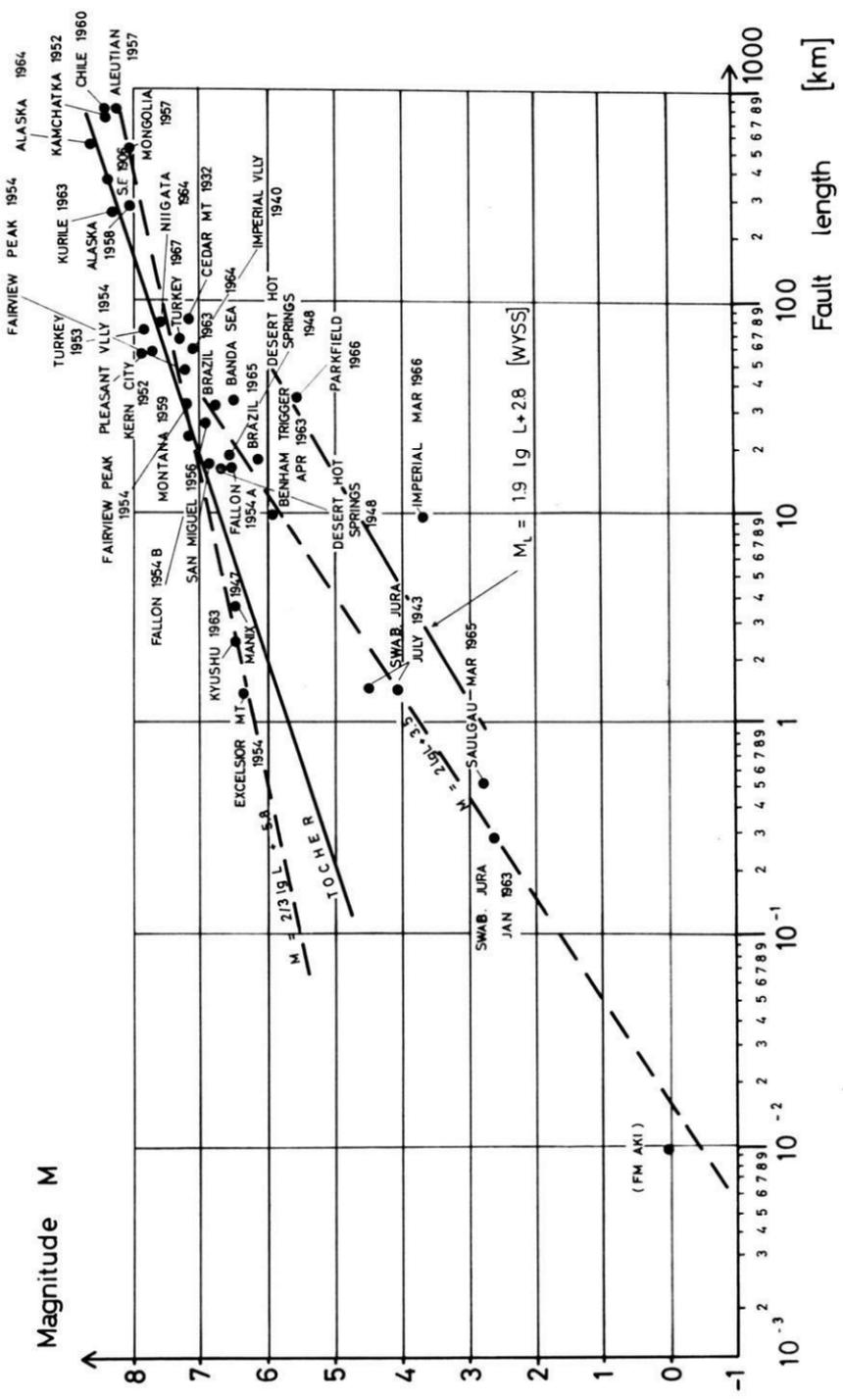


Fig. 9: Relation between magnitude and fault length of earthquakes.

directivity function is a fine and accurate method to study fault lengths and fracture velocities of small earthquakes, but in a number of seismic station networks it is very often not possible to find the required two stations, which have to be

- a) situated diametrically to the focus
- b) as close as possible to a P - nodal line

To separate influences caused by the source parameters b and v_f and also by the wave propagation it is best to use several recording stations, which have different azimuth angles to the fault plane. Then in comparing the $|D_q(\omega)|$ -graphs as obtained from seismograms with model curves one may get the following informations:

- a) if the shock was in relation to the fault plane, the fault length and the fracture velocity a relatively simple or a complex process. In the second case we may not expect that the simple $|D_q(\omega)|$ -function gives information on the source parameters.
- b) in the case of a unilateral or a bilateral fracture we may decide which of the two planes as given by the fault plane solution was the actual fault plane.
- c) if the fracture propagated unilateral or bilateral
- d) in the unilateral case the direction of fracture propagation
- e) some estimates on the fault length and the fracture velocity.

Acknowledgments

I thank Prof. K. STROBACH and Dr. G. SCHNEIDER for reading the manuscript. Some technical assistance in preparing this paper was supported by the Deutsche Forschungsgemeinschaft, Bad Godesberg. The numerical computations could be made at the Computer Center of the University of Stuttgart.

References

- BEN-MENACHEM, A.: Radiation of Seismic Body Waves from a Finite Moving Source in the Earth. *J. Geophys.* 67, 345—350, 1962
- SCHICK, R.: Untersuchungen über die Bruchausdehnung und Bruchgeschwindigkeit bei Erdbeben mit kleinen Magnituden ($M < 4$). *Z. Geophys.* 34, 267—286, 1968a
- : Untersuchungen über mögliche Zusammenhänge zwischen Magnitude und Herdlänge von Erdbeben. Papers presented at the tenth assembly of THE EUROPEAN SEISMOLOGICAL COMMISSION, Leningrad, 1968b (in press)
- SCHNEIDER, G.: Institut für Geophysik der Universität Stuttgart, personal communication, 1969
- WYSS, M.: California Institute of Technology, Pasadena, personal communication, 1969

Briefe an den Herausgeber

Überprüfung der Isostasie durch tiefenseismische Sondierungen

Von U. VETTER und R. MEISSNER, Frankfurt¹⁾

Eingegangen am 3. November 1969

Im Rahmen eines Forschungsvertrages der DFG wurde eine große Anzahl seismischer Messungen im eurasischen Raum ausgewertet.

Bei einem Vergleich von tiefenseismischen Sondierungen (= TSS) zwischen Meßgebieten der UdSSR einerseits und West- und Mitteleuropa andererseits, fällt als wichtigster Unterschied zunächst die Krustenmächtigkeit ins Auge. Während sie in unserem Gebiet nach vielen refraktionsseismischen Beobachtungen eine Mächtigkeit von etwa 30 km aufweist, beträgt sie aufgrund sehr genauer sowjetischer TSS-Messungen unter der Russischen Tafel etwa 45 km, unter dem Baltischen Schild ca. 40 km. Bei gleichem Krustenmaterial wäre also Osteuropa wegen des viel tiefer liegenden dichteren Erdmantels bedeutend leichter, als die später angelagerten Gebiete Westeuropas.

Die seismischen Messungen zeigten jedoch, daß man es in Osteuropa mit Material weit höherer Geschwindigkeit in der Unterkruste zu tun hat, als es in Westeuropa beobachtet wird. Wie Abb. 1 zeigt, besteht im Bereich seismischer Kompressionswellengeschwindigkeiten von 5 bis 8 km/s eine gut ausgeprägte Proportionalität zwischen Geschwindigkeit und Dichte. Also lassen sich aus genauen Geschwindigkeits-Tiefenkurven Hinweise auf die Gewichte einzelner Krustenteile gewinnen. Dies sei am Beispiel der Abb. 2 erläutert. Im oberen Teil der Darstellung sind zwei Dichteverteilungen gezeichnet, von denen eine einer höher liegenden Mohorovičić-Diskontinuität (etwa Westeuropa), die andere einer tiefer liegenden (etwa Russische Plattform) entspricht. Wenn die beiden von den $\rho(z)$ -Kurven geschnittenen Flächen gleich groß sind, so besitzen die beiden Krustenabschnitte gleiches Gewicht und infolgedessen Isostasie, wenn gleich dichtes Mantelmaterial vorausgesetzt wird. Diese Isostasie kommt dadurch zustande, daß über einer höher liegenden Mohorovičić-Diskontinuität Material mit geringerer Dichte liegt. Wegen der erwähnten Proportionalität zwischen

¹⁾ Dipl.-Geophys. Ute VETTER und Prof. Dr. R. MEISSNER, Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität, 6 Frankfurt/Main, Feldbergstr. 47.

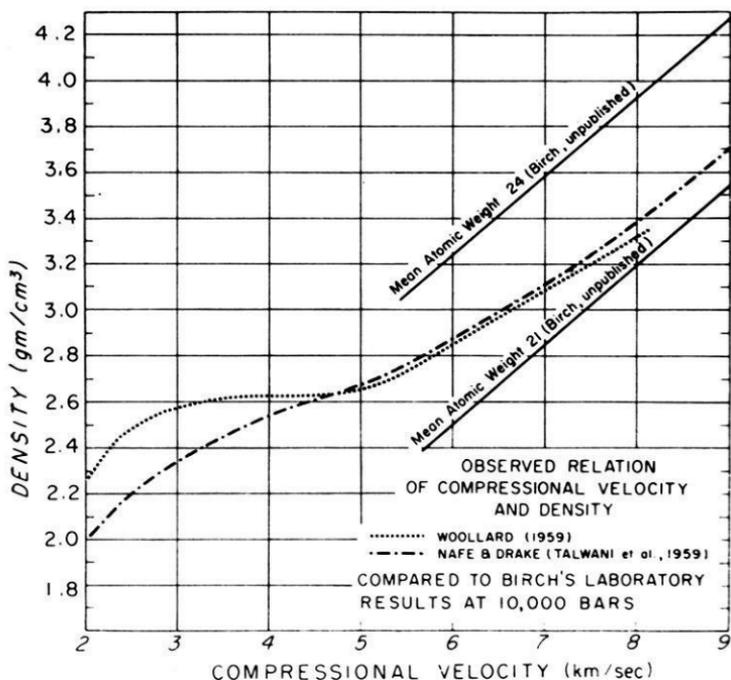
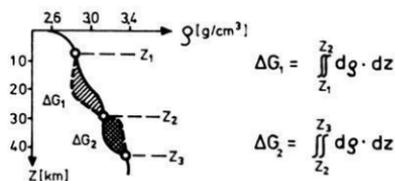
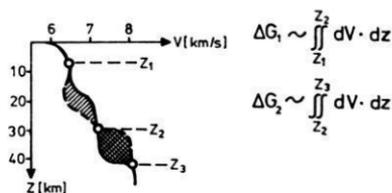


Abb. 1: Empirischer Zusammenhang zwischen Kompressionalwellen-Geschwindigkeit und Dichte, verglichen mit Laborversuchen von Birch bei 10000 bar.



Für $\rho \sim V$ gilt



$\Delta G_1 > \Delta G_2 \rightarrow$ Positive Schwere in Gebiet 1

$\Delta G_1 = \Delta G_2 \rightarrow$ Isostasie

$\Delta G_1 < \Delta G_2 \rightarrow$ Positive Schwere in Gebiet 2

Abb. 2: Zur Prüfung der Isostasie.

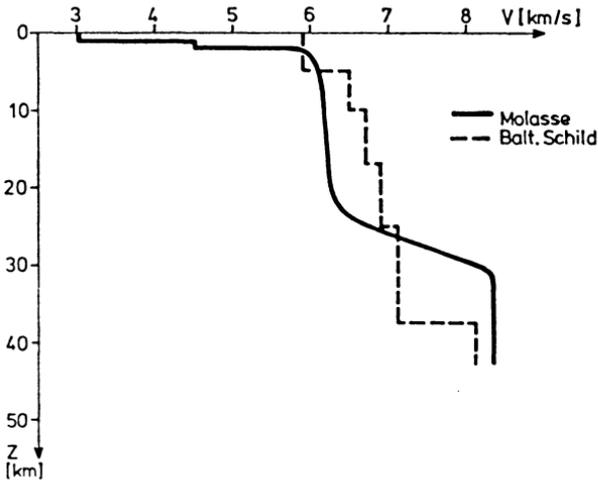


Abb. 3: $V(z)$ -Kurven der Molasse und des Baltischen Schildes.

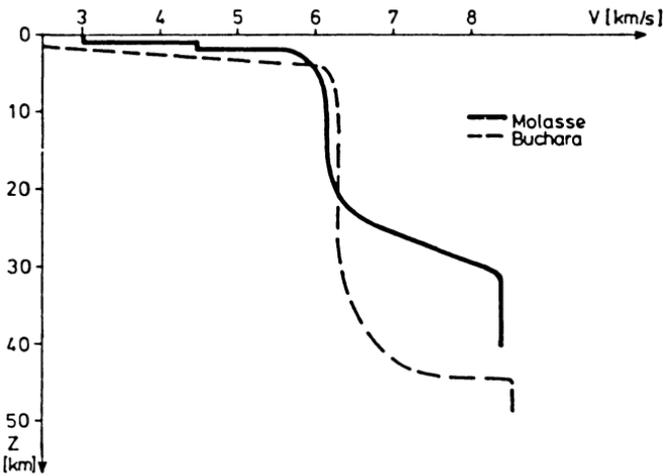


Abb. 4: $V(z)$ -Kurven der Molasse und des Buchara-Sedimenttroges.

Dichte und Geschwindigkeit läßt sich die gleiche Aussage auch aus dem unteren Teil der Abb. 2 herleiten, in dem zwei Geschwindigkeits-Tiefen-Verteilungen, entsprechend den Krustenverhältnissen im oberen Teil der Darstellung, verglichen werden. Bei großer Ungleichheit der Kurven oder der geschnittenen Flächen muß auf starke Abweichungen von der Isostasie geschlossen werden.

Da die $V(z)$ -Kurven in West- und Mitteleuropa (mit Ausnahme der Bereiche junger Faltengebirge) alle sehr ähnlich sind, wurde eine von ihnen — die der Molassemessungen aus dem Jahre 1964 — als Bezugsfall mit einer Anzahl in der UdSSR gewonnener Kurven verglichen. Abb. 3 zeigt den Vergleich zwischen den Kurven für den Baltischen Schild und für die bayrische Molasse. Man beobachtet eine Überschneidung der $V(z)$ -Kurven; die überschrittenen Flächen sind etwa gleich groß, es herrscht Isostasie. West- und Mitteleuropa haben sich an den alten osteuropäischen Block offenbar isostatisch angelagert. Die hohen Geschwindigkeitswerte in der Kruste des Baltischen Schildes deuten auf mächtige Pakete basischen Materials innerhalb der Unterkruste.

Geologisch junge Strukturen weichen dagegen in großem Maße von diesem Bild ab, wie in mehreren Untersuchungsgebieten beobachtet werden konnte. Besonders auffällig zeigt sich dies im Bereich des jungen Bucharas-Sedimenttroges (Abb. 4) und der gleichfalls jungen Fergana-Depression oder der Kaspischen Senke. Hier treten starke Abweichungen im Kurvenverlauf auf, so daß eine isostatische Einstellung dieser jungen Senke an die alten Blöcke (noch) nicht erfolgt ist.

Ganz allgemein scheinen geringe Krustenmächtigkeiten mit leichterem Material verbunden zu sein, wie vorläufige Auswertungen aus dem Bereich von Paläoeuropa (Norwegen) und Neoeuropa (Ungarische Tiefebene) zeigen. Damit würde die alte geologische Theorie der Zunahme sialischen Materials bestätigt: Während die Kerne der Kontinente aus mächtigen Lagen primären gabbroiden Materials aufgebaut sind, haben sich in den angelagerten Randgebieten vorwiegend sialische Komplexe gebildet. Je jünger die Anlagerung, desto mehr Sial hat sich durch die Vorgänge der Abtragung, Sedimentation, des Vulkanismus und der Metamorphisierung gebildet.

Zur Zeit werden ausführliche Untersuchungen durchgeführt, welche die angeführten Beispiele erweitern und die geschilderte Theorie durch $V(z)$ -Kurven aus allen Teilen Eurasiens stützen sollen.

Literatur

- MEISSNER, R.: Vergleiche seismischer Weitwinkelmessungen in der UdSSR und im bayrischen Molassebecken. Ztschr. f. Geophysik 33, 439—451, 1967
- : Einheitliche Interpretation seismischer Feldmessungen. DFG-Bericht Me 335/1, unveröff., 1969
- VETTER, U. und R. MEISSNER: Vergleiche tiefenseismischer Messungen auf dem eurasischen Kontinent. Vortrag a. d. Tagung d. DGG, Salzburg, Okt. 1969
- WOOLLARD, G. P.: Crustal structure from gravity and seismic measurements. Journ. Geophys. Res. 64, 1521—1544, 1959

Briefe an den Herausgeber

Über die Struktur des Reykjanes-Rückens nach den Ergebnissen reflexionsseismischer Messungen¹⁾

On the Structure of the Reykjanes-Ridge after the Results of Seismic Reflection Measurements

Von K. ARIÇ, Hamburg²⁾

Eingegangen am 8. November 1969

Im Frühjahr 1966 wurde mit dem FS „Meteor“ im Rahmen einer Forschungsreise des Deutschen Hydrographischen Institutes u. a. ein reflexionsseismisches Programm durchgeführt. Das Ziel war die Erforschung der tieferen Erdkruste; insbesondere des sog. „anormalen“ Mantels, dessen Mächtigkeit und seismische Geschwindigkeit für das ozeanische Rückensystem charakteristisch ist.

Der Reykjanes-Rücken wurde von dem deutschen Forschungsschiff „Meteor“ in den Jahren 1929, 1930 entdeckt. Die geographische Lage geht aus Abb. 1 hervor. Durch die Vermessungsfahrten von „Gauss“ und von „Anton Dohrn“ wurde die Topographie des Meeresbodens weitgehend erforscht [ULRICH 1960]. Der Reykjanes-Rücken unterscheidet sich von dem Mittel-Atlantischen-Rücken einerseits morphologisch durch das Fehlen von Scheitelgraben und andererseits seismisch durch die geringere Anzahl der Erdbebenherde. Die Kammlinie des Rückens verläuft in diesem Gebiet in einer Tiefenlinie von 1500 m. Hier kommen außerdem höhere Wärmeflußwerte vor. Die Kammregion bildet in morphologischer, magnetischer und gravimetrischer Hinsicht eine Symmetrieachse. Das Reflexionsprofil erstreckt sich von SP 1 (Schußpunkt Nr. 1) bis SP 119 und hat eine Länge von ca. 120 km. Die Profile E-3, E-4, F-10 weisen auf die refraktionsseismischen Messungen des Lamont Geological Observatory hin. Von den Amerikanern wurden in der Höhe von „AD II“ aeromagnetische Untersuchungen vorgenommen.

¹⁾ Vortrag gehalten am 2. Oktober 1969 bei der Physikertagung in Salzburg.

²⁾ Dipl.-Geophys. K. ARIÇ, Institut für die Physik des Erdkörpers der Universität Hamburg, 2 Hamburg 13, Binderstr. 22.

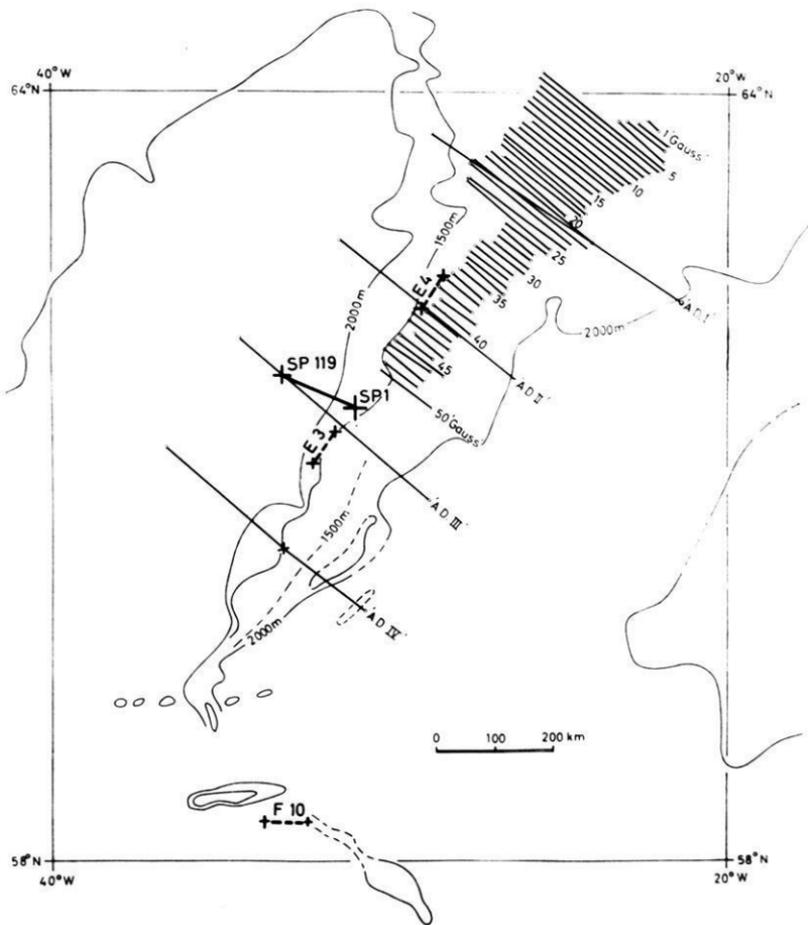


Abb. 1: Tiefenkarte des Reykjanes-Rückens. — Bathymetric chart of the Reykjanes Ridge.
Seismische Profile, Echolot Profile. — Seismic profiles, echo sounder profiles.

Eine Darstellung des Krustenmodells zeigt die Abb. 2. Die verschiedenen Arten der Multiplenreflexionen und die der Blubbereinsätze wurden eliminiert. Die Horizonte F und H und vor allem die tieferen Horizonte N, S und T treten auch in Häufigkeitsverteilungskurven als deutliche Spitzen besonders hervor. Der obere Teil des Modells bis einschließlich F stimmt nach Verlauf und Tiefe erstens mit den Ergebnissen der Refraktionsseismik überein [EWING and EWING 1959; LE PICHON, HOUTZ, DRAKE and NAFE 1965], und zweitens befriedigt das Modell die Befunde der aeromagnetischen Messungen [HEIRZLER, LE PICHON, BARON 1966]. Es steht außerdem im Einklang

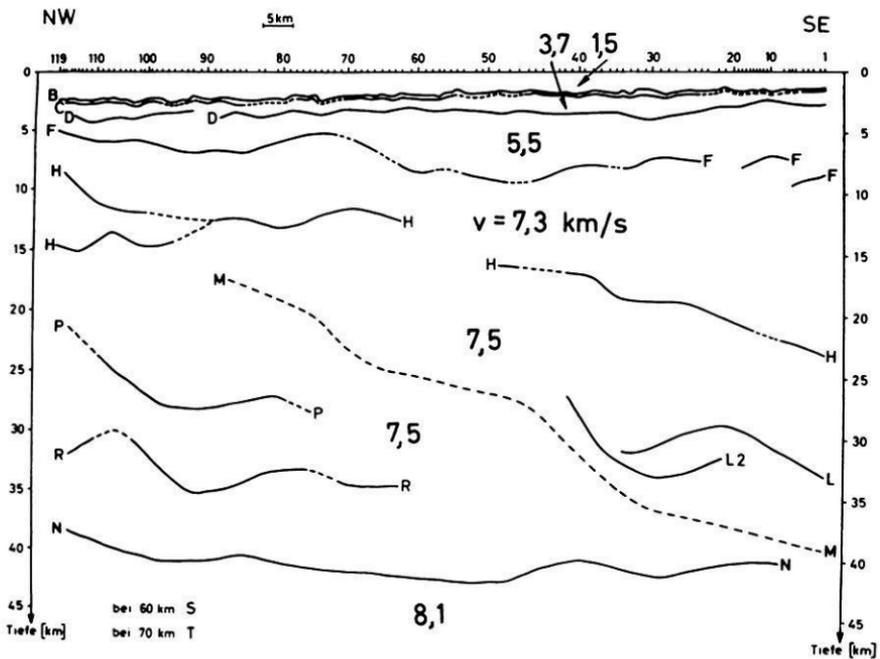


Abb. 2: Krustenmodell (Überhöhung 2:1). — P-Wellen Geschwindigkeiten.
Crustal Section (Exaggeration 2:1). — P-Waves velocities.

mit der Deutung der höheren Wärmeflußwerte [NASON and LEE 1964]. Die Schicht BC besteht aus lockeren Sedimenten. Die Schichten CD und DF bilden nach Nordwesten hin ein dünner werdendes vulkanisches Deckgebirge. Das mächtige Schichtpaket von F bis N mit zahlreichen, häufig gestörten Horizonten H, L, M, P und R wurde als Mischkruste gedeutet. Der durchgehend beobachtete Horizont N stellt die Grenze des „anormalen“ und die des „normalen“ Mantels dar. Das Gesamtmodell, hauptsächlich mit den Horizonten B, F, H und N steht in Übereinstimmung mit einem aus gravimetrischen und den o. g. refraktionsseismischen Daten berechneten Krustenschnitt [TALWANI, LE PICHON, EWING 1965]. Die späteren Reflexionen bei S und bei T stammen wahrscheinlich aus dem Bereich des oberen Erdmantels.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danke ich für die finanzielle Unterstützung, dem Deutschen Hydrographischen Institut für die Einladung zu dieser Reise.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. H. MENZEL.

Literatur

- EWING, J. I. and M. EWING: Seismic Refraction Measurements in the Atlantic Ocean Basins, in the Mediterranean Sea, on the Mid-Atlantic Ridge and the Norwegian Sea. *Bull. Geol. Soc. Am.*, 70, 291—318, 1959
- HEIRZLER, J. R., X. LE PICHON, J. G. BARON: Magnetic Anomalies over the Reykjanes Ridge. *Deep Sea Res.*, 13 (3), 427—443, 1966
- LE PICHON, X., R. E. HOUTZ, C. L. DRAKE and J. E. NAFE: Crustal Structure of the Mid-Ocean Ridge., 1, Seismic Refraction Measurements. *J. Geophys. Res.*, 70 (2), 319—339, 1965
- NASON, R. D. and W. H. K. LEE,: Heatflow Measurements in the North Atlantic, Caribbean and Mediterranean. *J. Geophys. Res.*, 69 (22), 4875—4883, 1964
- TALWANI, M., X. LE PICHON, M. EWING: Crustal Structure of the Mid-Ocean Ridge, 2, Computed Model from Gravity and Seismic Refraction Data. *J. Geophys. Res.*, 70 (2), 341—352, 1965
- ULRICH, J.: Zur Topographie des Reykjanes-Rückens. *Kieler Meeresforschungen*, 16 (2), 155—163, 1960



In memoriam FRIEDRICH BURMEISTER

Am 23. März 1969 verschied unerwartet FRIEDRICH BURMEISTER, Abteilungsdirektor i. R., drei Tage vor seinem goldenen Doktor-Jubiläum, das mit der Erneuerung der Urkunde feierlich begangen werden sollte.

Geboren wurde FRIEDRICH BURMEISTER am 7. September 1890 als Sohn eines Arztes in Stettin, wo er auch zur Schule ging und 1910 am Stadtgymnasium die Reifeprüfung bestand. Er studierte Naturwissenschaften in Berlin und München. Am 26. März 1919 wurde er bei HUGO VON SEELIGER mit einer Arbeit über das Dreikörperproblem an der Ludwig-Maximilian-Universität zu München promoviert. Er arbeitete zunächst als Assistent und ab 1920 als Observator an der Sternwarte in München mit der Aufgabe, das erdmagnetische Observatorium zu betreuen. 1946 wurde BURMEISTER Abteilungsdirektor. Ab 1950 hatte er einen Lehrauftrag bei der Technischen Hochschule in München inne. Am 1. September 1957 trat FRIEDRICH BURMEISTER nach 39jähriger, äußerst fruchtbarer Arbeit im Bayerischen Staatsdienst in den Ruhestand.

Als BURMEISTER das im Verfall begriffene erdmagnetische Observatorium übernahm, fand er die von MESSERSCHMITT als Fragment hinterlassene Vermessung von Bayern sowie die seit 1909 unbearbeiteten Observatoriumsbeobachtungen vor. Er bearbeitete und veröffentlichte das Material in wenigen Jahren. Seine vorzüglichen Kenntnisse in der astronomischen Meßtechnik sowie das ihm eigene Einfühlungsvermögen befähigten ihn, sich rasch in die ihm vorher unbekannte geomagnetische Meßtechnik einzuarbeiten. Rat und Anregung fand er in Potsdam bei Geheimrat ADOLF SCHMIDT und dessen Mitarbeitern OSWALD VENSKE, RICHARD BOCK und GERHARD FANSELAU. Den beiden letztgenannten war er in Freundschaft verbunden.

Als BURMEISTERS bedeutendste Leistung ist wohl der Bau des Erdmagnetischen Observatoriums Fürstfeldbruck zu bezeichnen. Nach fast zwei Jahrzehnten mühevollen und unbefriedigenden Arbeitens in München und Maisach konnte er im Jahre 1938 das nach seinen Plänen etwa zwei Kilometer östlich der Stadt Fürstfeldbruck erbaute Observatorium beziehen. In den zwanzig Jahren, die es ihm vergönnt war, hier zu wirken, baute er das Observatorium mit geringen Mitteln zu einer mustergültigen Forschungsstätte aus.

Bemerkenswert sind auch BURMEISTERS Beiträge zur Kenntnis des geomagnetischen Feldes im Süddeutschen Raum. Seine Vermessungstätigkeit begann 1927 in der Rheinpfalz mit der Ausfüllung von Lücken der Lamontschen und Neumeyerschen Vermessung. 1934/35 beobachtete er an mehr als 200 Punkten der Reichsvermessung, an deren Planung er maßgeblich beteiligt war. Er besorgte auch die statistische Bearbeitung des umfangreichen Materials. In den letzten zehn Jahren seiner Amtszeit führte er die seit langer Zeit geplante geomagnetische Vermessung von Bayern durch, wobei er an mehr als 700 Punkten beobachtete. BURMEISTERS Vermessungen sind vorbildlich in Anlage, Durchführung und Bearbeitung. Das Feldinstrumentarium hielt er durch ständige Ergänzung stets auf dem neuesten Stand der Technik.

Ausdauer und Fleiß befähigten BURMEISTER, als Einzelgänger, der er Zeit seines Lebens war, ein großes Arbeitspensum zu bewältigen. Seine ausgefeilte Beobachtungstechnik und Gewandtheit in der Verarbeitung umfangreichen Zahlenmaterials kamen ihm dabei zur Hilfe. Die Ergebnisse seiner Beobachtungen hat er in 24 Arbeiten veröffentlicht.

BURMEISTER blieb auch im Ruhestand aktiv. Während der ersten Jahre bearbeitete er die Vermessung II. Ordnung von Bayern. Noch kurz vor seinem Tode führte er eine umfangreiche Ausgleichung von Beobachtungsdaten durch. Er hat stets regen Anteil an der wissenschaftlichen Entwicklung genommen. Seine häufigen Besuche im Observatorium gaben Anlaß zu fruchtbaren Diskussionen, aber auch Gelegenheit, einen Blick in die Vergangenheit zu tun, die er dank seines hervorragenden Gedächtnisses in allen Einzelheiten lebendig werden lassen konnte.

Es entsprach ganz BURMEISTERS Wesensart, im Verborgenen zu wirken. Die Anerkennung durch seine Fachkollegen, die ihm in reichem Maße zuteil wurde, war ihm ausreichend. Die Bayerische Akademie der Wissenschaften ehrte ihn 1950 mit der silbernen Medaille „*bene merenti*“. BURMEISTER war Gründungsmitglied der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft, der er bis zu seinem Tode angehört hat.

Obwohl seine Arbeit ihm Lebenszweck und -erfüllung bedeutete, war er weit davon entfernt, ein Sonderling zu sein. Mit großer Aufmerksamkeit nahm er am öffentlichen Leben Anteil. Eine Reihe von Jahren war er Stadtrat in Fürstfeldbruck. Im Kreise von gleichgesinnten Freunden und Bekannten offenbarte sich sein abgeklärter, gelegentlich bissiger Humor und seine gründliche humanistische Bildung. Wir werden FRIEDRICH BURMEISTER nicht vergessen.

K. WIENERT

Thesaurus Mathematicae

Neudrucke wichtiger mathematischer Werke

Reprints of important mathematical works

Band 1: E. HEINE

Handbuch der Kugelfunctionen. Theorie und Anwendungen.
2nd, revised edition. 2 in 1 Volume. 1887–1881. Reprint 1961. XVI, 484 and
XII, 380 pages. Cloth bound DM 78.– (\$ 19.50)

Band 2: H. MINKOWSKI

Diophantische Approximationen. Eine Einführung in die
Zahlentheorie.
1907. Reprint 1961. 235 pages. Cloth bound DM 27.– (\$ 6.75)

Band 3: M. CHASLES

Traité des section coniques faisant suite au traité
de géométrie supérieure.
Part I (all published). 1865. Reprint 1962. XII, 368 pages. Cloth bound
DM 56.– (\$ 14.–)

Band 4: K. WEIERSTRASS

**Formeln und Lehrsätze zum Gebrauch der elliptischen
Funktionen.**
Ed. by H. A. Schwarz. 2. edition. 1893. Reprint 1962. 96 pages. Cloth bound
DM 22.– (\$ 5.50)

Band 5: C. F. GAUSS

Abhandlungen zur Methode der kleinsten Quadrate.
VIII, 208 pages. 1887. Reprint 1964. Cloth bound DM 26.– (\$ 6.50)

Band 6: H. HASSE

Vorlesungen über Klassenkörpertheorie.
1967. 275 pages. Cloth bound DM 90.– (\$ 22.50)

Band 7: A. CLEBSCH u. P. GORDAN

Theorie der Abelschen Functionen.
1866. Reprint 1967. 333 pages. Cloth bound DM 48.– (\$ 12.–)



Physica-Verlag · Würzburg-Wien



» JOURNALFRANZ «

ARNULF LIEBING oHG

87 WÜRZBURG, WERNER-VON-SIEMENS-STRASSE 5

TELEFON 54020 · GERMANY

**Wir kaufen ständig
wissenschaftliche Zeitschriften
aus allen Gebieten
zur Zeit suchen wir besonders:**

Gerlands Beiträge zur Geophysik

Band 34—53 oder ähnliche Reihe

Zeitschrift für Geophysik

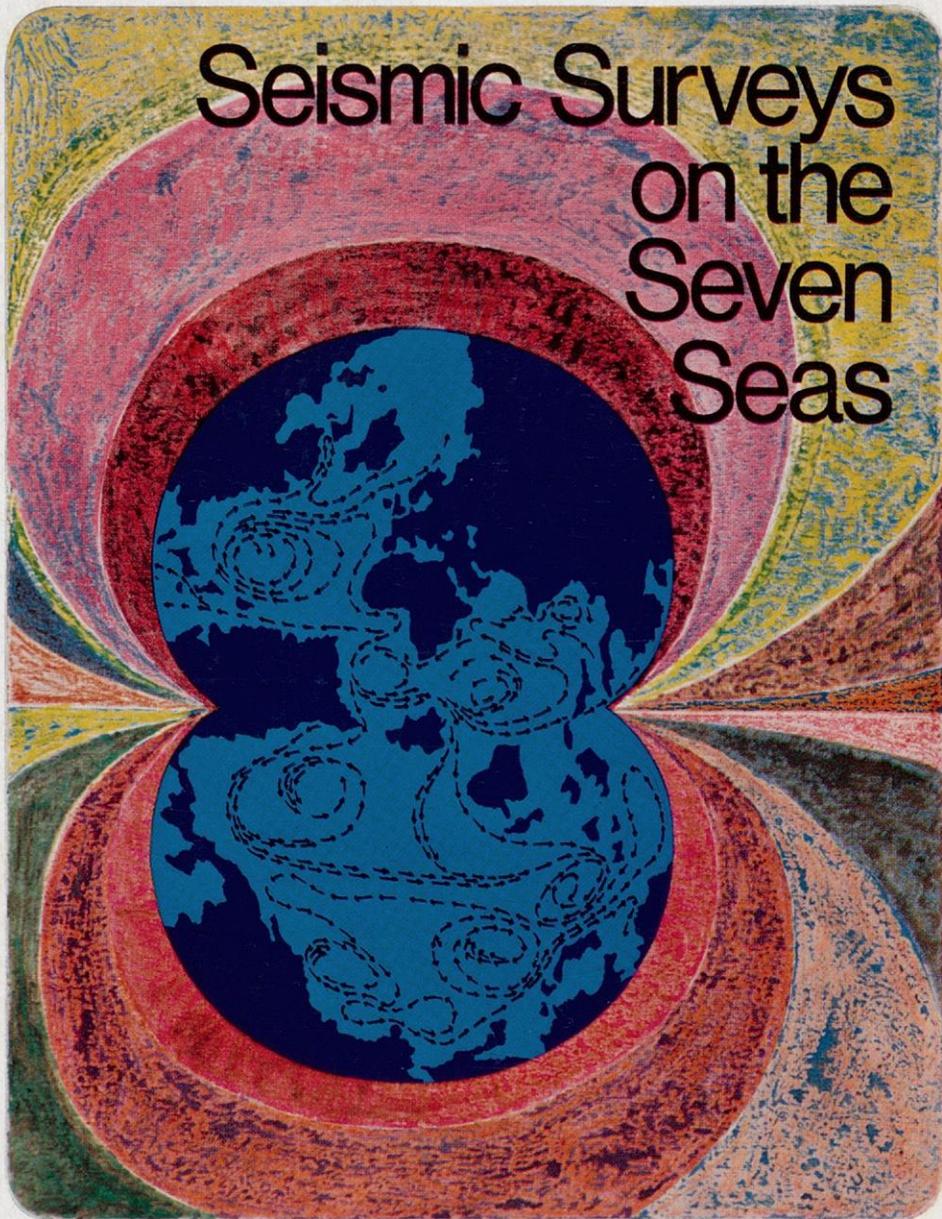
Alles, besonders die Bände 1—19, 22 und 24—25

Beiträge zur angewandten Geophysik

Möglichst vollständige Reihe

**Angebote auf weitere Titel
sind uns jederzeit willkommen
Bitte senden Sie uns
auch Ihre Desideratenliste**

Seismic Surveys on the Seven Seas



**PRAKLA GMBH · 3000 HANNOVER 1 · P. O. BOX: 4767
PHONE: 807 21 · TELEX: 922847 · CABLE: PRAKLA
GERMANY**

Amsterdam · Ankara · Brisbane · Kuala-Belait · Madrid · Milan
Rio de Janeiro · Tehran · Tripoli · Vienna