

# Zeitschrift für Geophysik

Band 36

1970

Heft 5

## Inhaltsverzeichnis

BERCKHEMER, H.: A Possible Scattering Mechanism for Lunar Seismic Waves . . . . .	523
FUCHS, K.: On the Determination of Velocity Depth Distributions of Elastic Waves from the Dynamic Characteristics of the Reflected Waves Field . . . . .	531
KIND, R.: Auswertung seismischer Messungen mit einer digitalen Methode unter An- wendung der Theorie der Schwellenausbreitung im Flachwasser . . . . .	549
STORETVEDT, K. M., and N. PETERSEN: On Chemical Magnetization in Some Permian Lava Flows of Southern Norway . . . . .	569
SOFFEL, H., und K. PETERS: Auswertung von Gravimeter-Messungen in der Münchberger Gneismasse längs eines Profils von Konradsreuth nach Niederlamitz . . . . .	589
KAHLE, H.-G.: Deutung der Schwereanomalien im Nördlinger Ries . . . . .	601
BITTERLICH, W., und H. WÖBKING: Eine Methode zur direkten Bestimmung der sogenannten „Geometrischen Tortuosität“ . . . . .	607
JESKE, H., H. D. SEEHARS, G. PUCHER, H. CASSEBAUM: Observations with Synchronously- Offset Beams on a 77 km Path at 1.8 and 4 cm . . . . .	621
Briefe an den Herausgeber:	
STROBACH, K.: Scattering of Seismic Waves and Lunar Seismograms . . . . .	643
CZECHOWSKY, P.: Berechnung eines Stromsystems in der Polaren E-Region . . . . .	647
Mitteilung . . . . .	651
Buchbesprechungen . . . . .	652



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 — U. Schmucker, Göttingen — M. Siebert, Göttingen — H. Soffel, München

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 Maschinenschrift mit handschriftlich eingetragenen Formeln druckfertig einzureichen und gesondert eine „Anweisung für den Setzer“ beizufügen, aus der zu ersehen ist, wie kursiver, gesperrter oder fetter Satz und griechische, gotische oder einander ähnliche Typen und Zeichen kenntlich gemacht sind (z. B. durch farbige Unterstreichung). Die Vorlagen für die Abbildungen sollen reproduktionsfertig (Tuschzeichnung) möglichst im Maßstab 2:1 eingesandt werden.

Die 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.

Dem Heft liegt ein Prospekt des Verlags Vieweg, Braunschweig, bei.

---

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

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

Printed in Germany



PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1970

## **A Possible Scattering Mechanism for Lunar Seismic Waves**

By H. BERCKHEMER, Frankfurt<sup>1)</sup>

Eingegangen am 6. August 1970

*Summary:* The peculiar character of lunar impact seismograms is explained by a very efficient scattering process in a high  $Q$  outer shell of the moon. Ultrasonic model experiments in a steel plate with a random distribution of slits produce records strikingly similar to lunar seismograms. As a first approximation to the theoretical interpretation scattering is treated as a two-dimensional "random walk" process which in its limit is identical with energy diffusion. Arguments are put forward that scattering is caused primarily by a system of deep reaching, steeply dipping open fissures in the moon's uppermost 10–20 km. From the statistical treatment a typical block dimension of the order 1–2 km is suggested. Differences in rock composition are thought to be of minor importance.

*Zusammenfassung:* Der eigenartige Charakter künstlicher Mondseismogramme wird durch Vielfachstreuung in einer schwach absorbierenden äußersten Schale des Mondes erklärt. Ultraschall-Modellversuche in einer Stahlplatte mit statistisch verteilten Schlitzten führen zu Registrierungen, die Mondseismogrammen erstaunlich ähnlich sind. Als 1. Näherung für eine theoretische Interpretation wird der Streuprozess als zweidimensionale „Irrfahrt“ behandelt, was im Grenzfall identisch ist mit Energiediffusion. Als Ursache für die Streuung wird ein System tiefreichender, steil einfallender, offener Spalten in den oberen 10–20 km des Mondes postuliert und begründet. Eine typische Blockdimension von 1–2 km läßt sich aus der statistischen Betrachtung ableiten. Es wird angenommen, daß Unterschiede in der Gesteinszusammensetzung für den Streuprozess von geringerer Bedeutung sind.

### **1. Introduction**

First results of the lunar seismic experiment have recently been published in a special volume of *Science* [LATHAM, EWING, PRESS, SUTTON, DORMAN, NAKAMURA, TOKSÖZ, WIGGINS, DEER and DUENNEBIER 1970]. Among the different signals recorded at the surface of the moon only those of type L seem to be of significance for studies of the moon's near surface structure. The impact of the Apollo 12 Landing Missile ascent stage recorded on November 20, 1969 at a distance of 76 km by the Apollo 12 seismographs was the most important event of this type because in this case the seismic source was known.

---

<sup>1)</sup> Prof. Dr. HANS BERCKHEMER, Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Frankfurt, Frankfurt a. M., Feldbergstraße 47.

The record shown in Figure 1 differs completely from terrestrial seismograms in several respects:

1. No distinct first or later onsets are found. Instead, the amplitude of ground motion grows almost continuously from zero to its maximum value during the first five minutes of the record.
2. The duration of the ground motion is extremely long. After 30 minutes the amplitude is still  $1/4$  of the maximum value.
3. The ground motion is irregular in a statistical sense and confined to a frequency band around 1 cps throughout the seismogram.

These facts have to be explained.

It seems highly improbable that source effects (landslide or spray of rocks) offer a satisfactory explanation. If instrumental effects can be excluded an unusual wave propagation process must be responsible. A pure waveguide phenomenon like the terrestrial T-Phase at an oceanic path which is somewhat similar in appearance is improbable for the following reason: The main part of the seismogram corresponds to group velocity values 0.4 to 0.05 km/sec. Since the  $v_p$ -velocity for lunar rocks in some depth must be of the order of 4 to 7 km/sec the ratio of acoustical impedances inside and outside the assumed waveguide had to be almost infinity for unattenuated mode propagation. The very thin porous surface layer hardly can account for this process. Therefore a random scattering process in a very high  $Q$  surface shell is considered.

## 2. Model Seismic Experiments

In order to gain at least a qualitative impression of such a process several two-dimensional models for ultrasonic studies have been designed. The most reasonable one which anticipates already the structure proposed in chapter 4 of this paper is shown in Figure 2. A steel plate  $600 \times 1000 \times 2$  mm was perforated with slits  $30 \times 3$  mm in almost random distribution with a density of 400 slits per  $m^2$ . In the unperforated plate  $v_p$  was 5.5 km/sec and the frequency of the generated seismic pulses in the range of 300–500 kcps. This corresponds to a wavelength of 1.1 to 1.8 cm or about half the length of a slit. The position of the piezoelectric source and receiver is seen in Figure 2.

The result obtained is shown in Figure 3a–3d where only the time scale has been varied. The similarity with the lunar seismogram (Figure 1) is striking. Although at high magnification a first arrival can be detected its amplitude is only  $1/50$  of the maximum amplitude which is built up by superposition of multiple scattered waves about 700  $\mu$ sec or 250 oscillations after the first motion. Also the slow amplitude decay and the statistical character of the motion is very similar to the lunar seismogram.

If, however, the plate is taken as an analogue to the surface shell of the moon two important differences have to be kept in mind. First, the plate has finite extensions

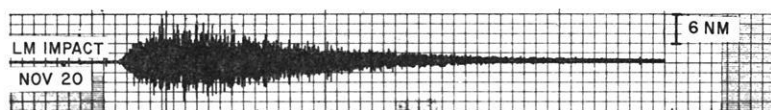


Fig. 1: Apollo 12, LM impact seismogram.  $\Delta = 76$  km.  
[LATHAM et al. 1970].

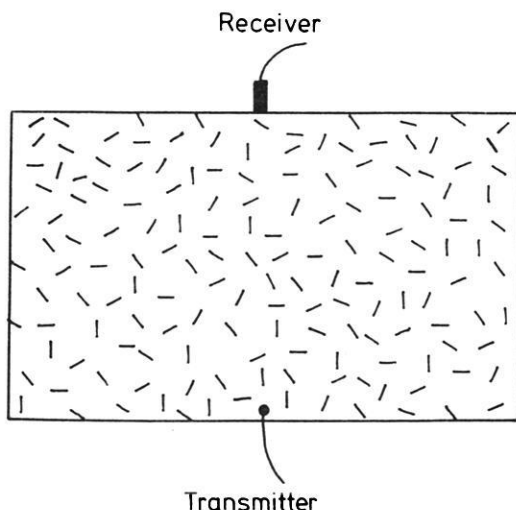


Fig. 2: Ultrasonic model for two-dimensional wave scatter.  
(Steel plate  $600 \times 1000 \times 2$  mm with slits  $30 \times 3$  mm.)

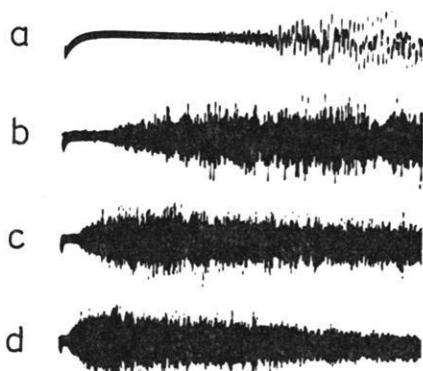


Fig. 3: Ultrasonic seismogram from model Figure 2.

- |   |                       |   |                        |
|---|-----------------------|---|------------------------|
| a | $75 \mu\text{sec/cm}$ | c | $0.75 \text{ msec/cm}$ |
| b | $0.3 \text{ msec/cm}$ | d | $1.5 \text{ msec/cm}$  |

and second, the plate was acoustically isolated from its surrounding. Therefore the whole ultrasonic energy is confined to the volume of the plate. The amplitude decay is entirely depending on the internal absorption or the  $Q$  value of the plate. Nevertheless, this result was very encouraging.

### 3. Statistical Consideration

The mathematical treatment of a scattering process as simulated by the model experiment in terms of elastic wave theory would be a formidable task. In a rather crude approximation, however, it can be reduced to a classical problem of statistics,

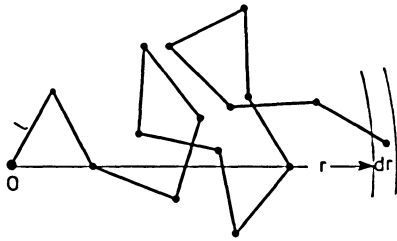


Fig. 4: Random walk,  $n = 15$ .

the two-dimensional "random walk" (Irrfahrt) which had been solved already by Lord Rayleigh. It is summarized in a paper by BARTELS [1959].

Let us assume an acoustical energy element (phonon) generated at  $r = 0$ ,  $t = 0$ . It travels a distance  $l$  with the velocity  $v$  in the horizontal plane until it gets deflected at an arbitrary angle and this repeats  $n$  times (Figure 4). In the limit for  $n = t \cdot v / l \rightarrow \infty$

the probability  $w$  to find the phonon after a time  $t$  between a distance  $r$  and  $r + dr$  from the origin is given by

$$w(r, t) = \frac{2 \cdot r}{l \cdot v \cdot t} \exp(-r^2 / l \cdot v \cdot t). \quad (1)$$

If  $N_0$  is the number of phonons released by the source

$$N(r, t) = \frac{N_0}{\pi \cdot l \cdot v \cdot t} \exp(-r^2 / l \cdot v \cdot t) \quad (2)$$

phonons are expected to be found in a unit area at  $r$ ,  $t$ .

$$N(r, t) / N_0 = E(r, t) \quad (3)$$

defines the acoustical energy density at  $r$ ,  $t$  for a point source of unit energy.  $E$  reaches its maximum value at the time  $t_m = r^2 / 2 \cdot l \cdot v$ .

Equation (2) is identical with the fundamental solution [SOMMERFELD 1948] of the two-dimensional equation of diffusion

$$\nabla^2 E = \frac{1}{K} \frac{\partial E}{\partial t}$$

where

$$K = \frac{1}{2} l \cdot v$$

the diffusion coefficient. The equation of diffusion has also been applied to lunar seismograms by LATHAM et al. [1970].

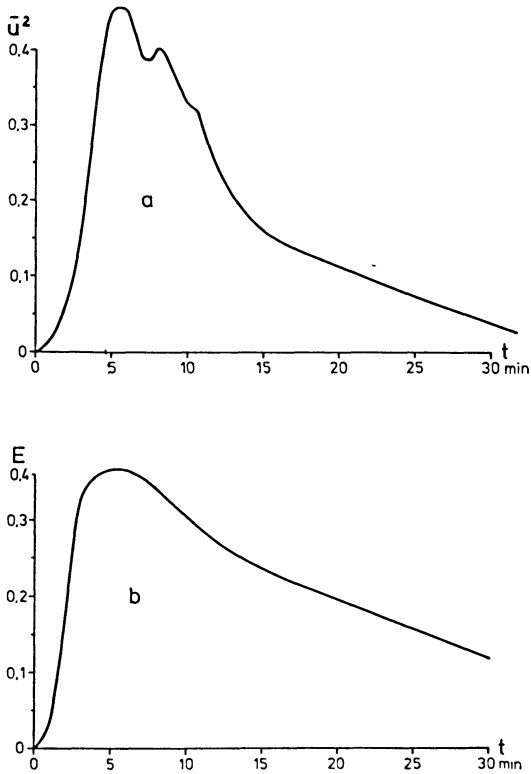


Fig. 5: Energy density a) for LM impact lunar seismogram, b) for the scattering function ( $r = 76$  km,  $t_m = 300$  sec).

Figure 5b shows  $E(t)$  according to (2) and (3) for  $r = 76$  km,  $t_m = 300$  sec and therefore  $l \cdot v = 9.5$  km<sup>2</sup>/sec. For comparison the time average  $u^2(t)$  of the seismogram trace amplitude  $u(t)$  is plotted in Figure 5a. Since the frequency content seems to be roughly the same throughout the seismogram  $\bar{u}^2$  is a measure for the kinetic energy density  $E(t)$  at the site of the seismometer. The similarity in character of 5a and 5b is evident and justifies in general the consideration made above. It should be remembered that (2) was derived for unattenuated or very high  $Q$  propagation. If  $v_p$  for lunar rock is of the order of 6 km/sec a typical value for the distance  $l$  between consecutive scattering processes is of the order of 1–2 km.

Of course this is a very simplified treatment of the actual problem. The analysis of data as well as the scattering theory could be refined considerably. Nevertheless comparison of the lunar seismogram with model experiment and statistical theory strongly suggests that a multiple scattering process in a high  $Q$  outer shell of the moon is mainly responsible for the appearance of lunar seismograms. To confine the seismic energy to a near surface shell a positive velocity-depth gradient is required.

#### 4. A Possible Cause for Scattering

This last chapter deals with some speculations on a possible scattering mechanism. The obvious differences in lunar and terrestrial seismograms must be the result of differences in the physical structure of moon and earth.

If the moon has grown by aggregation of cold interplanetary rock pieces of different size and composition elastic heterogeneity would be the result. For two reasons this is not very likely to account primarily for the seismic observations:

1. The chemical composition of lunar rocks seems not to differ enough to produce scattering of the observed intensity.
2. If rocks were captured by the moon's gravity field and crushed on the surface I would expect higher absorption or a lower  $Q$ .

An alternative idea is proposed here which is based on the following facts or postulates:

1. The moon's outer shell consists of magmatic rock, lateral petrographical differences are of second order importance (seismometer site and impact position were positioned in the same mare-landscape).
2. Temperature below the moon surface is low, perhaps  $-50^{\circ}\text{C}$  and slowly increasing with depth.
3. Gravity is  $1/6$  of  $g$ .
4. Circulating water is absent.

Because of item 1 and 2 the material is expected to be extremely hard and brittle and therefore of a very high  $Q$ . Thermal contraction, tides, and meteorite impacts caused stress and as a consequence a complex pattern of fracture fissures. On earth, cracks can stay open down to a depth of perhaps 2–3 km, where they become closed by the pressure of the overburden. Since gravity on the moon is only  $1/6$  of  $g$ , open cracks might be present down to 10 or 20 km. On earth tectonic fissures are "healed" by aqueous mineral solutions. This is not possible on the moon. Therefore any fissure will remain open almost indefinitely. Because gravity tends to close cracks with small dip angle essentially vertically dipping fissures will exist. Gaps of one tenth of a millimeter between adjacent blocks are sufficient for total reflexion of seismic waves. Since the moon's surface is covered with a layer of dust these fissures can hardly be seen. Wave transmission from block to block is possible only at spots where they are pressed together firmly. The result of chapter 3 indicates that a typical block size would be of the order of 1–2 km.

This model of lunar tectonics is sketched in Figure 6. It is evident that at a source distance of only 76 km no distinct first arrival can reach the seismograph unless a very good reflecting interface exists in some greater depth. According to this model



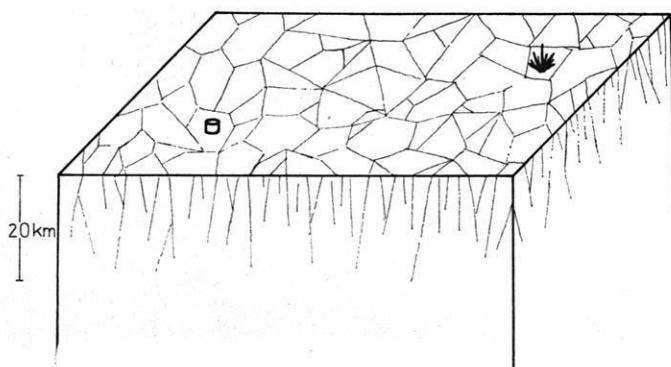


Fig. 6: Block model of the postulated fissure zone.

distinct arrivals of *P*- and *S*-phases can only be expected for epicentral distances of the order of thousand kilometers or for a source located on the same block as the seismometer.

#### Acknowledgement

The model seismic experiments have been carried out in the geophysics institute at Frankfurt with the assistance of F. AUER, B. BAIER, H. STÖCKL and E. TOBIAS. The author is indebted to Dr. G. LATHAM, Prof. R. MEISSNER and Prof. M. SIEBERT for discussions and informations on the subject of this paper.

#### References

- BARTELS, J.: Random fluctuations, persistence, and quasipersistence in geophysical and cosmical periodicities. *Terr. Magn. and Atmosph. Electr.* 40, 1–60, 1935.
- LATHAM, G. V., M. EWING, F. PRESS, G. SUTTON, J. DORMAN, Y. NAKAMURA, N. TOKSÖZ, R. WIGGINS, J. DERR and F. DUENNEBIER: Passive seismic experiment. *Science* 167 (No. 3918), 455–458, 1970.
- SOMMERFELD, A.: Vorlesungen über theoretische Physik Bd. VI, partielle Differentialgleichungen der Physik. Akad. Verl. Ges. Leipzig, 1948.



# **On the Determination of Velocity Depth Distributions of Elastic Waves from the Dynamic Characteristics of the Reflected Wave Field<sup>1)</sup>**

Von K. FUCHS, Karlsruhe<sup>2)</sup>

Eingegangen am 2. April 1970

*Summary:* Complete synthetic seismograms of *P*-waves reflected from recently proposed crustal and upper mantle models are presented and discussed. It is shown that the fine structure of the models considerably influences the dynamic characteristics of the reflected wave field. Phases expected on the basis of their kinematic characteristics may lack energy and therefore may not be recognized on recorded seismograms. Phases which were believed to be negligible may appear with considerable amplitudes. In some cases the dispersion of seismic waves is so strong as to prevent a travel time analysis. The distribution of the *S*-wave velocity may severely influence the dynamic characteristics of the reflected *P*-waves.

A new iterative scheme is proposed for the inversion of seismic observations into models of the earth's interior. The models are referred to the original observations with the aid of synthetic seismograms. It is recommended that models derived from travel time analysis alone should be verified and improved using synthetic seismograms before conclusions are drawn from the fine structure of seismic models on the mineralogic and geologic properties of crust and upper mantle.

*Zusammenfassung:* Es werden vollständige synthetische Seismogramme von *P*-Wellen vorgestellt und diskutiert, die aus jüngst vorgeschlagenen Modellen der Kruste und des oberen Mantels zurückgestrahlt werden. Dabei wird gezeigt, daß die Feinstruktur der Modelle die dynamischen Eigenschaften des reflektierten Wellenfeldes merklich beeinflußt. Phasen, die auf Grund ihrer kinematischen Eigenschaften erwartet werden, können so wenig Energie besitzen, daß sie nicht zu beobachten sind. Phasen, die für vernachlässigbar gehalten wurden, können dagegen mit starken Amplituden auftreten. In einigen Fällen ist die Dispersion der seismischen Wellen so stark, daß eine Laufzeitanalyse unmöglich wird. Die Verteilung der *S*-Wellen-Geschwindigkeit kann die dynamischen Eigenschaften der reflektierten *P*-Wellen erheblich beeinflussen.

Ein neues, iteratives Schema zur Inversion seismischer Beobachtungen in Modelle des Erdinnern wird vorgeschlagen. Die Modelle werden über die synthetischen Seismogramme mit den Original-Beobachtungen, den beobachteten Seismogrammen, in Beziehung gesetzt. Es wird empfohlen, Modelle, die nur aus Laufzeituntersuchungen abgeleitet worden sind, mit Hilfe synthetischer Seismogramme zu überprüfen und zu verbessern, bevor aus der Feinstruktur seismischer Modelle Schlüsse auf mineralogische und geologische Eigenschaften der Kruste und des oberen Mantels gezogen werden.

<sup>1)</sup> Contribution No. 142 within a joint research program of the Geophysical Institutes in Germany sponsored by the Deutsche Forschungsgemeinschaft (German Research Association).

Contribution No. 50, Geophysical Institute, University Karlsruhe.

<sup>2)</sup> Priv.-Doz. Dr. KARL FUCHS, Geophysikalisches Institut, Universität Karlsruhe, 75 Karlsruhe, Hertzstr. 16, Germany.

## 1. Introduction

The investigation of crust and upper mantle structure by explosion seismology has progressed considerably during the past decade. The analysis of travel time data from seismic explosion experiments has revealed the gross structure of the crust in most parts of the world. Furthermore, the discussion of the fine structure has become feasible by the improvement of observation and interpretation techniques. Many recent publications in the field of explosion seismology are concerned with the fine structure of the crust and upper mantle.

Zones of reduced velocities have been claimed in the upper and lower crust [LANDISMAN and MÜLLER 1966; MÜLLER and LANDISMAN 1966; FUCHS and LANDISMAN 1966; GIESE 1966, 1968; MEISSNER 1966, 1967]; first order discontinuities have been replaced by transition zones with a continuous depth-velocity distribution [GIESE 1966], a laminated structure has been proposed for the crust-mantle transition [MEISSNER 1967; FUCHS 1969a] and for the low-velocity channel within the upper mantle [AKI 1968].

All models with a fine structure of the crust and upper mantle, different as they are, have one thing in common: they violate the very assumptions on which their derivation has been based.

For a travel time analysis, the a priori assumption tacitly is put into the model that body waves passing through the model are not dispersed or only to a negligible degree. Most crustal models have been derived by the inversion of  $T$ ,  $\Delta$ -data. Therefore, it is legitimate to ask whether the dispersion of body waves in presently deduced crustal models is small enough that travel times may be measured with sufficient accuracy.

The construction of seismic models based only on the analysis of travel times of body waves is suffering another drawback, even if dispersion is sufficiently small.  $T$ ,  $\Delta$ -data are obtained from observed seismograms by a process termed correlation. The experienced seismologist is trying to identify the class of the model by a comparison of previously computed travel times with the observed travel times of certain phases in the seismic records. In this process, little attention has been paid to the amplitudes of the various phases. Since no reliable amplitude estimates are available during the process of correlation, the seismologist is inclined to pick phases which arrive at the times predicted from the model in his mind, although these phases may lack detectable energy.

In this paper, we will examine to what extent seismic body waves are affected by dispersion when travelling in models recently proposed for the crust and upper mantle in various parts of the world. For these models, synthetic seismogram sections will be computed by the method described by FUCHS [1968a, b]. It will be shown that in some cases the dynamic parameters can be used to distinguish between models which cannot be discriminated on the basis of kinematic parameters alone. Furthermore, we shall demonstrate that there is a number of models which are indistinguishable by their kinematic and dynamic parameters and also by the complete synthetic seismogram section.

## 2. Propagation of body waves in crustal models

In this part, crustal models are studied which are typical for the fine structures recently derived from detailed travel time analysis of seismic explosion data.

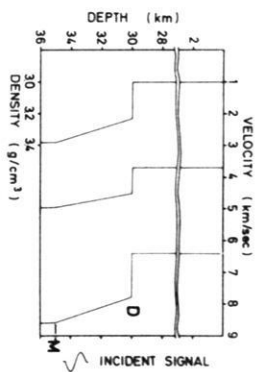
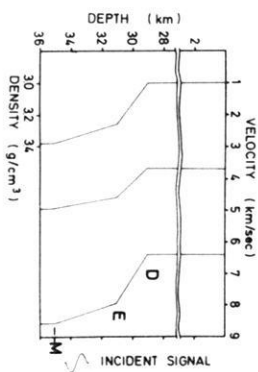
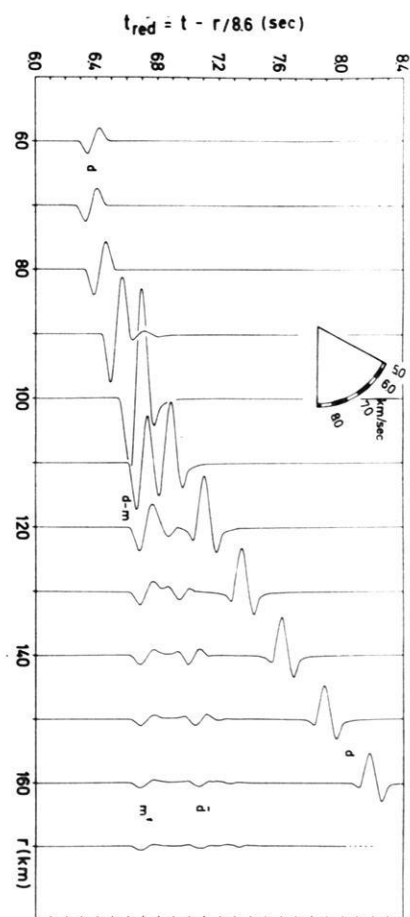
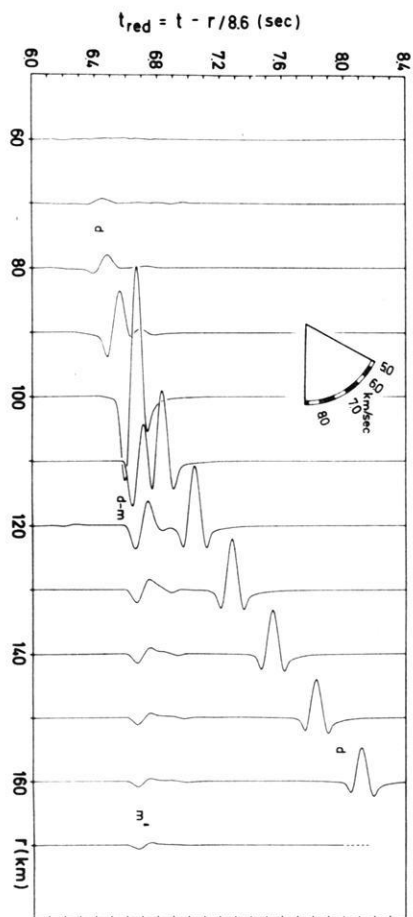
### 2.1 Sharp or smooth transition?

From the time evidence for an internal layering of the earth's interior was provided by seismology, the question if there is a sharp or smooth transition between these layers has been debated. In most cases, due to the scatter of data the observed travel times have been compatible with both kinds of transition. The final form adopted for the transition was more dependent on the inversion scheme than on the observations. Applying the classical Wiechert-Herglotz method, first-order discontinuities have been excluded from the possible models a priori. In other cases, preference has been given to first-order discontinuities since this facilitates the mathematical treatment of the model considerably. Modern high precision measurements of travel times by controlled explosion experiments have reduced the scatter of the data. In spite of improved accuracy, the range of models compatible with the travel time data is still considerable.

For a long time, it has been felt that the high accuracy of travel times obtained in explosion seismology reduces the variability of crust and upper mantle models significantly to such a degree that false a priori assumptions put into the model would have been detected. There was some truth in this assumption as long as the main goal of crustal investigation was only the mapping of the depth of the main crustal layers. The considerable improvement of seismic crustal data from explosion experiments initiated the interest in the fine structure of the crust and upper mantle. Now the inherent lack of uniqueness of models derived from travel time data alone was realized. There was some hope that dynamic parameters could offer closer bounds on crust and upper mantle models.

In this section we will compare two crustal models (Fig. 1). The travel times of the main phases computed from geometrical ray theory differ by less than 70 msec in the overcritical range which is about the accuracy achieved in crustal investigations, especially for secondary phases. For all practical purposes, these two models cannot be distinguished on the basis of the kinematic parameters of their reflected wave fields.

The model shown in the top part of Fig. 1 represents a discontinuous velocity increase ( $D$ ). The  $P$ -velocity jumps from 6.4 to 7.8 km/sec at the base of a homogeneous layer. This is followed by a linear increase to 8.6 km/s within a transition layer of 5 km thickness which merges into the homogeneous lower half space at a depth of 35 km ( $M$ ). A similar model has been discussed by FUCHS [1968c, 1969]. The most remarkable feature of the record section is the phase  $\tilde{d}$ . It represents a system of multiple reflections being continuously refracted out of the transition zone and interfering constructively with each other. The other phases  $d$  (reflection from the discontinuity),  $d-m$  (refraction out of the transition zone), and  $m'$  (head wave out of the lower half space) are well known from ray geometry.



In a number of numerical experiments, the first order discontinuity was replaced by a linear transition zone in such a manner that the travel times remained essentially the same. One example is given in the bottom part of Fig. 1. Here the first-order discontinuity is replaced by a zone in which the  $P$ -velocity increases linearly from 6.4 to 7.96 km/s between a depth of 29 and 31 km followed by a linear increase to 8.6 km/s to a depth of 35 km.

The phase  $\tilde{d}$  has practically disappeared completely. The replacement of the first-order discontinuity by the 2 km-transition zone  $DE$  has effectively reduced the reflectivity for the internal reflections within the transition zone  $EM$ . The multiple reflections rapidly loose energy into the upper medium. In all numerical experiments, the phase  $\tilde{d}$  was only visible if the thickness of the transition zone was less than 2 km. Therefore, one may use the presence of these secondary arrivals as a measure for the sharpness of a transition zone.

The example discussed above has shown a possible discrimination of two crustal models on the basis of their dynamic parameters taken from synthetic seismograms. We are encouraged to use the dynamic parameters of observed seismograms as an additional source of information on details of crustal structure.

## 2.2 The $X$ -experiment

In this section three crustal models are discussed which differ significantly in the properties of the intermediate layer. The three models are shown in Fig. 2. The zone  $DM$  is an intermediate layer where velocities and density either increase linearly (top part) or are constant (middle part) or decrease linearly (bottom part) in such a manner that the vertical travel time through the three models remains the same. The distributions of velocities and density in the inhomogeneous intermediate layer in the top and bottom part of Fig. 2 form the two legs of the capital  $X$ . Therefore, the term “ $X$ -experiment” has been chosen.

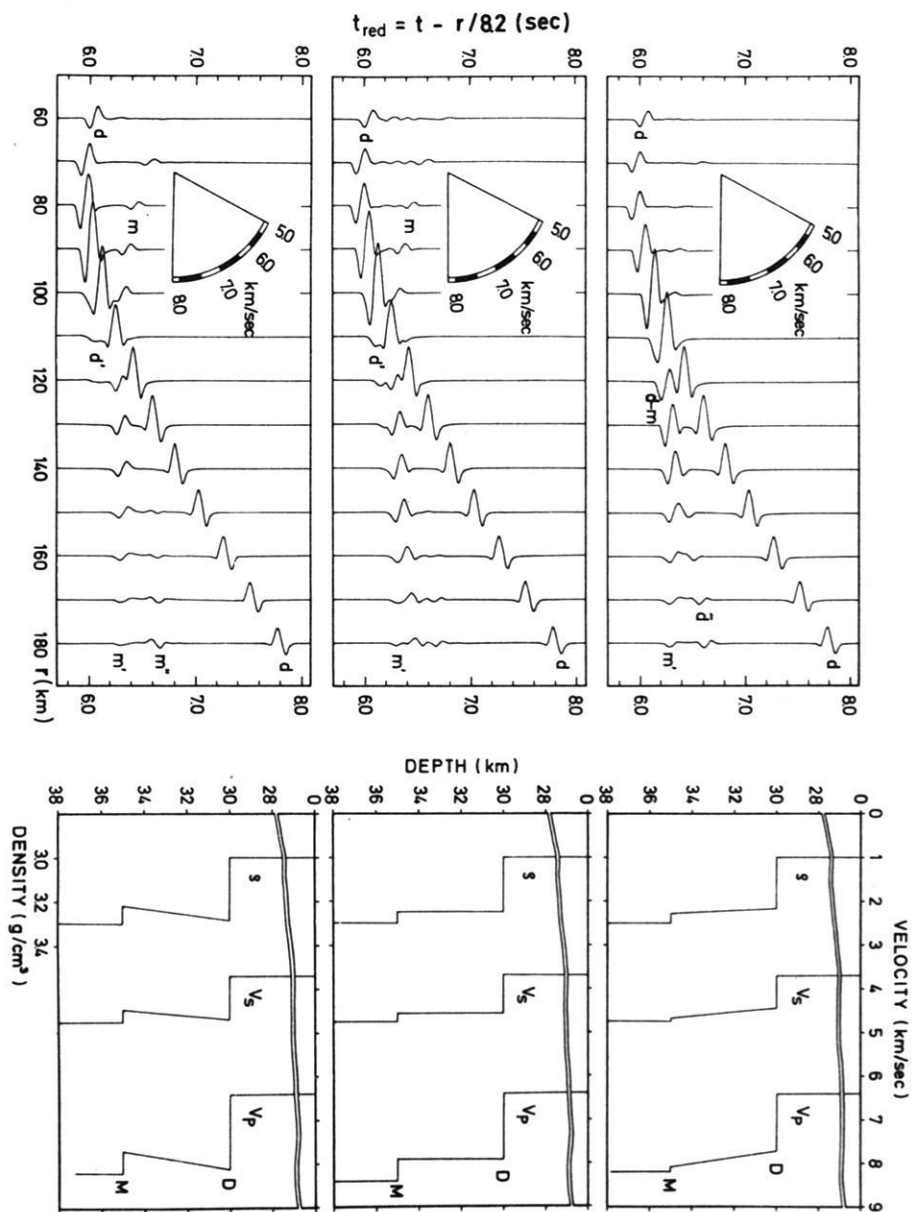
The model with a positive gradient (Fig. 2, top) has already been discussed in the preceding section 2.1. The small discontinuity at  $M$  does not influence the computed seismograms significantly. We observe again the reflection  $d$  from the top  $D$  of the transition zone, the phase  $d$ - $m$  continuously refracted out of  $DM$ , the headwave  $m'$  from the lower half space and the phase  $d$  discussed in the previous section.

---

Fig. 1: Comparison of two transition zones with equal vertical transit time.

Top: Linear transition zone of 5 km thickness below a first-order discontinuity. The reverberations  $\tilde{d}$  following the head wave  $m'$  from the lower half space form a system of multiple reflections being continuously refracted out of the transition zone and interfering constructively with each other.

Bottom: The first-order discontinuity has been replaced by an additional linear transition zone between  $D$  and  $E$ . Note the disappearance of the reverberations  $\tilde{d}$ .





In the case of a homogeneous intermediate layer (Fig. 2, middle) the main phases  $d$  and  $m'$  essentially remain the same as in the top part. The phase  $d'$  is the headwave from the top of the homogeneous layer. It replaces the phase  $d-m$ . The headwave  $m'$  is followed again by reverberating signals. These are formed by the interference of phase  $d'$ , the reflection  $m$  and the reflection of type  $PP$  between bottom and top of the intermediate layer. This reflection generates another headwave  $m''$  out of the lower half space.

The negative gradient layer (Fig. 2 bottom) forms a kind of low-velocity channel with a smooth upper boundary. The main phases  $d$  and  $m'$  are the same as in the previous cases. Although no headwave is expected out of the transition zone with a negative velocity gradient, the phase  $d'$  can clearly be recognized to a distance of about 120 km. This is a truly diffracted wave not predicted by ray optics.—The phase  $m''$  travels with the same velocity as  $m'$ . It is the second headwave guided at the  $M$ -discontinuity with the  $P$ -velocity of the lower half space. It is generated by a  $PP$ -reflection between top and bottom of the negative gradient layer.

Comparing all three record sections corresponding to the different crustal models in Fig. 2, it must be emphasized that not only the main phases like  $m'$  and  $d$  appear to be indistinguishable but also phases with minor amplitudes like  $d'$  and  $d-m$ . Only a very careful analysis of the velocities of the phases  $m''$  and  $\tilde{d}$  could discriminate the two crustal models with the positive and negative gradient. However, it seems unlikely that such a distinction can be made on records observed in the field since the signal/noise ratio is several orders of magnitude larger than on synthetic seismograms. In fact, by adding some uncorrelated or signal generated noise the phases on the three record sections would become indistinguishable.

In conclusion it is practically not possible to discriminate the three crustal models from the seismograms observed at overcritical distances.

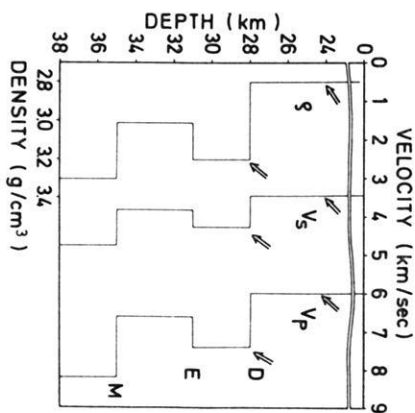
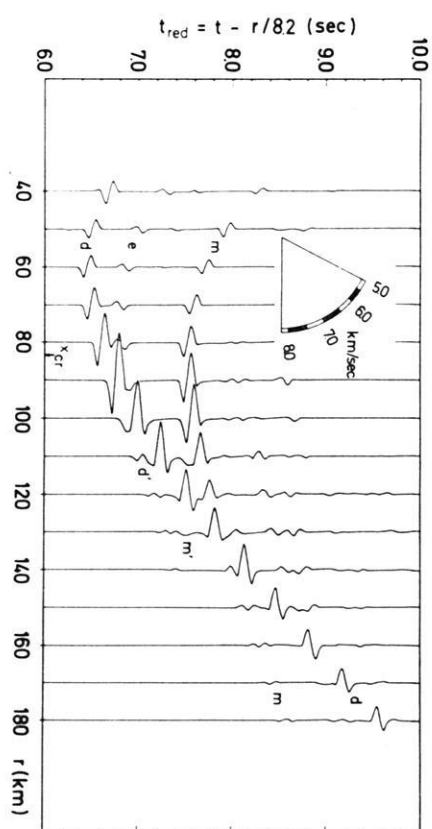
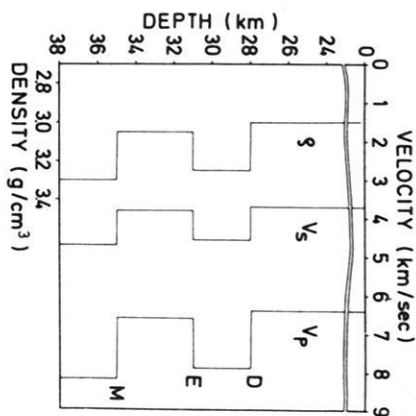
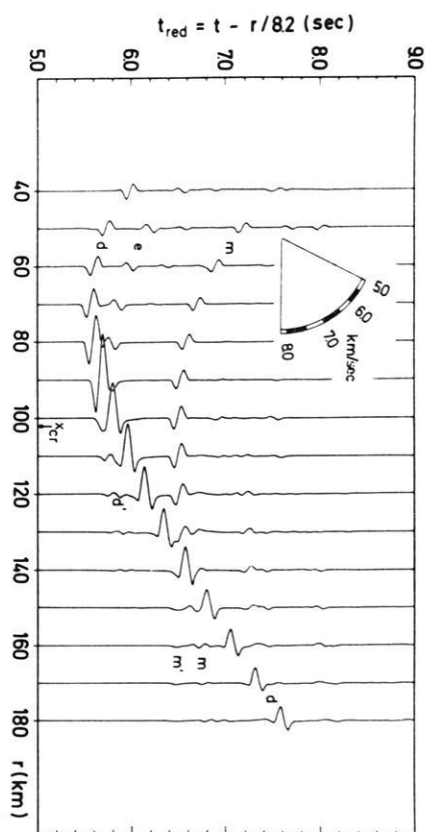
### 2.3 Low-velocity channel

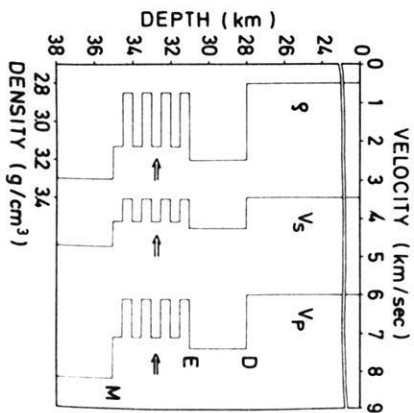
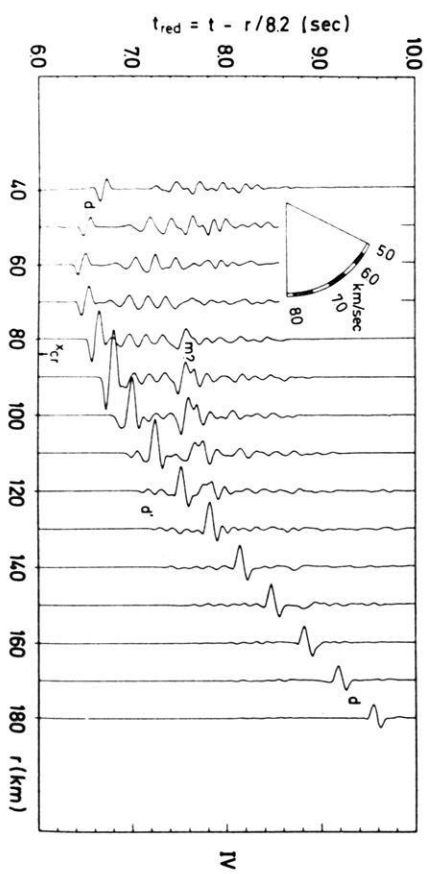
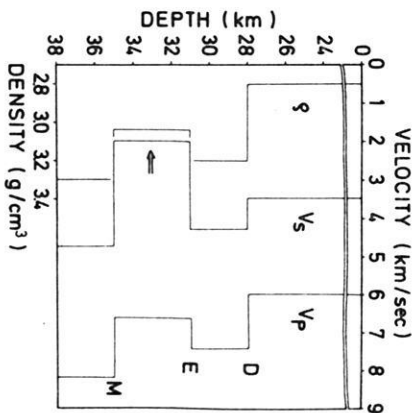
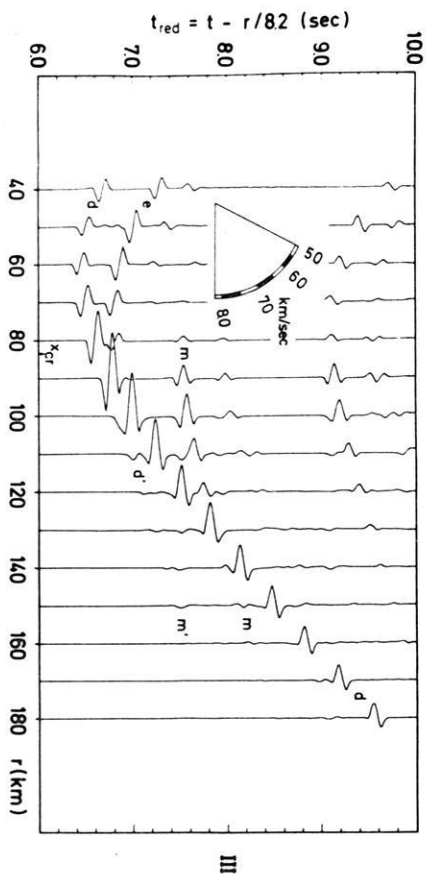
The existence of low-velocity channels in the upper and lower crust as well as in the upper mantle has been proposed by several authors. It is the purpose of this section to study the dynamic properties of waves reflected by crustal structures which comprise a low-velocity channel. The four crustal models to be discussed are presented in Fig. 3 and denoted by I-IV. All four models incorporate a low-velocity channel  $EM$  and its lid  $DE$ .

Fig. 2: The  $X$ -experiment. Three different types of transition layers  $DM$  produce quite similar reflected wave patterns. Top: linearly increasing velocities; middle: homogeneous layer; bottom: linearly decreasing velocities.

Fig. 3: The effect of a low-velocity channel.

- I: High-speed lid ( $V_p = 7.9$  km/s). II: Velocities in the upper half space and the lid have been reduced. III: Compared to II only  $V_s$  in the channel has been reduced. IV: Compared to II the homogeneous channel is replaced by a laminated zone.





The main phases of the reflected wave field in **case I** are as follows:  $d$  is the reflection from the top  $D$  of the lid. The reversed sign of the reflection  $e$  from the bottom of the lid is caused by the negative sign of the reflection coefficient at  $E$ . The headwave  $d'$  from the lid of the channel begins to interfere with the reflection  $e$  at about 120 km. Beyond 140 km destructive interference prevents further observation of both phases.

The most striking feature of the reflection  $m$  from the bottom of the channel is the absence of an amplitude maximum in the vicinity of the critical distance at  $x_{cr} = 103.0$  km. Furthermore, a very rapid decay of the  $m$  amplitudes must be noted at distances larger than about 130 km. The phase  $m$  can hardly be detected beyond 160 km. The amplitudes of the headwave  $m'$  from the lower halfspace are weaker as well.

In the absence of a low-velocity zone the reflection  $m$  usually forms a dominant phase and is often used to derive the velocity distribution at the crust-mantle boundary. If no attention is paid to the possibly weak amplitudes a false correlation with noise or other phases is very likely.

The low amplitudes must be attributed partly to strong geometrical spreading of the ray bundle caused by the rather high velocity in the lid of the channel. In the crustal **model II** the velocities and density of the upper halfspace and the lid of the channel have been reduced. The headwave  $d'$  travels with a velocity of 7.4 km/sec. Destructive interference with the reflection  $e$  causes the disappearance of the two phases at distances beyond 140 km.—The reflection  $m$  reaches an amplitude maximum which is slightly displaced to distances larger than critical. Beyond 130 km again a rapid decay of amplitudes renders the phase  $m$  to be not detectable on observed seismograms.

So far  $v_s$  was assumed to be  $v_p / \sqrt{3}$ , corresponding to a Poisson ratio of 0.25. Since we are concerned with the reflected  $P$ -field usually the choice of the  $S$ -velocities is not regarded as critical. In crustal **model III** only the velocity of the  $S$ -wave in the low velocity channel has been reduced to 2.0 km/sec. Such a reduction is caused by an increase in temperature. All other parameters remain as in **model II**. The record section contains some unexpected features:

- the amplitudes of the reflection  $m$  at distances smaller than critical have decreased strongly
- the reflection  $e$  from the bottom of the lid has considerably increased its amplitude and
- the reflection  $e$  has reversed its polarity which is now the same as that of the reflection  $d$  from the top of the lid
- the comparatively strong phases at a reduced time of about 9 sec are caused by  $P$ -waves which have traversed the channel twice as converted  $S$ -waves and returned to the surface as  $P$ -waves

The discussion of crustal **model III** demonstrates very clearly that the reflected  $P$ -waves may be considerably influenced by the  $S$ -wave velocities.

It has also been suggested that the low-velocity channels may contain a number of laminae with increased velocity as shown in **model IV**. What is the appearance of *P*-waves reflected from such a laminated channel? The most prominent feature are the strong reverberations following the reflections *e* and *m*. The reflection *m* is nearly completely masked by the reverberations.

## 2.4 The laminated transition zone

A laminated transition zone between crust and upper mantle has been proposed as explanation for anisotropy [MEISSNER 1967]. Also strong near vertical reflections of high frequency could be explained by such a structure of the crust-mantle boundary [FUCHS 1968a]. In this section it will be examined how a laminated transition zone will influence the reflected wave field.

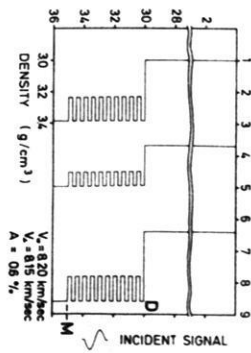
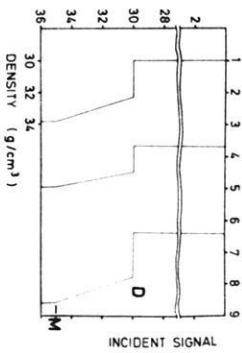
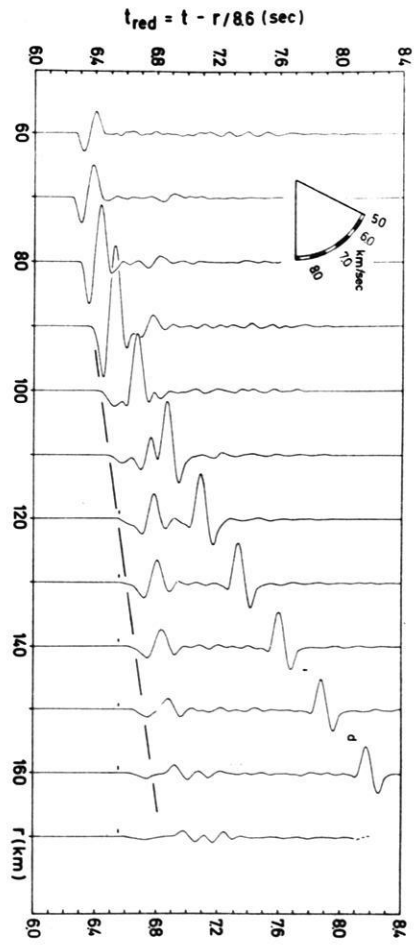
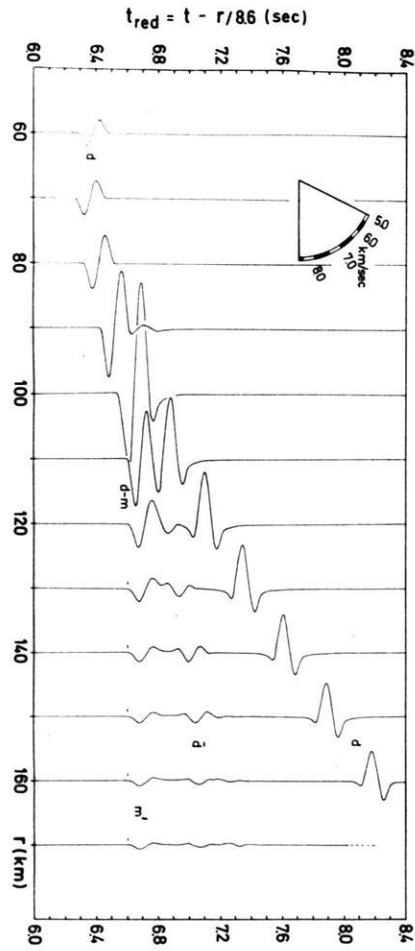
In Fig. 4 two crustal models with equal vertical transit time are compared. In the lower part of the figure the zone *DM* is formed by a transition layer in which  $V_p$  rises linearly from 7.8 to 8.6 km/sec. At *D* the velocity increases discontinuously from 6.4 to 7.8 km/sec.

The laminated transition zone in the top part of Fig. 4 consists of 10 high velocity layers ( $V_p = 8.6$  km/sec) and 10 low velocity layers ( $V_p = 7.8$  km/sec) of thickness 250 m in alternating order.

The record section of the linear transition zone displays the same features as that of Fig. 1 (top part). It has already been discussed in detail. The clear onset of the headwave *m'* from the lower halfspace should be noted for comparison with the top part of Fig. 4. It coincides very closely with the theoretical arrival time marked by small dashes. The other phases *d*, *d-m* and  $\bar{d}$  have the same origin as discussed in Fig. 1.

Turning to the record section of the laminated transition zone it is most surprising that practically no energy arrives as headwave from the lower halfspace. Instead, a strong phase is observed with no definite beginning. Its group velocity is estimated to about 8.2–8.3 km/sec. This wave train is strongly dispersed. Its dispersion is not caused by the finite thickness of the laminae. Decreasing their thickness to 125 m and doubling their number do not change essentially the record section. The dispersion is caused by the whole laminated transition zone *DM* of thickness 5 km. This zone can be regarded as a transversely anisotropic plate between two isotropic halfspaces. The dispersed wave train is a kind of plate wave. An analysis in terms of travel times does not seem to be appropriate for this kind of wave propagation which may be regarded as a leaking mode.

According to BREKHOVSKIKH [1960] the velocity parallel and vertical to the lamination of an infinitely periodic structure is  $V_{\parallel} = 8.2$  and  $V_{\perp} = 8.15$  km/sec, respectively. The factor of anisotropy is  $A = 2(V_{\parallel} - V_{\perp})/(V_{\parallel} + V_{\perp}) = 0.6\%$ , only. This is a very modest amount of anisotropy compared to 10% or 20% which has been proposed for the upper mantle. Even such a small amount as 0.6% very strongly affects the record section. The phase *d* reflected from the top *D* of the laminated plate is practically not influenced by the transition zone showing only very weak reverberations.



In Fig. 5 the factor of anisotropy is increased to 6.6% (top part) and 21.9% (bottom part). The duration of the response of the transition zone is increased considerably in both cases by strong reverberations.

In the top part of the figure we find some indications for a phase  $m$  reflected from the bottom  $M$  of the laminated zone. It merges into the dispersed plate wave described earlier.—In the bottom part of Fig. 5 the strong anisotropy has been achieved by a strong decrease of  $V_s$  in the low-velocity lamellas. Partial melting in these laminas could be responsible. Now the response time of the transition zone is longer than 5 sec. The only phase which can be identified with certainty is the reflection  $d$  from the top of the transition zone. The other phases should be better analyzed in terms of leaking modes than in terms of travel times of body waves. For comparison the travel time curve for a hypothetical phase  $m'$ —head wave from the laminated crust-mantle transition—with a velocity  $V_m = 7.27$  km/sec is indicated by the dashed line. No arrival of energy can be detected along this line.

The numerical experiments on wave propagation in laminated media are far from complete. However, they have indicated already that even in the case of modest anisotropy of 0.6% an analysis in terms of travel times is questionable. For the stronger anisotropy cited in the literature it seems highly unlikely that it could have been detected by a travel time analysis.

### 3. Construction of seismic models

The original seismic observations are the seismograms at various distances from the source. These observations must be inverted into models of the earth's interior. The inversion technique commonly used is demonstrated in the top part of Fig. 6. The most important step during this inversion is a process termed correlation by which corresponding seismic phases are identified and their travel times determined. These travel times  $T(\Delta)$  and/or their derivatives  $dT/d\Delta$  as a function of distance are often taken as the original observations. There are several methods of inverting these 'observed' parameters into the parameters of the model, e.g. distribution of  $P$  and  $S$ -velocities and density.


In most methods the final model is not derived directly. Instead, a working model as a first estimate is improved by the iteration indicated in the figure: the theoretical

---

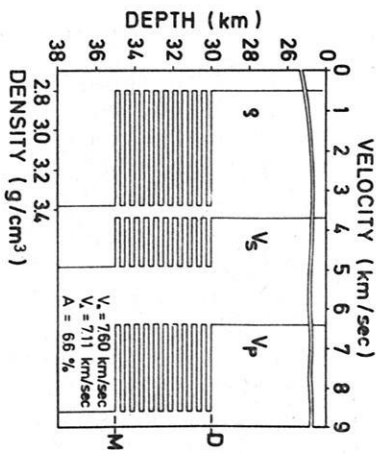
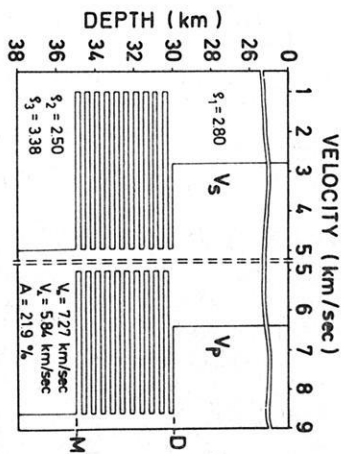
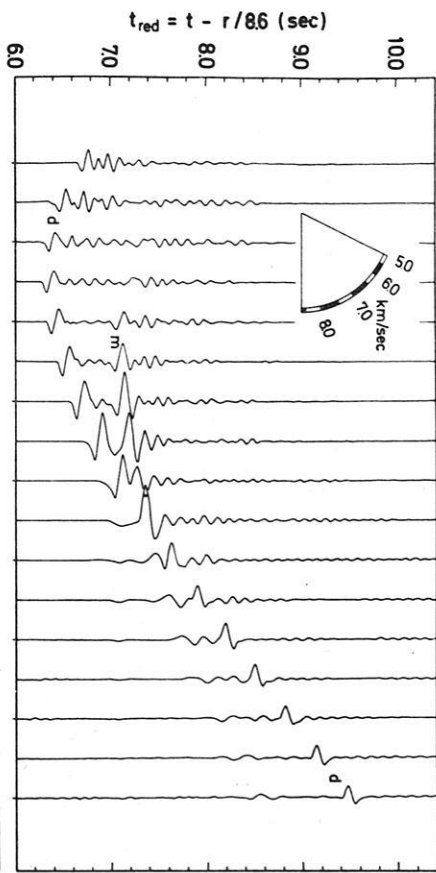
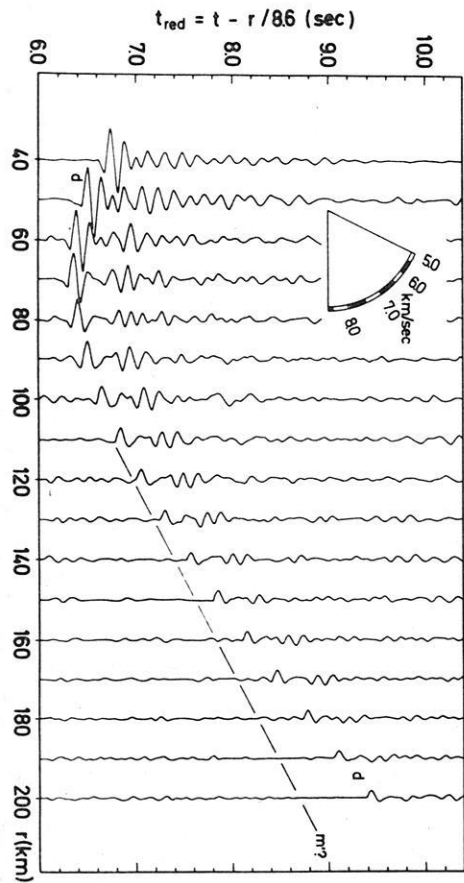
Fig. 4: Comparison of linear with laminated transition zone of equal vertical transit time.

Top: Laminated transition zone of high ( $V_p = 8.6$  km/s) and low velocity ( $V_p = 7.8$  km/s). Thickness of single lamina 250 m. This medium corresponds to a transversely isotropic layer with a factor of anisotropy of 0.6%.

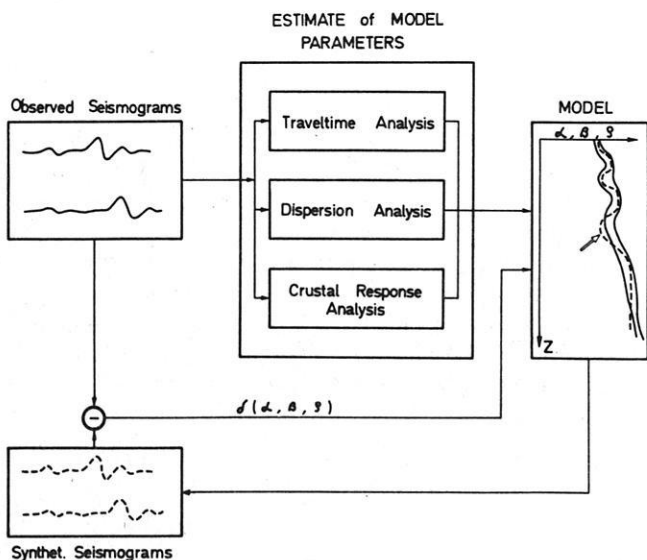
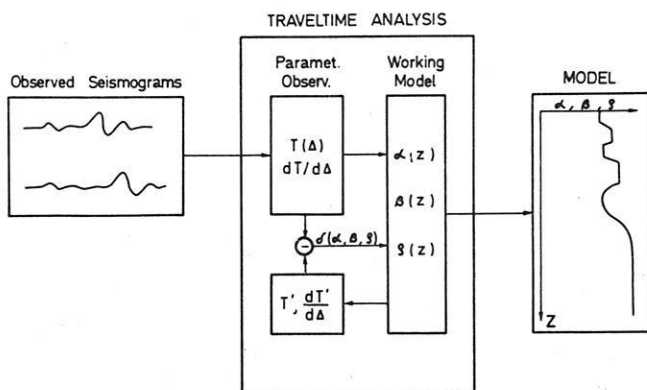
Bottom: Linear transition zone below first-order discontinuity (see Figure 1, top).

Fig. 5: Effect of anisotropic transition layers. The laminated transition zone corresponds to a transversely isotropic layer. 

Top: Factor of anisotropy 6.6%. Bottom: 21.9% anisotropy.







**Fig. 6:** The construction of seismic models from observed seismograms.

**Top:** The original observations are never referred to, once the correlation of seismic phases is completed.

**Bottom:** Synthetic seismograms as a link between original observations and seismic model.

parameters  $T'$  and/or  $dT'/d\lambda$ , computed for the working model, are compared with the 'observed' parameters. The residuals are used to correct the working model until they become small enough. As soon as the 'observed' parameters sufficiently match the computed ones, the working model is considered as the final model compatible with the so-called observations.

It should be noted, however, that the original observations—the seismograms—are never referred to, once the correlation of seismic phases has been completed. A correlation error may never be detected if a model with sufficiently small residuals is derived.

The study of synthetic seismograms presented in this paper has revealed three major sources of errors during the process of correlation:

- strong reverberations—like phase  $\tilde{d}$  in Fig. 1 and 4—may be taken as separate branches of the travel time curve
- a rapid decay of amplitudes along a certain branch—like  $m$  in Fig. 3—may lead to a false continuation of the correlation either with noise or irrelevant signals
- for strongly dispersed phases a distinct arrival is hard to identify—e.g. propagation in laminated media Fig. 4 and 5—misreadings in time are very likely.

Within the inversion scheme in the top part of Fig. 5 false correlations may never be detected although the model residuals are vanishing. The iteration process ends in a vicious circle detached from the original observations.

A better guarantee that the final model is compatible with the observed seismograms is obtained by a comparison of observed and synthetic seismograms. It is proposed, therefore, that the inversion of seismic observations into models of the earth's interior proceeds as indicated in the lower part of Fig. 6. The travel time analysis of the observed seismograms is used to estimate the parameters of the crustal model (dashed line). This estimate should be supplemented by dispersion analysis of normal and leaking modes and a crustal response study [BONJER, FUCHS, and WOHLBERG 1969]. The model corrections  $\delta(x, \beta, \rho)$  are then obtained from a comparison of observed and synthetic seismograms. The final model is established by iteration if the residuals become sufficiently small. There is not only one model compatible with the observed seismograms but rather a range of models. It is indicated in the figure that the first estimate may be partly outside of this range.

#### 4. Conclusions

It was the purpose of this communication to present some examples of complete synthetic seismograms for some recently proposed crustal models. It is shown that the fine structure of these vertically inhomogeneous models considerably affects the dynamic characteristics of the reflected wave field, causing secondary phases not to be explained by ray optics, rapid decay of amplitudes and strong dispersion. The distribu-

tion of *S*-wave velocities may notably influence the dynamic properties of the reflected *P*-waves. In some cases it may become necessary to replace the analysis in terms of travel times by a dispersion analysis of leaking modes.

The consideration of the dynamic parameters puts sharper limits on crust and upper mantle models than the analysis of the kinematic parameters alone. In view of the present study it is most likely that attempts to determine the fine structure of crustal models from a travel time analysis have been too optimistic in the past. It is recommended that crustal models derived from travel times should be verified and improved with the aid of synthetic seismograms before detailed conclusions are drawn on the mineralogic and geologic properties of the crust and upper mantle. It is quite possible that in the future seismic models may become less accurate but more reliable.

A new iterative scheme for the inversion of seismic observations into model parameters of the earth's interior is proposed where the derived model is directly referred to the original observations by means of synthetic seismograms.

## 5. Acknowledgements

The author is indebted to Prof. STEPHAN MÜLLER and Dr. G. MÜLLER for fruitful discussions. Dr. PRODEHL critically read the manuscript. This work is sponsored by the Deutsche Forschungsgemeinschaft. Computing facilities were made available partly at the Deutsches Rechenzentrum Darmstadt and partly at the Gesellschaft für Kernforschung Karlsruhe.

## References

- AKI, K.: Seismological evidences for the existence of soft thin layers in the upper mantle under Japan. *J. Geophys. Res.* 73 (2), 585—594, 1968
- BREKHOVSKIKH, L. M.: *Waves in layered media*, Transl. by D. Liebermann. Acad. Press, New York, 561 p., 1960
- FUCHS, K.: Die Reflexion von Kugelwellen an inhomogenen Übergangszonen mit beliebiger Tiefenverteilung der elastischen Moduln und der Dichte. *Habilitationsschrift*, Universität Karlsruhe, 136 p., 1968a
- : The reflection of spherical waves from transition zones with arbitrary depth-dependent elastic moduli and density. *J. Phys. Earth* 16, Spec. Iss., 1968b
- : On the properties of deep crustal reflectors. *Z. Geophys.* 35, 133—149, 1969a
- : The method of stationary phase as a diagnostic aid in estimating the field pattern of body waves reflected from transition zones. *Z. Geophys.* 35, 431—435, 1969b
- FUCHS, K., and M. LANDISMAN: Detailed crustal investigation along a North-South section through the central part of Western Germany, *AGU Monogr. Ser.* 10, 433—452, 1966

- GIESE, P.: Versuch einer Gliederung der Erdkruste im nördlichen Alpenvorland, in den Ostalpen und in Teilen der Westalpen mit Hilfe charakteristischer Refraktionslaufzeitkurven, sowie eine geologische Deutung. Habilitationsschrift, Freie Universität Berlin, 1966
- : The structure of the earth's crust in central Europe. 10th Gener. Ass. Europ. Seism. Comm., Leningrad, 30 p., 1968
- LANDISMAN, M., and ST. MÜLLER: Seismic studies of the earth's crust in continents, 2. Analysis of wave propagation in continents and adjacent. *Geophys. J.* 10, 539—548, 1966
- MEISSNER, R.: An interpretation of the wide angle measurements in the Bavarian Molasse basin. *Geophys. Prosp.* 14 (1), 7—16, 1966
- : Zum Aufbau der Erdkruste. Ergebnisse der Weitwinkelmessungen im bayerischen Molassebecken. *Gerl. Beitr. Geophys.* 76, 211—254 and 295—314, 1967
- MÜLLER, ST., and M. LANDISMAN: Seismic studies of the earth's crust in continents; part I: evidence for a low-velocity zone in the upper part of the lithosphere. *Geophys. J.* 10, 525 to 538, 1966

# Auswertung seeseismischer Messungen mit einer digitalen Methode unter Anwendung der Theorie der Schallwellenausbreitung im Flachwasser

## Evaluation of Marine Seismic Data Using a Digital Method and Shallow Water Sound Propagation Theory

Von R. KIND, Hamburg<sup>1)</sup>

Eingegangen am 18. März 1970

**Zusammenfassung:** Ein Schichtenmodell in der westlichen Ostsee wird aus Refraktions- und Sparkermessungen, Wasserschallgeschwindigkeitsmessungen und einer Dispersionsanalyse des Wasserschalles berechnet. Die konventionelle Korrelation der Laufzeitkurven wird durch Experimente mit einer digitalen Korrelationsmethode gestützt und ergänzt. Durch Autokorrelationen werden Blubbererscheinungen deutlicher sichtbar gemacht. Mit Hilfe der Dispersionsanalyse des Wasserschalles werden im Bereich von 90—450 Hz die Dispersionskurven mehrerer modes beobachtet. *Die beobachteten Dispersionskurven lassen sich nur durch ein Modell einer flüssigen Schicht über einem flüssigen Halbraum erklären.* Die Geschwindigkeit im Meeresboden, die nicht refraktionsseismisch beobachtet ist, wurde mit dieser Methode bestimmt. Es werden synthetische Flachwasserseismogramme entsprechend der Theorie der modes berechnet und diskutiert.

**Summary:** A model of layers in the western Baltic Sea is computed from refraction and sparker observations, measurements of sound velocity in the water, and a dispersion analysis. A digital correlation method clarifies the conventional correlation of the travel time curves. Bubble pulses are made more evident by autocorrelations. Dispersion curves of several modes are observed in the domain from 90 to 450 cps by the dispersion analysis of the water wave. *This observed dispersion curves can only be explained by assuming a model of a liquid layer over a liquid half space.* The velocity in the first layer of the sea floor, which is not observed by refraction records, is determined by this method. Synthetic shallow water seismograms, computed by the mode theory, are also discussed.

### 1. Einleitung

Die Auswertung refraktionsseismischer Messungen auf See unterscheidet sich im Bereich tieferer Horizonte kaum von der Auswertung solcher Messungen auf dem Festland. Auch hier ist die Korrelation der Laufzeitkurven das wichtigste Problem. Durch den Einsatz von Rechenanlagen ist es wesentlich erleichtert worden, nach exakteren Kriterien für die Korrelation von Laufzeitkurven zu suchen. Es ist bekannt,

---

<sup>1)</sup> Dr. RAINER KIND, Institut für die Physik des Erdkörpers, 2 Hamburg 13, Binderstr. 22.

daß die konventionelle Korrelation durch eine geeignete Wahl der Reduktionsgeschwindigkeit der Seismogramm-Montage deutlicher wird. Von dieser Idee ausgehend, wird in dieser Arbeit durch schrittweise Vorgabe von Reduktionsgeschwindigkeiten eine digitale Korrelation der geführten Wellen auf einer Rechenanlage versucht.

Bei allen seeseismischen Messungen macht sich der Einfluß der Wasserschicht in weit stärkerem Maße bemerkbar, als das bei der obersten Schicht in der Landseismik der Fall ist. Deshalb muß der Schallwellenausbreitung im Meer besondere Aufmerksamkeit geschenkt werden. In dieser Arbeit wird nur die Flachwassertheorie der Schallwellenausbreitung im Meer behandelt, d. h. es werden nur solche Wellen betrachtet, deren Wellenlänge von gleicher Größenordnung wie die Wassertiefe ist. Das Problem der Wellenausbreitung in einer flüssigen Schicht über einem flüssigen Halbraum wird von vielen Autoren behandelt. In diesem Zusammenhang müssen Autoren, um nur die wichtigsten zu nennen, wie PEKERIS [1948], EWING, JADETZKY und PRESS [1957], OFFICER [1958], BREKOVSKIKH [1960] und TOLSTOY [1966] erwähnt werden. Der wichtigste Teil der Lösung ist der in der englischsprachigen Literatur als "normal mode theory" bezeichnete Teil. Er soll hier Theorie der "modes" genannt werden. Es werden synthetische Seismogramme entsprechend dieser Theorie, die in der bisherigen Literatur nur sehr spärlich zu finden waren, berechnet und diskutiert.

Die schwierigste Frage ist die Feststellung von Gemeinsamkeiten zwischen beobachteten und synthetischen Seismogrammen, d. h. inwieweit sich die Schallwellenausbreitung im Meer mit der Theorie der modes beschreiben läßt. Der Phänotyp der beobachteten und berechneten Seismogramme allein dürfte nicht ausreichen. In dieser Arbeit wurde diese Übereinstimmung an Hand der Dispersionskurven geprüft. Das ist aber nur eine von vielen Möglichkeiten. Dazu muß eine Methode gefunden werden, Dispersionskurven in Seismogrammen sichtbar zu machen. Diese Frage wird ebenfalls von vielen Autoren behandelt. PEKERIS [1948] hat gute Ergebnisse durch Auszählen der Extreme erhalten. EWING, MUELLER, LANDISMAN und SATO [1959] haben ebenfalls gute Ergebnisse mit einem Schallspektrographen erhalten. In neuerer Zeit haben BLOCH und HALES [1968] und DZIEWONSKI, BLOCH und LANDISMAN [1969] sehr erfolgreich mit digitalen Methoden Dispersionsanalysen durchgeführt. An dieser Stelle wird eine Dispersionsanalyse mit einer digitalen Filtermethode im Zeitbereich versucht. KERTZ [1965] gibt ein digitales Filterverfahren an, mit dem er sehr gute Ergebnisse bei der Dispersionsanalyse von Luftdruckregistrierungen erzielt hat. Dieses Filterverfahren hat sich bei der Dispersionsanalyse von berechneten und beobachteten Seismogrammen bestens bewährt.

Das beobachtete Seismogramm kann als das Ergebnis einer Faltung des Schußimpulses mit der Übertragungsfunktion aller Schichten, die von den elastischen Wellen durchlaufen werden, betrachtet werden. Hat man Übereinstimmung zwischen den beobachteten und den synthetischen Seismogrammen festgestellt, so ist der Teil der Übertragungsfunktion, der aus der Wasserschicht und ihrem unmittelbaren Untergrund besteht, bekannt. Mit Hilfe einer Dekonvolution des beobachteten Seismogramms mit dem entsprechenden synthetischen Seismogramm kann nun, wenigstens

im Prinzip, versucht werden, den Einfluß der Wasserschicht rückgängig zu machen. Ergebnis einer solchen Methode sollte, neben dem Schußimpuls, eine klarere Herausstellung der restlichen Teile der Übertragungsfunktion sein. ROBINSON [1967a, b] hat Methoden für eine näherungsweise Durchführung der Dekonvolution beschrieben und Programme für Rechenanlagen angegeben. Mit diesen Programmen konnte bis zu diesem Zeitpunkt allerdings noch kein Erfolg erzielt werden.

## 2. Die Messungen

Die Messungen wurden vom 6. 3. bis 9. 3. 1968 vom Institut für die Physik des Erdkörpers der Universität Hamburg in der Ostsee auf dem Forschungsschiff „Planet“ durchgeführt. Sie fanden südöstlich von Schleimünde statt. In Abb. 1 ist ein Lageplan des Meßgebietes dargestellt. Folgende Messungen wurden durchgeführt:

1. Wasserschallgeschwindigkeitsmessungen. Das Prinzip der Sonde haben GREENSPAN und TSCHIEGG [1957] angegeben.
2. Sparkermessungen.
3. Echolotmessungen.
4. Refraktionsseismische Messungen.

Bei diesen Messungen wurden 19 Ladungen von jeweils 200 g TNT in 3 m Wassertiefe auf den in Abb. 1 eingetragenen Schußpositionen 45 bis 63 abgeschossen. Auf den Bojenpositionen N 3 und S befanden sich jeweils zwei übereinanderhängende Hydrophone, von denen die Schüsse per Funk mit Trägerfrequenzen von 1,6 und 6,7 kHz zum Registrierschiff übertragen und dort auf Tonband registriert wurden. Bei Boje N 3 befand sich ein Hydrophon (Träger 6,7 kHz) in 4 m und das andere (Träger 1,6 kHz) in 12 m Höhe über dem Meeresboden. Bei Boje S befand sich ein Hydrophon (Träger 1,6 kHz) in 8 m und das andere (Träger 6,7 kHz) in 16 m Höhe über dem Meeresboden. Die Entfernungen wurden aus dem Wasserschalleinsatz und mit Hilfe der Deccapositionen von Schuß und Boje bestimmt. Sämtliche Schüsse wurden mit Hilfe einer Rechenanlage CDC 1700 digitalisiert. Die meisten Abbildungen dieser Arbeit wurden mit einem ZUSE-Graphomaten Z 64 gezeichnet.

## 3. Die Auswertung der Meßergebnisse

### 1. Eine konventionelle Auswertung der Refraktionsmessungen

Die Schallgeschwindigkeitsmessungen im Wasser sowie die Sparker- und Echolotmessungen wurden im Zusammenhang mit den Refraktionsmessungen ausgewertet. Bis einige Meter über dem Meeresboden wurde eine Geschwindigkeit von ca. 1,428 km/s beobachtet, direkt am Meeresboden betrug die Geschwindigkeit ca. 1,432 km/s. Eine gerundete Wasserschallgeschwindigkeit von 1,43 km/s hat sich als ausreichend für die Entfernungsbestimmung, die Dispersionsanalysen und die Tiefenberechnungen herausgestellt. Mit dem Sparker wurden zwei Horizonte beobachtet.

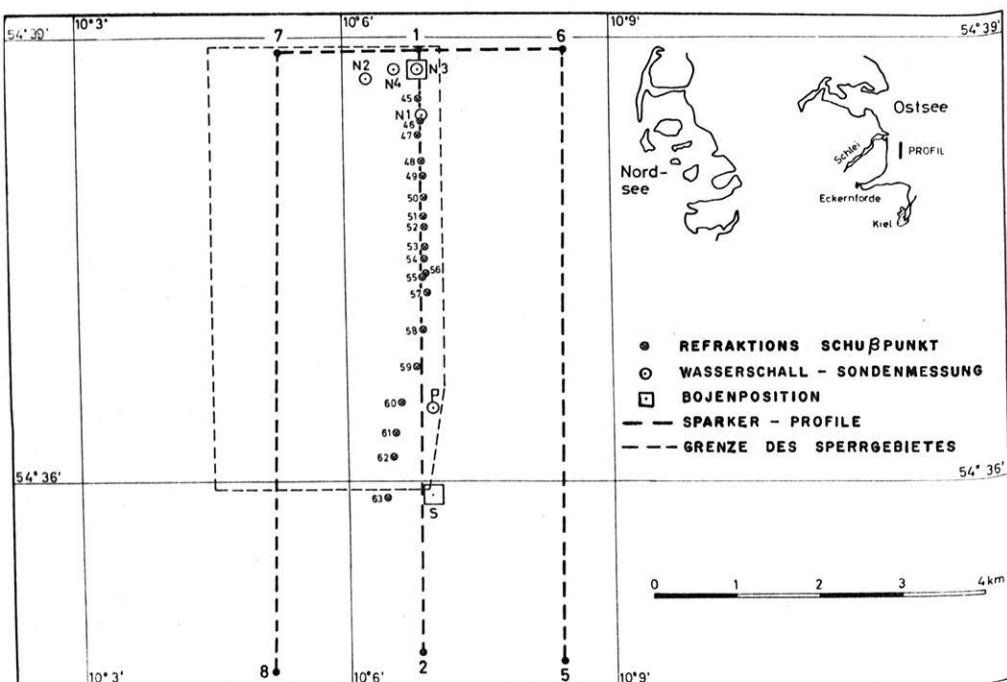
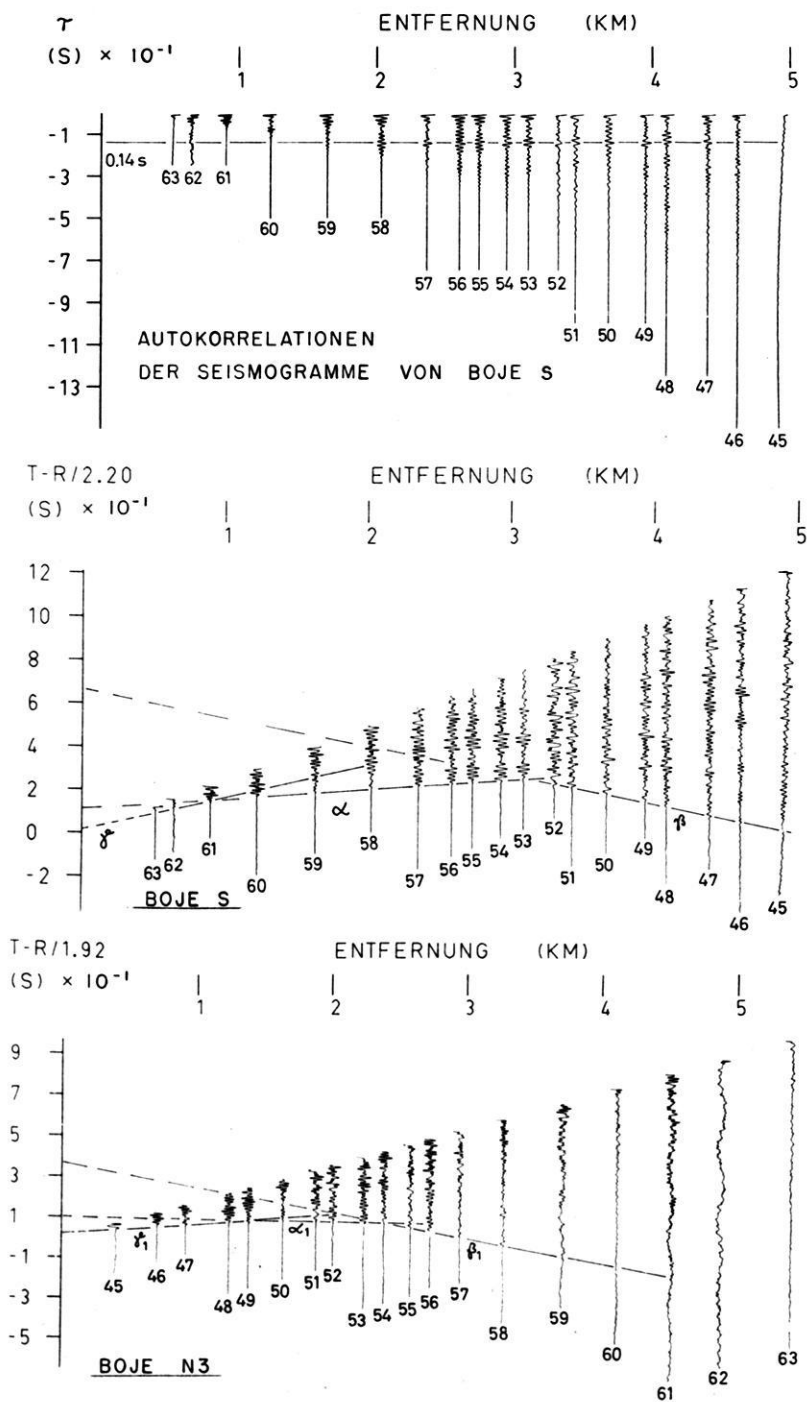


Abb. 1: Lageplan. — Location map.

Sie wurden A und B genannt und hatten doppelte Laufzeiten von ca. 25 und 50 ms. Es war klar zu erkennen, daß B keine doppelte Reflexion von A war. Der Echolot-horizont E stimmte mit dem Sparkerhorizont A überein. Die gemittelte Tiefe dieser Horizonte betrug ca. 20 m. In Abb. 2 sind die Seismogramm-Montagen eines Hydrophones von Boje S (Träger 6,7 kHz) und eines Hydrophones von Boje N 3 (Träger 1,6 kHz) sowie die Autokorrelationen der Seismogramme von Boje S dargestellt. Die Seismogramme wurden am Beginn des Wasserschalleinsatzes abgeschnitten. Die Amplituden sind normiert. Die Reduktionsgeschwindigkeiten sind 2,20 und 1,92 km/s. Es wurde nur eine Hälfte der symmetrischen Autokorrelationen gezeichnet. Die Autokorrelationen machen die Blubberperiode von 0,14 s deutlich sichtbar. In den beiden Seismogramm-Montagen wurden jeweils drei Laufzeitgeraden korreliert. In der folgenden Tabelle sind die Geschwindigkeiten und Interzeptzeiten zusammengestellt:

Refraktor	$\alpha$	$\beta$	$\gamma$	$\alpha_1$	$\beta_1$	$\gamma_1$
Geschwindigkeit (km/s)	2,00	3,09	1,80	1,96	2,52	1,78
Interzeptzeit (s)	0,11	0,66	0,02	0,10	0,37	0,02
	Boje S			Boje N3		





**Abb. 2: Seismogrammbeispiele und Autokorrelationen.**  
**Examples of seismograms and autocorrelations.**

Wie ein Vergleich der Geschwindigkeiten und Interzeptzeiten ergibt, scheinen die Laufzeitkurven  $\alpha$  und  $\alpha_1$  sowie  $\gamma$  und  $\gamma_1$  jeweils von der gleichen Unstetigkeitsfläche zu stammen, die beide näherungsweise als horizontal angesehen werden können. Die Gegenzeiten von  $\beta$  und  $\beta_1$  stimmen überein, so daß angenommen werden kann, daß sie vom gleichen Horizont stammen und daß dieser nach Norden abfällt. Die Tiefenberechnung geschieht wie üblich über die Geschwindigkeiten und Interzeptzeiten aus den bekannten Strahlengleichungen. Dabei muß für die oberen Schichten folgendes berücksichtigt werden: Die oberste Schicht ist die 20 m mächtige Wasserschicht mit

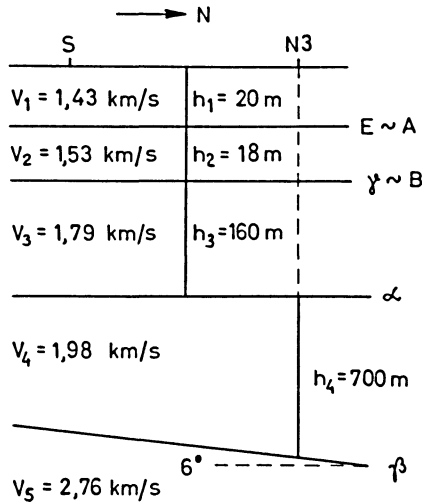


Abb. 3: Schematische Darstellung des berechneten Geschwindigkeits- und Tiefenmodells (nicht maßstabsgetreu).

Schematic presentation of the computed velocity and depth model (not to scale).

einer Wellengeschwindigkeit von 1,43 km/s. Der Meeresboden wurde nicht als Refraktor beobachtet. Der Horizont  $\gamma$  ist die Unterkante der Schicht unter dem Meeresboden. Für diese Schicht folgt aus Dispersionsuntersuchungen, auf die später eingegangen wird, eine Geschwindigkeit von 1,54 km/s. Der Horizont  $\gamma$  scheint mit dem Sparkerhorizont B identisch zu sein. Aus allen diesen Messungen folgt für den Horizont  $\gamma$  eine gemittelte Tiefe von 18 m unter dem Meeresboden. In Abb. 3 ist das aus den Refraktionsmessungen resultierende Modell schematisch dargestellt.

### 2. Die digitale Korrelation

Das Problem einer Kreuzkorrelation aller Seismogramme eines Profils wurde als eine Erweiterung der normalen Kreuzkorrelation zweier Seismogramme betrachtet. Bei der Kreuzkorrelation zweier Zeitreihen schiebt man, anschaulich gesprochen, eine

Reihe über die andere und multipliziert bei jeder Verschiebung die übereinander befindlichen Werte und summiert diese Produkte. Hat man mehr als zwei Zeitreihen, so kann das gleiche Verfahren bei allen möglichen gegenseitigen Verschiebungen aller Seismogramme angewandt werden. Das Ergebnis ist eine Kreuzkorrelationsfunktion in Abhängigkeit von der gegenseitigen Verschiebung aller Zeitreihen. Dieses Verfahren erscheint jedoch sehr zeitraubend und unübersichtlich. Deshalb wurden nur solche gegenseitigen Verschiebungen aller Seismogramme verwandt, die einer Reduktionsgeschwindigkeit der Seismogramm-Montage entsprechen. Die Argumente einer solchen Kreuzkorrelationsfunktion sind dann also Reduktionsgeschwindigkeiten und nicht die Verschiebungen selbst. Diese Reduktionsgeschwindigkeiten sollen zur besseren Unterscheidung „Korrelationsgeschwindigkeiten“ genannt werden. Bei der praktischen Durchführung dieser Methode wurde ein fester Zeitabschnitt eines Seismogrammes mit Zeitabschnitten anderer Seismogramme, die von der Entfernung und der Korrelationsgeschwindigkeit abhängen, korreliert. Es wurden jedoch nur Seismogramme in größerer Entfernung als die des betrachteten Seismogrammes benutzt. Dieser Sachverhalt kann in folgenden Gleichungen ausgedrückt werden. Als Symbole werden benutzt:

$n$  Anzahl der Seismogramme

$m$  Anzahl der digitalen Werte des betrachteten Seismogrammstückes

$\Delta t$  Zeitabstand der digitalen Werte

$v$  vorgegebene Korrelationsgeschwindigkeit

$R_i$   $i = 1 \dots n$

Schußpunktentfernungen für die einzelnen Seismogramme

$X_{i,j}$   $i = 1 \dots n$

$j = 1 \dots m$

die digitalen Werte aller Seismogramme

$P(v)$  die gesuchte Korrelationsfunktion in Abhängigkeit von der unabhängigen Variablen  $v$

$P(v)$  wurde dann über folgende Gleichung bestimmt

$$P(v) = \sum_{j=1}^m M_j(v)$$

wobei gilt

$$M_j(v) = \prod_{i=1}^n X_{i,j-k}$$

mit  $k = [(R_i - R_1)/(v \cdot t)]$ . Die eckigen Klammern bedeuten die Entierfunktion.

Der Ausdruck unter der Entierfunktion bewirkt die Verschiebung der einzelnen Seismogramme entsprechend der Korrelationsgeschwindigkeit und Entfernung. Von den  $R_t$  wird jeweils  $R_1$ , die Entfernung des festgehaltenen Seismogrammes, abgezogen. Das bewirkt, daß immer das gleiche Stück dieses Seismogrammes mit allen anderen korreliert wird. Ein Nachteil bei dieser Methode ist, daß das betrachtete Seismogramm

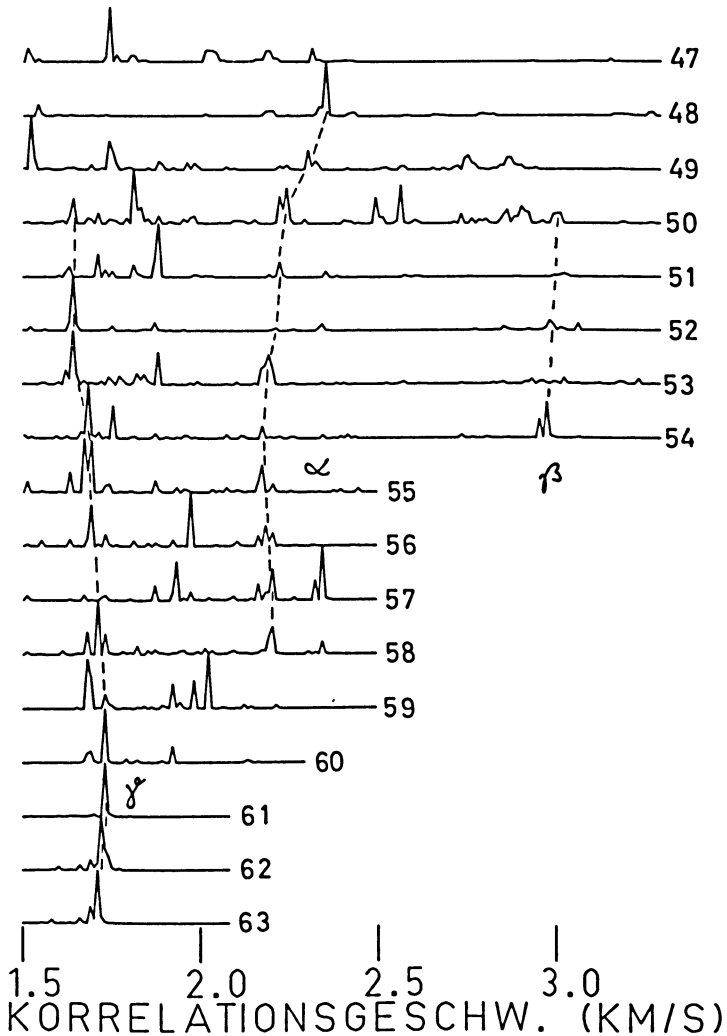


Abb. 4: Digitale Korrelation der Seismogramme von Boje S.  
Digital correlation of the seismograms at buoy S.

gewissermaßen nach Geraden, d. h. konstanten Scheingeschwindigkeiten, mit den anderen Seismogrammen korreliert wird. Es wurde versucht, diesen Nachteil auszugleichen, indem auf diese Weise die meisten Seismogramme nacheinander mit allen anderen korreliert wurden. Die Ergebnisse dieser Methode sind für die Seismogramme von Boje S in Abb. 2 in Abb. 4 dargestellt. In dieser Abbildung sind nicht die Korrelationsfunktionen selbst, sondern ihre Beträge eingezeichnet. Da mit wachsender Entfernung immer weniger Seismogramme korreliert wurden, stieg der Störpegel an. Um dieses etwas zu unterdrücken, wurde mit einem mit der Entfernung wachsenden Exponenten potenziert. Eine Verbesserung dieser Korrelationsmethode, bei der die Seismogramme in kleineren Entfernungen nicht mehr weggelassen werden, ist in Arbeit. In Abb. 4 sind deutlich drei Aneinanderreihungen von Maxima zu erkennen, die wie die konventionell beobachteten Horizonte mit  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  bezeichnet wurden. Die Beträge der Geschwindigkeiten der konventionell beobachteten und der digital ermittelten Horizonte stimmen nicht gut überein; z. B. wurde für den Horizont  $\alpha$  mit der konventionellen Methode 2,00 km/s und mit der digitalen Methode ca. 2,20 km/s erhalten. Trotzdem sind diese Horizonte wahrscheinlich identisch. Die Unterschiede sollen an Hand der Abb. 5 erläutert werden. Diese Abbildung ist ein Ausschnitt der Abb. 2. Die Reduktionsgeschwindigkeit ist in dieser Montage 2,2 km/s. Die Verbindungslinie der Ersteinsätze ergibt eine Geschwindigkeit von 2,00 km/s. Deutlich ist zu erkennen, daß sich die Hauptphasen in der ersten Wellengruppe senkrecht übereinander befinden. Die beste Korrelation ergibt sich in diesem Fall also nicht bei der Geschwindigkeit der Ersteinsätze als Korrelationsgeschwindigkeit, sondern bei einer Geschwindigkeit, die bestimmte Phasen so verschiebt, daß sie sich senkrecht übereinander befinden. Mit dieser Methode wird also nicht in jedem Fall die Gruppen-

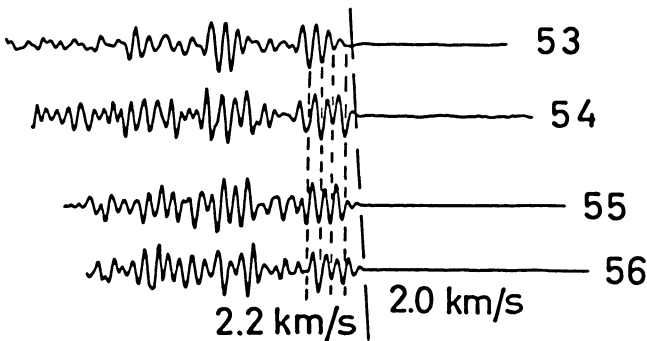


Abb. 5: Ausschnitt aus Abb. 2, Boje S. Bei einer Reduktionsgeschwindigkeit von 2,2 km/s befinden sich die Hauptphasen senkrecht übereinander, wogegen die Ersteinsätze eine Geschwindigkeit von 2,0 km/s ergeben.

Section from Fig. 2, buoy S. The main phases are lined up on vertical lines by reducing with a velocity of 2.2 km/s whereas a velocity of 2.0 km/s is obtained from the first arrivals.

geschwindigkeit gemessen. Gute Ergebnisse scheint diese Methode dagegen zu erzielen bei der Zerlegung der Laufzeitkurve in einzelne Horizonte und bei der Weiterverfolgung von späteren Einsätzen.

### 3. Die Dispersionsanalyse des Wasserschalls

Nach der Theorie der modes wurden synthetische Seismogramme berechnet. Eine Übereinstimmung zwischen den synthetischen und den beobachteten Seismogrammen müßte an Hand der Entfernungs- und Tiefenabhängigkeit und der Form der Dispersionskurven geprüft werden. Alle diese Begriffe werden im letzten Teil dieser Arbeit

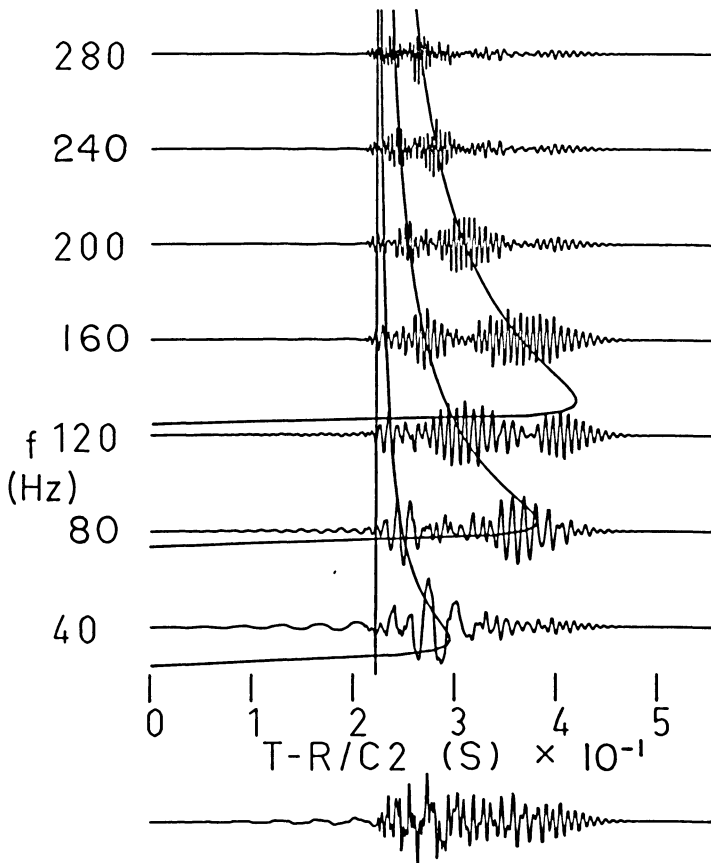


Abb. 6: Dispersionsanalyse eines synthetischen Seismogrammes.

Dispersion analysis of a synthetic seismogram.

erklärt und diskutiert. Hier sollen zur Prüfung dieser Übereinstimmung nur die Dispersionskurven herangezogen werden. Das Filterverfahren von KERTZ [1965] dient zur Feststellung der Dispersionskurven in den Seismogrammen. Zu Testzwecken ist mit diesem Verfahren ein synthetisches Seismogramm in Abb. 6 analysiert worden. Die Filterdimension, die die Bandpaßbreite bestimmt, war 20. Das synthetische Seismogramm besteht aus der Summe der ersten drei modes. Die Dispersionskurven dieser modes wurden eingezeichnet und sie sind klar wiederzuerkennen. Damit hat sich das Kertz'sche Verfahren für diese Zwecke als sehr brauchbar erwiesen. Mit diesem Filterverfahren wurde die Mehrzahl der beobachteten Seismogramme bearbeitet. Ein typisches Beispiel ist der Schuß Nr. 58, nördliche Boje, Träger 1,6 kHz, der in Abb. 7 zu sehen ist. Die Filterdimension ist 18. Es fällt auf, daß der Wasserschall aus zwei sehr ähnlichen Gruppen besteht. Die zweite dieser Gruppe ist eine Blubbererscheinung mit einer Periode, die mit den anderen Blubberbeobachtungen übereinstimmt. Völlig analog zu Abb. 6 lassen sich in Abb. 7 mehrere Wellengruppen durch Dispersionskurven von drei, vielleicht sogar 4 modes zu erkennen. Besonders deutlich sind die Airy-Phasen ausgeprägt. Die eingezeichneten Dispersionskurven gehören zu

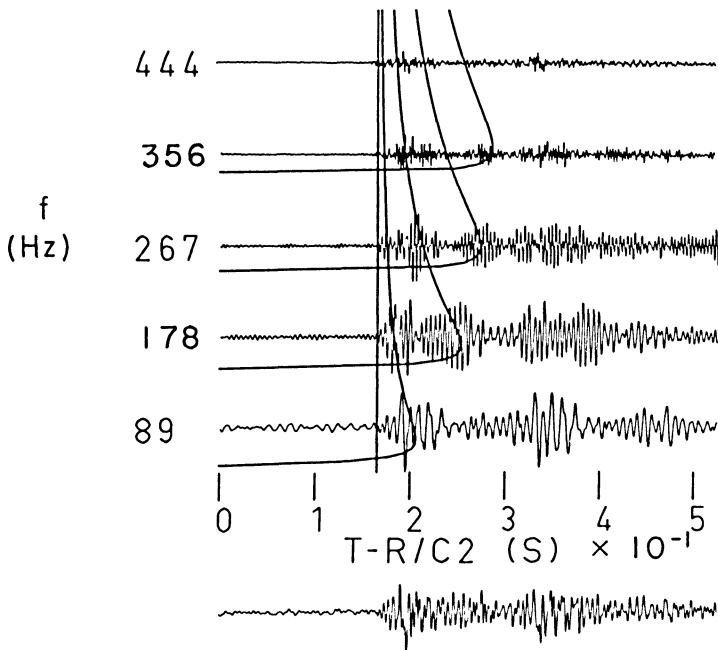


Abb. 7: Dispersionsanalyse eines beobachteten Seismogrammes.

Dispersion analysis of an observed seismogram.

einem Modell einer flüssigen Schicht über einem flüssigen Halbraum mit folgenden Parametern:

Schichtdicke	20 m
Wasserschallgeschwindigkeit	1,43 km/s
Geschwindigkeit im Halbraum	1,54 km/s
Dichteverhältnis	2

Die Geschwindigkeit im Halbraum kann nicht stärker als  $\pm 0,02$  km/s variiert werden, ohne daß die Dispersionskurven deutlich neben den Wellengruppen verlaufen. Obwohl die beobachtete Dispersion sich sehr gut mit dem oben angegebenen Modell erklären läßt, soll noch diskutiert werden, warum andere Modelle, etwa flüssig-fest oder flüssig-flüssig-fest, nicht in Frage kommen. Das gesuchte Modell muß mit folgenden Beobachtungstatsachen übereinstimmen:

1. Die *P*-Wellengeschwindigkeit dicht unter dem Meeresboden ist kleiner als 1,8 km/s, da in dem darunterliegenden Refraktionshorizont eine Geschwindigkeit von 1,8 km/s zu beobachten ist. Die *S*-Wellengeschwindigkeiten zu diesen beiden *P*-Wellengeschwindigkeiten sind kleiner als die Wasserschallgeschwindigkeit (1,43 km/s).
2. Es wurden die Dispersionskurven mehrerer modes beobachtet.
3. Die Gruppengeschwindigkeit für steigende Frequenzen nähert sich asymptotisch der Wasserschallgeschwindigkeit.

Es sei darauf hingewiesen, daß die Dispersionsuntersuchungen im Frequenzbereich von etwa 90 bis 450 Hz gemacht wurden. WEDEL [1964] hat Dispersionskurven für die Fälle flüssig-flüssig, flüssig-fest und flüssig-flüssig-fest ausführlich diskutiert. Danach existieren für den Fall, daß die *S*-Wellengeschwindigkeit in einem festen Halbraum kleiner als die Wasserschallgeschwindigkeit ist, nur reelle Lösungen der Dispersionsgleichung für den nullten mode. Die Asymptote für unendlich hohe Frequenzen ist die *S*-Wellengeschwindigkeit. Diese mathematischen Ergebnisse stimmen aber nicht mit den Beobachtungstatsachen unter 2. und 3. überein. Das gilt für flüssig-fest wie auch für ein Modell flüssig-flüssig-fest. Hat im Fall flüssig-flüssig-fest die zweite Schicht eine kleinere Geschwindigkeit als die obere, so existieren zwar Dispersionskurven mehrerer modes, jedoch bei sehr hohen Frequenzen. Bei den betrachteten Frequenzen existieren lediglich für ein Modell flüssig-flüssig bei einer so kleinen *P*-Wellengeschwindigkeit im Halbraum die Dispersionskurven mehrerer modes und nur dann ist die Asymptote die Wasserschallgeschwindigkeit. Dieses Ergebnis soll noch im Hinblick darauf untersucht werden, daß der Untergrund des Meeres in irgend einer Tiefe schließlich fest werden muß. Beim mathematischen Ansatz der Theorie der modes wurde eine exponentielle Amplitudenabnahme im Halbraum angesetzt. Diese Amplitudenfaktoren in 2 m Tiefe unter dem Meeresboden sind in der folgenden Tabelle



für die ersten drei modes und für verschiedene Frequenzen für das beobachtete Modell angeben:

	Frequenz (Hz)				
	90	180	270	360	450
1. mode	0,65	0,34	0,18	0,10	0,06
2. mode	—	0,24	0,24	0,12	0,07
3. mode	—	—	0,48	0,18	0,09

Daraus geht hervor, daß sich der bedeutendere Teil der Ausbreitungsvorgänge in weniger als 2 m Tiefe unter dem Meeresboden abspielt. In diesem Bereich reagiert das Material auf die betreffenden Frequenzen wie eine Flüssigkeit.

Vielleicht läßt sich in diesem Zusammenhang eine Erklärung für das Nichtbeobachten des Meeresbodens mit der Refraktionsseismik finden. Wegen des sehr kleinen Geschwindigkeitssprunges ist kein scharfer, impetusartiger Einsatz zu erwarten, sondern der Refraktionseinsatz wird sich relativ langsam aus der Nullage herausheben. Ein solcher Einsatz wird schwer zu erkennen sein. In jedem Fall stehen aber die Ergebnisse der Dispersionsanalyse der weitverbreiteten Annahme einer Geschwindigkeitsinversion am Meeresboden entgegen.

#### 4. Synthetische Flachwasserseismogramme eines Modells einer flüssigen Schicht über einem flüssigen Halbraum

Da sich in einem bestimmten Frequenzbereich die Theorie der Schallwellenausbreitung im Flachwasser in Übereinstimmung mit der Schallwellenausbreitung in der Ostsee zu befinden scheint, kann die Berechnung und Diskussion synthetischer Flachwasserseismogramme nützlich sein. Ausführliche mathematische Abhandlungen über die Schallwellenausbreitung im Flachwasser sind bei vielen Autoren zu finden (vgl. Literaturverzeichnis). Zur Berechnung der synthetischen Seismogramme wurden die Gleichungen (A104), (A105) und (A118) von PEKERIS [1948] benutzt. Dabei wurde jedoch, anders als in diesen Gleichungen, der  $\delta$ -Impuls als anregende Funktion angesetzt. Bei der numerischen Berechnung werden immer, falls keine Änderungen angegeben sind, folgende Parameter zugrunde gelegt:

Entfernung ( $r$ )	0,50 km
Wassertiefe ( $h$ )	20 m
Schußtiefe ( $d$ )	10 m
Registriertiefe ( $z$ )	10 m
Geschwindigkeit in der Schicht ( $c_1$ )	1,50 km/s
Geschwindigkeit im Halbraum ( $c_2$ )	2,25 km/s
Dichteverhältnis ( $\rho_2/\rho_1$ )	2

Es wurden jeweils die ersten drei modes berechnet und summiert. In Abb. 8 sind die ersten drei modes und deren Summe eines synthetischen Seismogrammes dargestellt.

Die Abhängigkeit des Anregungszustandes in einem Flachwassersystem in  $r$ - und  $z$ -Richtung ist z. B. bei TOLSTOY und CLAY [1966] zu finden. Dort wird gezeigt, daß in beiden Richtungen Schwingungsknoten und -bäuche existieren. Der Abstand der Schwingungsknoten ist frequenzabhängig. In Abb. 9 sind synthetische Seismogramme in verschiedenen Tiefen und in Abb. 10 in verschiedenen Entfernungen dargestellt.

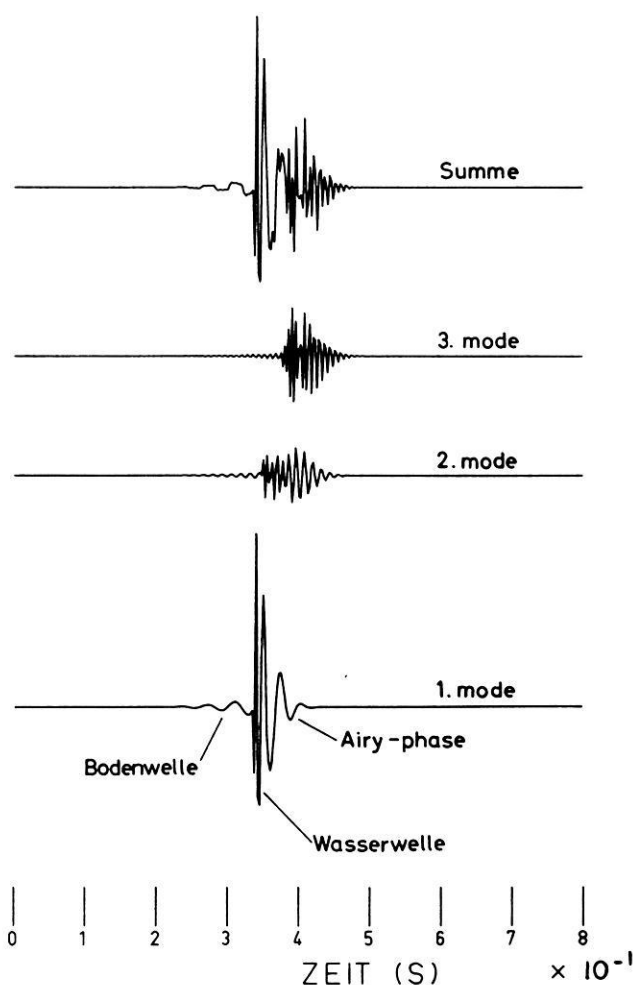


Abb. 8: Die ersten drei modes eines synthetischen Seismogrammes und deren Summe.  
The first three modes of a synthetic seismogram and their total.

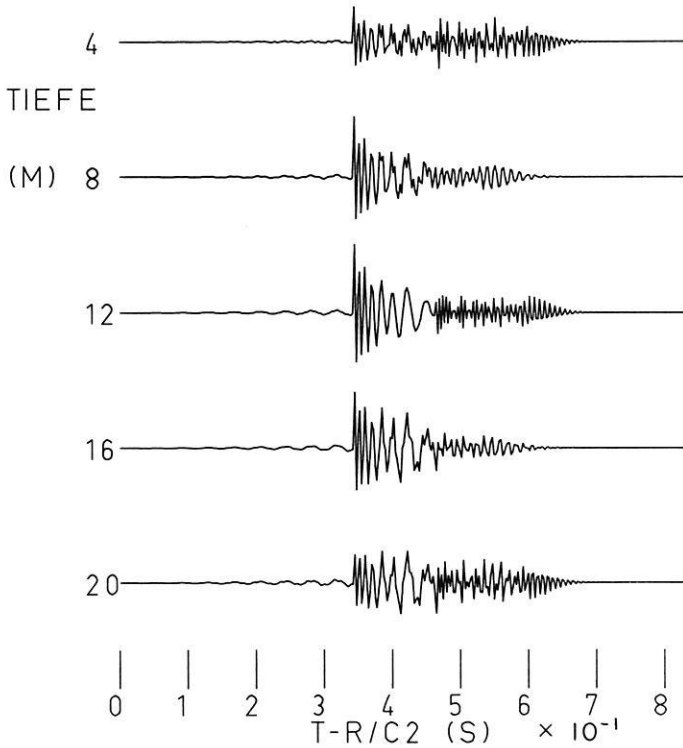


Abb. 9: Synthetische Seismogramme in verschiedenen Tiefen.  
Synthetic seismograms at different depths.

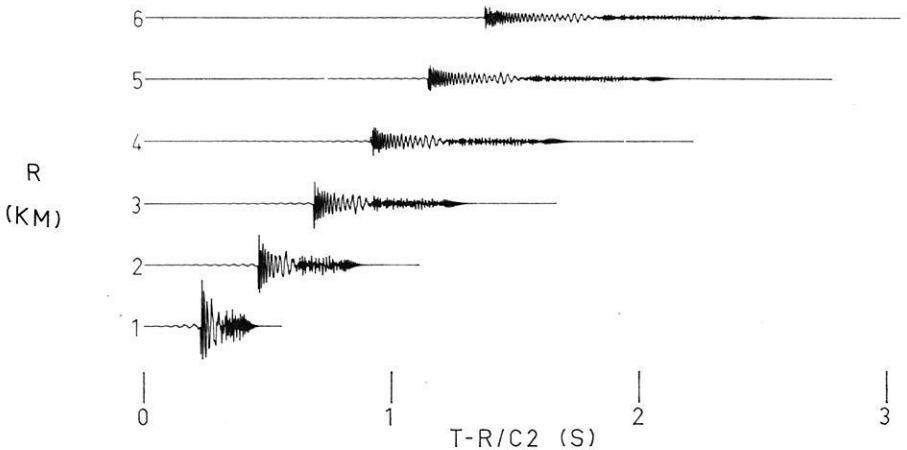


Abb. 10: Synthetische Seismogramme in verschiedenen Entfernungen.  
Synthetic seismograms at different distances.

Infolge der Überlagerung mehrerer modes und vieler Frequenzen ist die Form der Entfernungs- und Tiefenabhängigkeit unmittelbar schlecht zu erkennen. Es sei darauf hingewiesen, daß in der Entfernungsabhängigkeit nicht die Absorption enthalten ist. Die mit der Entfernung wachsende zeitliche Dehnung der Seismogramme ist eine Folge der Dispersion.

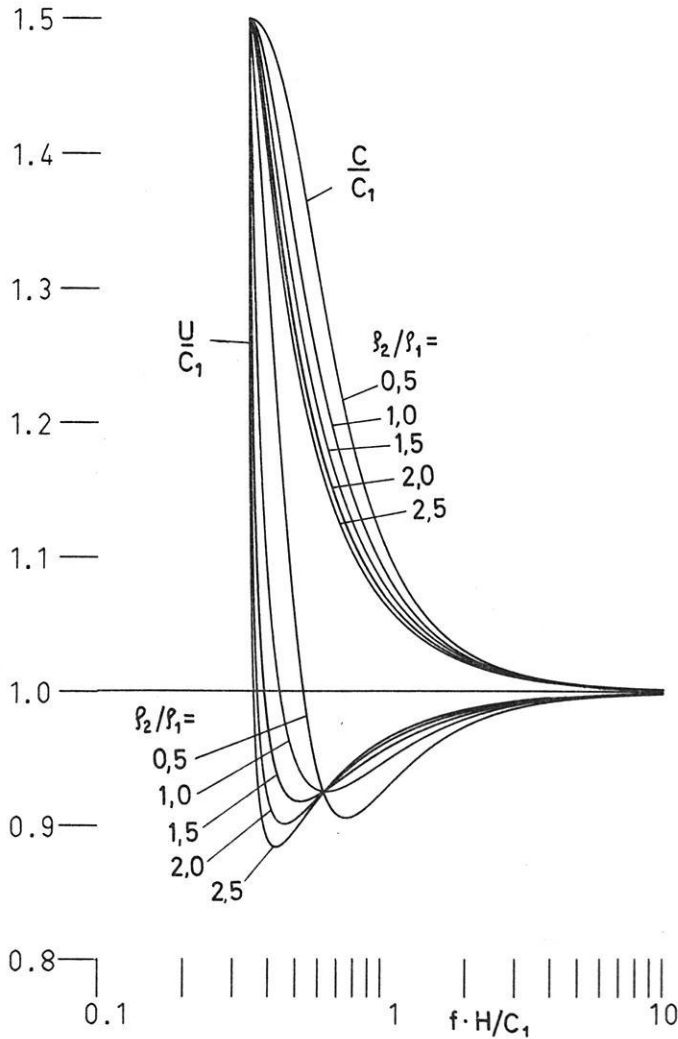


Abb. 11: Dispersionskurven des ersten mode für verschiedene Dichteverhältnisse.

Dispersion curves of the first mode for different density ratios.

Die Abhängigkeit vom Geschwindigkeits- und Dichteverhältnis macht sich am deutlichsten in der Form der Dispersionskurven bemerkbar. Dispersionskurven für verschiedene Geschwindigkeitsverhältnisse sind bei PEKERIS [1948] und für verschiedene Dichteverhältnisse in Abb. 11 zu sehen. In Abb. 12 sind synthetische Seismogramme für verschiedene Geschwindigkeitsverhältnisse und in Abb. 13 für verschiedene Dichteverhältnisse dargestellt. Die Ausbreitungsvorgänge entsprechend der Theorie der modes können vielleicht am besten verständlich gemacht werden, wenn man zunächst eine Anregung durch eine periodische monochromatische Quelle betrachtet. Für diesen Fall, und wenn wir nur den ersten mode betrachten, ist der Erregungszustand des Systems leicht vorstellbar. Es existieren Schwingungsknoten und -bäuche in  $r$ - und  $z$ -Richtung. Die physikalischen Parameter bestimmen über die Anregungsfunktion die Amplitude der Schwingungsbäuche und über die Dispersionskurve die Ausbreitungsgeschwindigkeit. Alle diese Erscheinungen sind frequenzabhängig, so daß bei einer Anregung durch einen Impuls, und wenn dazu noch alle modes summiert werden,

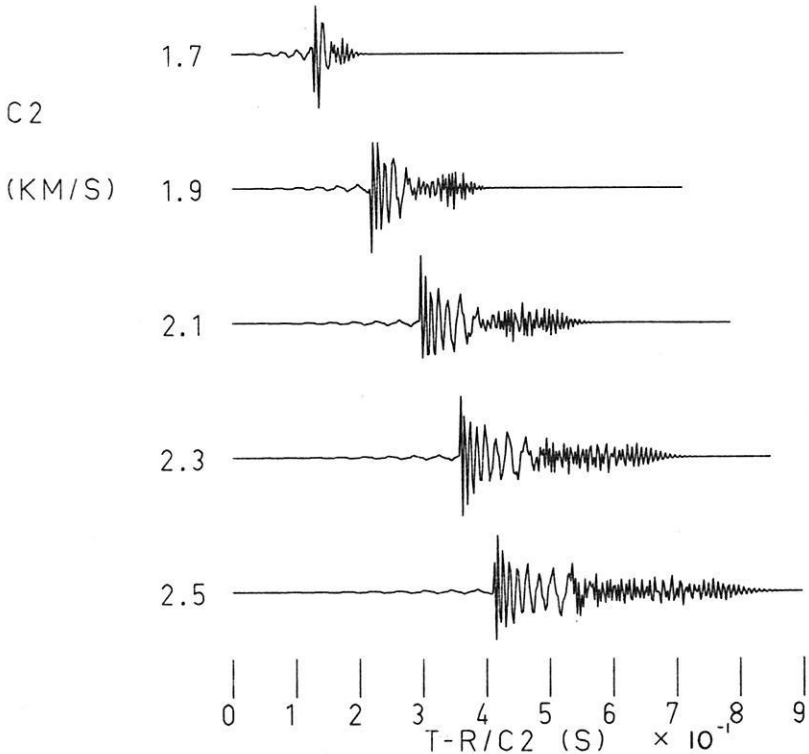


Abb. 12: Synthetische Seismogramme für verschiedene Geschwindigkeitsverhältnisse.

Synthetic seismograms for different velocity ratios.

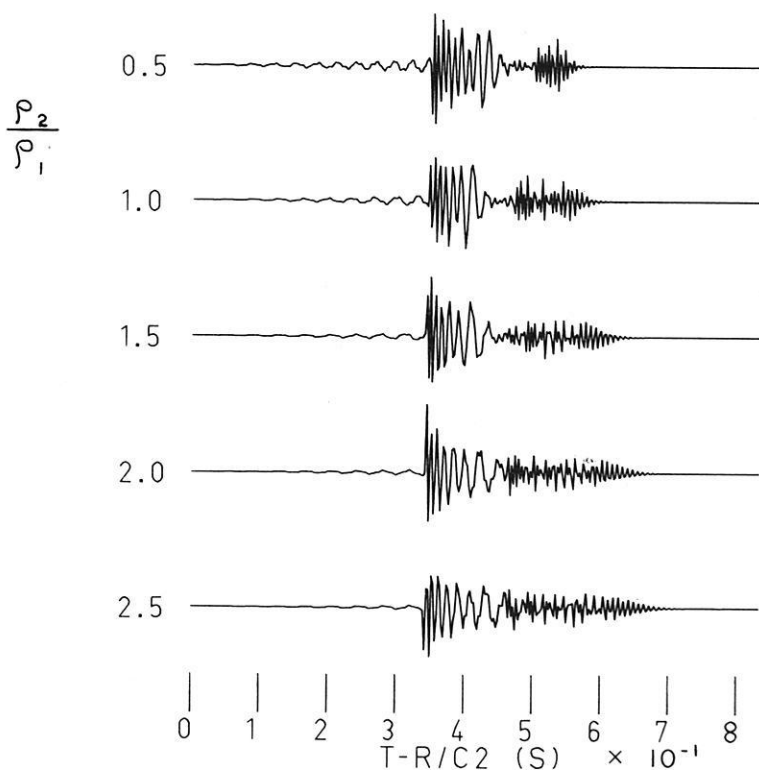


Abb. 13: Synthetische Seismogramme für verschiedene Dichteverhältnisse.

Synthetic seismograms for different density ratios.

sehr komplizierte Überlagerungen zustande kommen. Trotzdem hat es sich gezeigt, daß mit einem Filterverfahren die Dispersionskurven herauspräpariert werden konnten und somit Aussagen über die physikalischen Parameter des Modells erhalten wurden. Das ist ein Hinweis darauf, daß mit geeigneten Methoden auch die Anregungsfunktionen und die Abhängigkeiten von den geometrischen Parametern sichtbar gemacht werden könnten.

### Danksagung

Die Deutsche Forschungsgemeinschaft und das Bundesministerium für Verteidigung haben durch großzügige Finanzierung die Messungen in der Ostsee ermöglicht. Die Ozeanographische Forschungsanstalt der Bundeswehr in Kiel führte die Sparkermessungen durch und das Ozeanographische Institut der Universität Kiel stellte die Sonde zur Messung der Wasserschallgeschwindigkeit zur Verfügung. Dafür sei ihnen

herzlich gedankt. Den Angehörigen des Institutes für die Physik des Erdkörpers der Universität Hamburg, die die Messungen durchführten, danke ich sehr. Der Stiftung Volkswagenwerk und der Friedrich-Ebert-Stiftung, die durch ein Stipendium diese Arbeit ermöglichten, sei ebenfalls herzlich gedankt. Herrn Prof. Dr. H. Menzel bin ich für seine ständige Betreuung bei der Durchführung dieser Arbeit zu großem Dank verpflichtet. Herrn Dr. R. Gutdeutsch bin ich für viele anregende Diskussionen dankbar.

### Literatur

- BLOCH, S., and A. L. HALES: New Techniques for the Determination of Surface Wave Phase Velocities. *Bull. Seismol. Soc. Am.* 58, 1021—1036, 1968
- BREKOVSKIKH, L. M.: *Waves in Layered Media*. Academic Press, New York 1960
- DZIEWONSKI, A., S. BLOCH, and M. LANDISMAN: A Technique for the Analysis of Transient Seismic Signals. *Bull. Seismol. Soc. Am.* 59, 442—444, 1969
- EWING, W. M., W. S. JADETZKY, and F. PRESS: *Elastic Waves in Layered Media*. McGraw-Hill, New York 1957
- EWING, W. M., S. MUELLER, M. LANDISMAN, and Y. SATO: Transient Analysis of Earthquake and Explosion Arrivals. *Geofis. Pura Appl.* 44, 83—118, 1959
- GREENSPAN, M., and C. E. TSCHIEGG: Speed of Sound in Water by a Direct Method. *Journal of Research of the National Bureau of Standards* 59, No. 4, Oct. 1957, Res. Paper 2795
- KERTZ, W.: Filterverfahren in der Geophysik. *Gerlands Beitr. Geophys.* 75 (1), 1—33, 1965
- OFFICER, B. F.: *Introduction to the Theory of Sound Transmission*, McGraw-Hill, New York 1958
- PEKERIS, C. L.: Theory of Propagation of Explosive Sound in Shallow Water. *Geol. Soc. Am., Mem.* 27, 1948
- ROBINSON, E. A.: *Statistical Communication and Detection with Special Reference to Digital Data Processing of Radar and Seismic Signals*, Griffin, London 1967a
- : *Multichannel Time Series Analysis with Digital Computer Programs*, Holden Day, San Francisco 1967b
- TOLSTOY, I.: *Ocean Acoustics*, McGraw-Hill, New York 1966
- WATSON, G. N.: *A Treatise on the Theory of Bessel Functions*, Cambridge University Press 1966
- WEDEL, D.: *Dispersionerscheinungen elastischer Wellen in geschichteten Medien*. Diss. d. Fak. f. Natur- u. Geisteswiss. der Bergakademie Clausthal, TH, 1964





## **On Chemical Magnetization in Some Permian Lava Flows of Southern Norway**

By K. M. STORETVEDT and N. PETERSEN, Bergen<sup>1)</sup>

Eingegangen am 23. April 1970

*Summary:* Thermal demagnetization analysis of the Brumunddal lavas of southern Norway suggests that their original thermoremanent magnetization has been substantially replaced by chemical magnetization of low temperature origin. Haematite is the dominating remanence carrier. Ore microscopy and studies of saturation magnetization versus temperature confirm this conclusion. The estimated magnetite remains constitute less than one per cent of total ore content. A single lava flow and in some cases a single specimen contain three different magnetization components of nearly equal thermal stability. These components are:

- 1) A reversed component which is supposed to represent the original or Permian field.
- 2) A reversed component of supposed Mesozoic origin.
- 3) A normal component which is antiparallel to component 2) and of supposed Mesozoic origin as well.

The Permian component is strongly overprinted by the subsequent magnetization processes. It is concluded that the remagnetization, which in part must have been simultaneously with the tectonism, has taken place below a sedimentary cover of the order of about one kilometer.

*Zusammenfassung:* Es wurden paläomagnetische Untersuchungen in Verbindung mit erzmikroskopischen Beobachtungen an den permischen Brumunddal Laven (Süd-Norwegen) durchgeführt. Die Analyse der natürlichen remanenten Magnetisierung nach schrittweiser thermischer Abmagnetisierung läßt vermuten, daß die ursprüngliche thermoremanente Magnetisierung weitgehend durch eine chemische Remanenz ersetzt worden ist. Träger der remanenten Magnetisierung ist fast ausschließlich Hämatit. Die erzmikroskopischen Untersuchungen und Messungen der Temperaturabhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung bestätigen diese Folgerung. Der Anteil von Magnetit am gesamten Erzgehalt ist weniger als 1%.

In den untersuchten Laven lassen sich drei verschiedene Komponenten der Magnetisierung von nahezu gleicher Stabilität nachweisen:

1. Eine Komponente mit umgekehrter Magnetisierung, welche wahrscheinlich das ursprüngliche permische Paläofeld wiedergibt.
2. Eine Komponente umgekehrter Magnetisierung, welche ihren Ursprung vermutlich im Mesozoikum hat.
3. Eine Komponente normaler Magnetisierung antiparallel zu Komponente 2., welche vermutlich ebenfalls ihren Ursprung im Mesozoikum hat.

Die permische Komponente ist weitgehend überprägt von subsequenten Magnetisierungsprozessen. Es wird die Folgerung gezogen, daß die Bildung der sekundären Magnetisierung teilweise gleichzeitig mit tektonischen Veränderungen und unter einer Sedimentbedeckung von etwa 1 km stattgefunden hat.

<sup>1)</sup> Department of Geophysics, University of Bergen, Bergen, Norway.—Permanent address of N. PETERSEN: Institut für Angewandte Geophysik, Universität München, Richard-Wagner-Str. 10, 8000 München 2, W-Germany.

## 1. Introduction

The sequence of sandstone and rhomb-porphry lavas of the Brumunddal area, South Norway, was sampled for palaeomagnetic purposes with the prime intention to provide some more information about the origin of these rocks. However, it became clear even at an early stage of the investigations that the palaeomagnetic record concerned had a much more complex build-up than originally thought. In the lava flows, in particular, it became possible to study the fossil magnetization in fairly great detail, the results illustrating the problem of chemical remagnetization. It is believed that the magnetic complexity as posed by the Brumunddal rocks is not unique for this particular formation but of general importance in palaeomagnetism. Therefore, in this paper we are mainly concerned with remagnetization aspects leaving the geological implications of the findings to a separate account [STORETVEDT 1970b].

## 2. General geological description and sampling

The Brumunddal area is situated in the northernmost part of the Oslo graben at geographical co-ordinates of approximately  $61^{\circ}$  N,  $11^{\circ}$  E. The porphyry-sandstone succession of this region covers a total of 8.6 km<sup>2</sup>. The latest and most detailed account on the geology of this formation has been given by ROSENDAHL (1929).

The lower part of the series consists of 4 rhomb-porphry flows which petrologically are of the same type as the well-known Lower-Permian porphyries that are of wide distribution further south in the Oslo area. Three of the flows have a thickness of about 30 metres while the thickness of the fourth and uppermost one (flow 4) amounts to 100–200 metres. Layers of strongly red coloured sediments (up to 30 metres thick) occur between the lava flows but the major portion of sediments (red-yellow in colour) was laid down after the volcanic activity had come to an end. The preserved stratigraphic thickness of this uppermost sandstone sequence is 600–700 metres.

A rather long time elapsed between the eruption of flows 2 and 3 (the flows are numbered from bottom). During this time a slight tectonism took place but the main tectonic activity in the area, resulting in a general ESE dip of 30–40 degrees, post-dates the sedimentation of the upper-most sandstone.

The lavas and intercalated sediments which are the subject of the magnetic analysis of this paper were collected in a total of 22 oriented hand samples.

The area is strongly covered and suitable sampling sites were difficult to obtain. An exception is the uppermost flow which is extensively exposed in a recent road cut. This exposure represents the uppermost part of the flow. Unfortunately lava No. 2 is missing.

The rock units considered have sample numbers as follows:

Lava 4 (uppermost flow)	Nos. 32–38
Lava 3	Nos. 48–54
Intercalated sediments	Nos. 55–59
Lava 1	Nos. 60–63

### 3. Thermal demagnetization

Between 2 and 4 specimens from each sample were heated in air (as shown by the magneto-mineralogical results (see chapter 5) air is the most appropriate atmosphere for the rocks concerned) in zero field to progressively higher temperatures. After each heating step the specimens were cooled down to room temperature for measurement with an astatic magnetometer. After having studied the results of a detailed heating procedure on a number of pilot specimens it became clear that the interesting and important changes in the remanent magnetization occurred at the higher temperature ranges. Therefore, the subsequent heatings were largely concentrated on temperatures above 500 °C. In general intensity reduction as well as directional changes are negligible below this temperature. The heatings have been carried out in two different furnaces, a complete heating cycle lasting about one hour in both cases.

Examples of directional and intensity changes of remanent magnetization as a function of increasing temperature are shown in figs. 1—4 (see pag. 572—575). The results of altogether 16 specimens are presented.

It is evident from the figures that the magnetization of the lavas are strongly diverging from what should be expected in such rocks if they were to record the ambient geomagnetic field at the time of extrusion. If a substantial fraction of the original thermoremanent magnetization (TRM) is still preserved one should expect magnetite as a much more dominating magnetism carrier than haematite which in general is only slightly developed (if at all) at the deuteric stage of alteration. Instead, haematite was the only magnetic component which with certainty could be diagnosed at this stage of investigation (see also chapter 5). An additional indication that magnetite does not play an important role in these rocks is provided in a more indirect way by the evaluation of the directional results obtained after demagnetization to low intensities ( $2 \times 10^{-6}$  emu/cm<sup>3</sup>— $5 \times 10^{-7}$  emu/cm<sup>3</sup>). These directions show in general a so well defined behaviour that one is forced to rule out the presence of significant stray moments acquired during the experiments. Experience throughout some years suggest to the present authors that the natural remanence of magnetite bearing rocks do not in general allow thermal demagnetization analysis of such low intensity ranges unless the zero field cancellation during heating is ideal.

The most abnormal palaeomagnetic property is the presence of both normal and reversed directions of stable magnetization in the uppermost flow collection. Here, the two polarities are of about equal importance and there is no general magnetic stability difference. In addition, thermal demagnetization shows that the magnetization of many specimens is composed of two opposite directions (cf. for instance 36c, fig. 2). Thus, at a few tens of degrees below the Curie-temperature of haematite, 670 °C, normally magnetized specimens may become reversely magnetized while originally reversed specimens may change their magnetization directions towards a normal polarity. Such opposite polarity components appear in general during the analysis of the last few per cent of the remanence intensity. In the uppermost flow the groups of

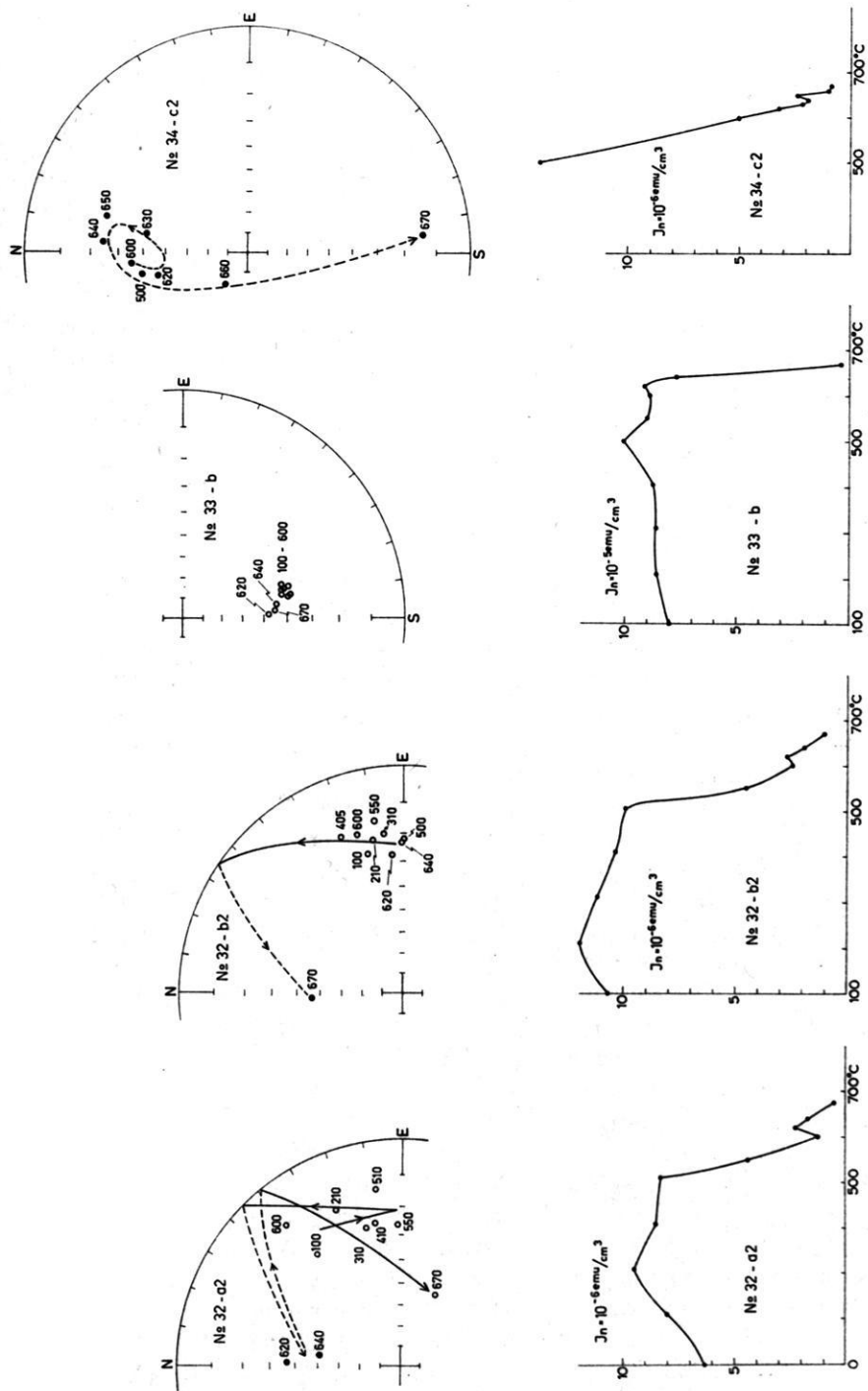


Fig. 1: Examples of remanent magnetism behaviour as a function of temperature. Directions are without tectonic correction. Full symbols are used for downward inclinations and open symbols for upward inclinations.

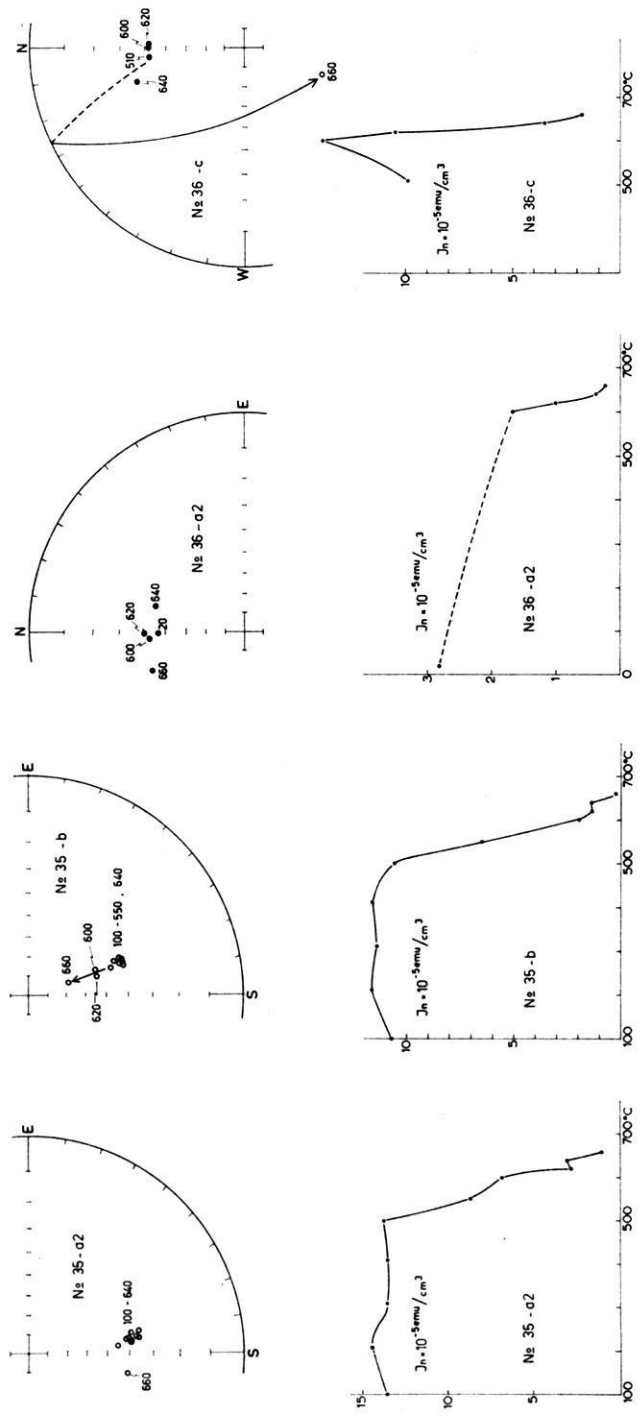


Fig. 2: Examples of remanent magnetism behaviour as a function of temperature. Directions are without tectonic correction. Full symbols are used for downward inclinations and open symbols for upward inclinations.

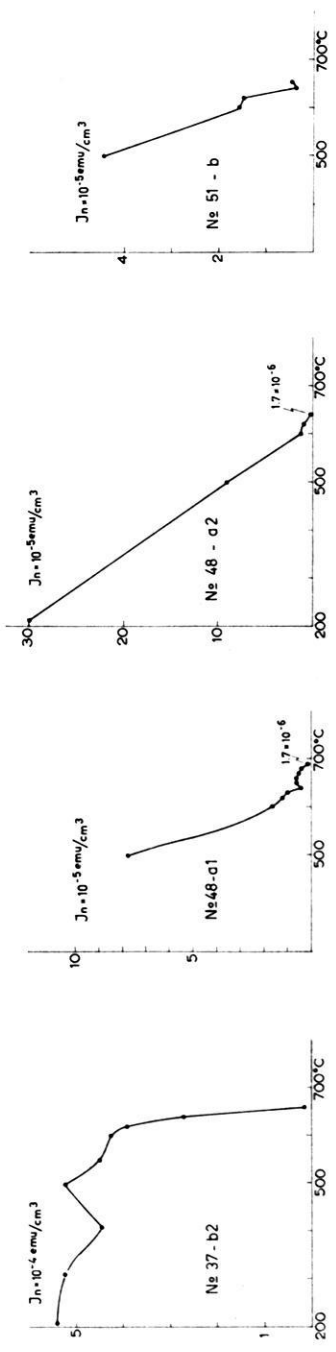
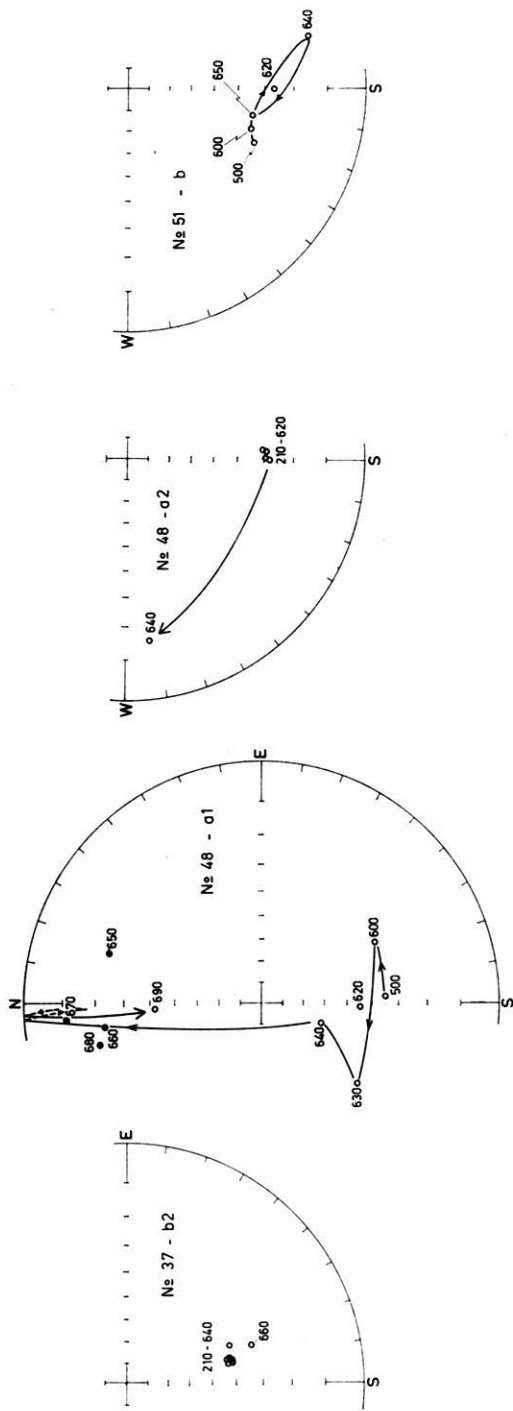


Fig. 3: Examples of remanent magnetism behaviour as a function of temperature. Directions are without tectonic correction. Full symbols are used for downward inclinations and open symbols for upward inclinations.

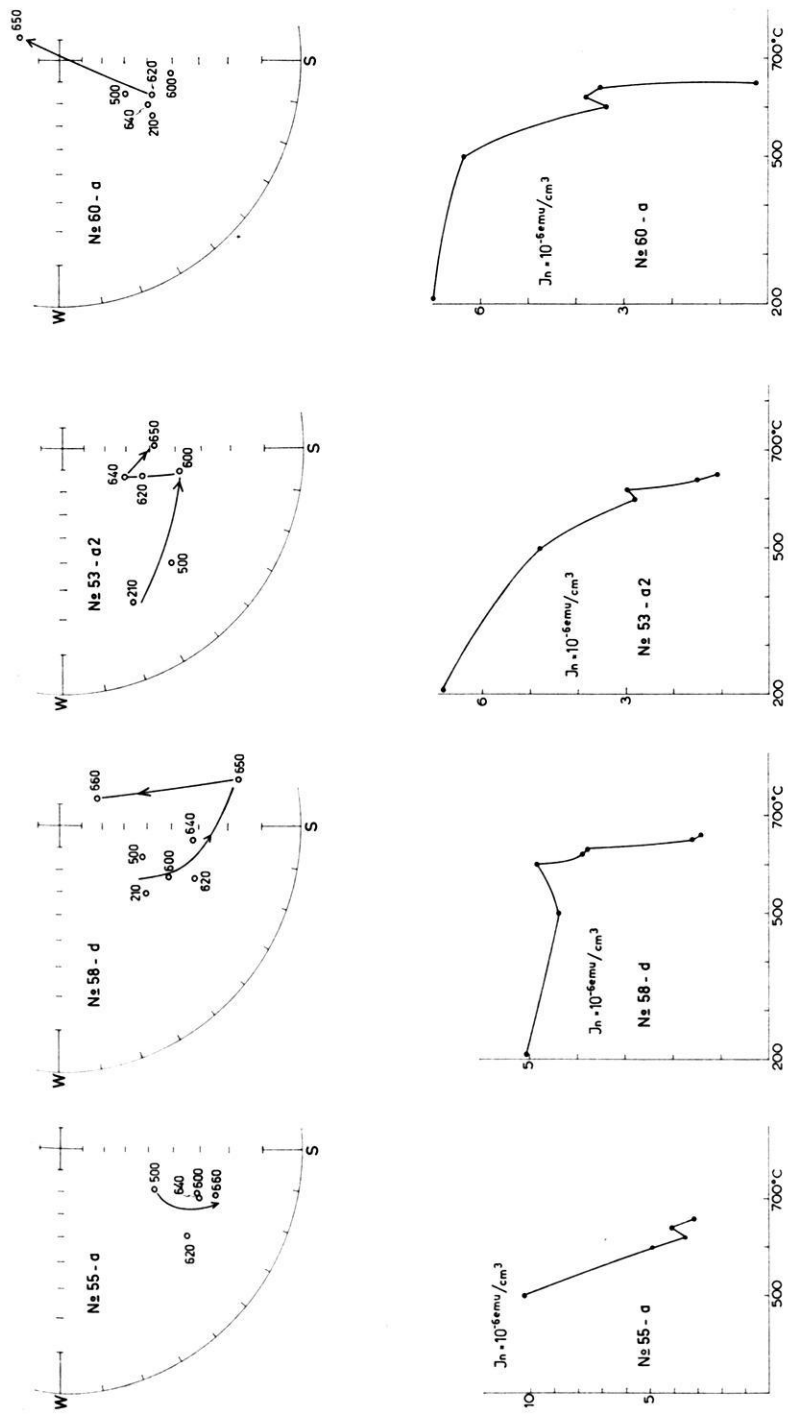


Fig. 4: Examples of remanent magnetism behaviour as a function of temperature. Directions are without tectonic correction. Full symbols are used for downward inclinations and open symbols for upward inclinations.

directions (only specimens with well defined magnetization directions are considered) are antiparallel to within about 3 degrees (cf. fig. 5).

The remanent magnetization at lower stratigraphic levels is somewhat different from that of flow 4. Firstly, the reversed polarity magnetization is now entirely dominating, the existence of a normal component being only recognized through the directional changes of some specimens when demagnetized to higher temperatures (cf. for example 48a1, fig. 3). Secondly, the magnetization of the lavas and sediments below flow 4 have a well defined spread of the magnetization directions towards shallower

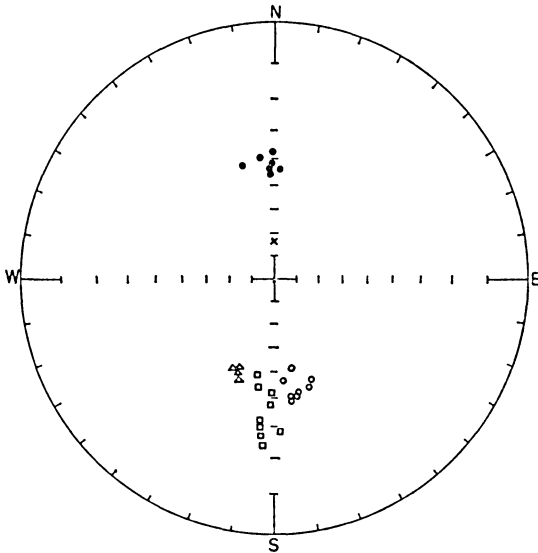


Fig. 5: Directions of stable bulk magnetization of separate specimens (cf. text). Only specimens with well defined magnetization directions (no systematic direction changes associated with the upper 90 per cent of remanence intensity) are included. Circles (open or closed) represent flow 4 specimens (results from six samples), squares are flow 3 data (results from five samples) and triangles are data from flow 1 (results from one sample only). The cross gives the direction of present axial dipole field at locality. Data are without tectonic correction.

inclinations. This characteristic feature is shown both in the distribution of stable bulk magnetization (flow 3) as well as in systematic direction changes on demagnetization (cf. 55a and 58d of fig. 4). In the uppermost flow the tendency of obtaining the reversed component with the most shallow inclination is only observed in a few specimens.

The stable bulk magnetization directions are given in fig. 5. Each plot is a characteristic specimen direction (the direction normally encountered in palaeomagnetic papers) obtained by averaging the magnetization directions for a number of demagne-



tization steps. The directional estimates thus obtained must not be considered as representing a single magnetization direction but rather as a resultant of different directions. The observed direction changes at temperatures close to the Curie-temperature of haematite (low intensities) are interpreted as a splitting of this composite magnetization. As the blocking temperature of the different components seems to be largely overlapping one is not able to estimate any of the separate components with reasonable certainty. These high temperature directions are therefore set aside in the estimates of mean specimen directions given in fig. 5. On the other hand the majority of specimens investigated showed a remarkably well defined magnetization below about 600 °C. Several specimens (such as 55a, 58d, 48al etc.) do not have a sufficiently well defined direction of bulk magnetization to be included in fig. 5. Nevertheless, also the latter specimens confirm the complex magnetization build-up as revealed by the more stable ones.

#### 4. Interpretation of demagnetization data

Thermal demagnetization suggests that a single lava flow as well as a single specimen may contain up to three stable magnetization components. Their relative abundance may vary greatly. Because of this complexity and the fact that all components seem to be associated with haematite, it appears plausible to assume that the essential part of the original thermoremanent magnetization has been replaced by magnetizations of chemical origin (see also chapter 5).

As will be discussed in greater detail below the time span concerned in these processes seems to involve field reversals as well as relative polar wandering. This means that low temperature oxidation processes may be considered to have played an important role in the magnetization history of the Brumunddal lavas. Under such conditions it will be unrealistic to consider magnetization directions as palaeomagnetic spot readings. Even a single specimen is likely to represent the geomagnetic field over a very long time span and, provided no complications from field reversals or relative polar wandering are present, the magnetization of such a small piece of rock do certainly correspond much better to an ancient dipole field reading than to a palaeomagnetic spot reading.

As there are reasons for believing that the Brumunddal porphyries are of the same age as the porphyries in the district around Oslo, i. e. of Lower Permian origin, it is pertinent to ask whether any magnetization remains corresponding to this time can be traced. According to the foregoing such a possible component could either be associated with deuterite haematite or with haematite acquired by low temperature oxidation before any further relative polar wandering had become significant.

The characteristic magnetization of the uppermost flow as shown in fig. 5 is unlikely to represent the Permian field for two reasons. Firstly, the occurrence of two polarities of magnetization is unknown for this period and secondly the pole position as calculated from these results after applying tectonic correction (tectonism occurred

long after lava eruption), 129E, 54N (cf. table I), is anomalous compared with other Permian pole position of Europe. However, if remagnetization is as strong as the demagnetization experiments may indicate one should assume that any early Permian magnetization had a greater chance to survive in the lower parts of the succession. The reason for this may at least be twofold. Firstly, the older flows may have reached their ultimate oxidation stage at an earlier date than the uppermost flow, and therefore the magnetization of the latter one could be more strongly affected by later field changes. Secondly, the uppermost flow would be more strongly affected by post-eruption surface weathering than stratigraphically lower levels. Thus, flow 4 which has an average thickness of about 150 metres would provide a shielding effect on the under-lying rocks.

Whatever the explanation may be there is a difference between flows 3 and 4 as far as the directions of magnetization are concerned. In flow 3 the importance of a normal component is considerably diminished while the evidence of a second reversed component (with a shallower inclination) becomes stronger. However, because of an apparent overprint by later magnetizations, along steeper magnetization axes, the direction of this latter component can only be estimated very loosely (the suggested chronological sequence of these magnetizations is in harmony with the palaeomagnetic observations for Europe, i. e. the inclination of the axial dipole field is gradually increasing as one approaches the present time). From fig. 5 one can postulate a tectonically uncorrected magnetization direction of 180,  $-20$  for the earliest (most shallow) component. An inclination of  $-20$  degrees is probably an underestimate but thermal demagnetization results never give inclinations below  $-15$  degrees. An average magnetization direction of about 180,  $-15$  would, after tectonic correction, give a pole position corresponding fairly well to the Permo-Carboniferous field for Europe as recently suggested from the results of two dike systems, the Great Whin Sill [STORETVEDT and GIDSKEHAUG 1969] and the Kristiansand diabases [HALVORSEN 1970]. It is now suggested that the palaeomagnetic data from these dikes (W and Kr in fig. 6) are more reliable than the results from the Permian lavas because the latter rocks seem to pose the same general remagnetization problems (though not so well pronounced) as encountered in the Brumunddal formation [STORETVEDT 1970a].

Nevertheless, it appears reasonable to conclude that a magnetization component of Permian origin can be traced in the lower parts of the considered rock sequence being nearly extinct in the uppermost part of flow 4.

The characteristic magnetization directions of flow 4 constitute two nearly exactly antiparallel groups. The axis of magnetization is significantly different from that of the present day. It seems likely to assume that the geomagnetic field which affected the remanent magnetization of the uppermost flow (No. 4) so significantly, represents the last palaeomagnetic field axis of importance in the magnetization history of these rocks (there is no evidence of stable magnetizations imposed in more recent periods). By that time the oxidation of magnetite into haematite might have been completed whereby further chemical magnetization components became much more difficult to

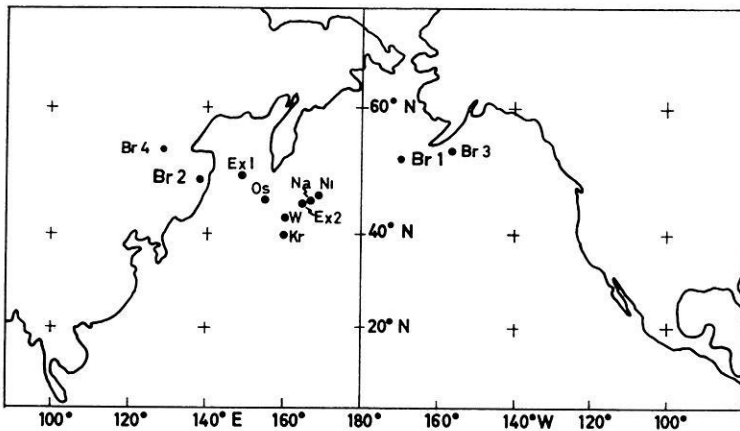


Fig. 6: Palaeomagnetic poles for Europe deduced from Permo-Carboniferous rocks which at least have been cleaned for low stability components. The rock formations concerned are: The Exeter lavas, Ex 1 and Ex 2 [ZUIDERVELD 1967, CORNWELL 1967], the Nideck volcanics, Ni [ROCHE et al. 1962], the Great Whin Sill, W [STORETVEDT and GIDSKEHAUG 1969], the Kristiansand diabbases, Kr [HALVORSEN 1970], the Oslo volcanics, Os [VAN EVERDINGEN 1960] and the Nahe volcanics, Na [NIJENHUIS 1961]. The different pole positions given for the Brumunddal lavas (Br) are according to table 1.

impress. An alternative explanation of the apparent sharp cut-off of remagnetization processes may have been changes in climatic conditions for instance associated with the breaking up of the northern continents which apparently initiated at this time.

When two polarities of magnetization are present in a single specimen one should in general expect deviating directions (cf. 32a2 and 32b2 in fig. 1) as the components involved may not be exactly antiparallel. The resultant direction can be extremely stable as the different components may be of nearly equal stability. Therefore, in a case of chemical remagnetization an estimate or indication of a palaeomagnetic field can be quite troublesome; any answer has to be sought at low intensity levels close to the Curie-temperature of haematite. The general problem is illustrated in sample No. 32. However, apart from this sample no deviating or intermediate directions occur. This may be due to the following reasons:

- a) One of the components, normal or reversed, is entirely dominating.
- b) The two polarity components are of comparable strength but very closely antiparallel. Such an antiparallelism may occur if each component became acquired over a sufficient length of time to approximate the corresponding axial dipole field. Relative polar wandering must be insignificant.

Whatever the explanation may be the magnetization of flow 4 is likely to represent that of an ancient axial dipole. Based on the evidence of two polarities of magnetization together with a palaeo-inclination of about 25 degrees steeper than that estimated

for the Lower Permian one feels tempted to suppose that a Mesozoic magnetization is considered. The immediate problem is, however, that neither the pole position based on a tectonically uncorrected magnetization nor that based on a corrected one falls into a suggested trend of relative polar wandering for Europe. On the other hand if one applies only half of the tectonic correction the estimated pole is in good agreement with the majority of Triassic palaeomagnetic poles for Europe.

Table I: Summary of results of stable bulk magnetization. *K* is the precision parameter of FISHER [1953].

Rock unit	Number of specimens	Direction of stable remanence	<i>k</i>	Pole no.	Pole position in present grids	Remarks
All lavas, uncorrected	29	180.5 —40.7	50	Br 1	52.2 N 169.7 W	} Normal directions reversed when calculating mean direction
All lavas, corrected	29	217.2 —45.4	41	Br 2	47.8 N 137.7 E	
Flow 4, uncorrected	14	171.9 —42.8	168	Br 3	53.4 N 156.7 W	
Flow 4, corrected	14	219.2 —54.2	177	Br 4	53.8 N 129.3 E	

Table II: Summary of remanence polarity (normal or reverse) and type of inhomogeneity (lamellar or pockmark) in the Brumunddal lava samples. With one exception all samples containing ore grains with the lamellar structure are reversely magnetized.

Sample No.	Type of inhomogeneity	Polarity
32	P	N
33	L/P	R
34	P	N
35	L	R
36	L/P	N
37	L/P	R
38	P	R
48	L	R
49	L/P	R
52	L	R
53	P	R
54	L	R
63	P	—

Table I summarizes the palaeomagnetic results from the Brumunddal lavas (the intercalated sediments did not have sufficiently well defined magnetization) together with adequate polar estimates. These polar estimates in relation to other Permo-Carboniferous results for Europe are shown in fig. 6.

The important conclusions derived from this consideration are firstly that chemical remagnetization in the Brumunddal lavas continued at least into the Lower Mesozoic. Secondly, the remagnetization were in part simultaneous with tectonism. As the tectonic activity post-dates the sedimentation of the uppermost sandstone sequence the chemical alterations must have been operating through a sedimentary cover of the order of one kilometer.

## 5. Magneto-mineralogical investigations

### A. Ore microscopy results

Polished sections of almost all samples have been studied under the ore microscope. The average ore content of the flows concerned is as follows:

Flow 1	10 volume %
Flow 3	9 volume %
Flow 4	11 volume %

Assuming a density of 5 for the ores and 2.5 for the silicate matrix an ore content of 10 volume % corresponds to about 18 weight %.

The ore mineralogy of the flows is very similar. All samples contain two sets of ore grains. The first set has an average grain diameter of 400  $\mu$ , while that of the second set is 40  $\mu$ . Fig. 7 shows the distribution of the ores in the silicate groundmass. All the ore grains are extremely inhomogeneous. Their shape, however, gives strong indication that they originally were titanomagnetite and to a small extent separate ilmenite. These primary phases are now completely transformed into a mixture which appears to be mainly haematite and rutile. Although the grains in all samples consist of the same mineral assemblage (haematite and rutile) one can, based on the texture of inhomogeneity within the grains, distinguish between two groups:

a) The "lamellar type". In these samples the ore grains consist of well developed lamellae systems. The structure of these lamellae resembles exsolution phenomena in titanomagnetite as they are developed for instance in basalts. A closer inspection under high magnification shows, however, that these lamellae are inhomogeneous as well, consisting of an extremely fine-grained intergrowth of haematite and rutile. A typical example is shown in Fig. 8. However, some grains of the lamellar type contain relics of a spinel phase (presumably exsolved primary titanomagnetite). An example of this latter case is given in Fig. 9. The total content of these spinel relics within an ore grain is less than 1%.

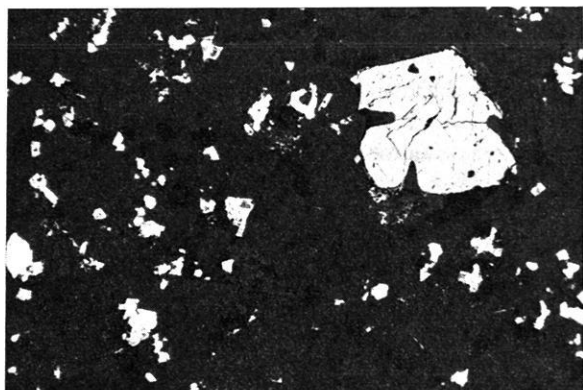


Fig. 7: A typical example of the distribution of ore grains (white) in the Brumunddal rhomb porphyry lavas. Magn.:  $80\times$ .



Fig. 8: An ore grain in sample No. 35. A complete pseudo-morphism of rutile (grey) and haematite (white) after ilmenite and exsolved titanomagnetite has taken place. The original exsolution structure is preserved. Magn.:  $1200\times$ , oil immersion.

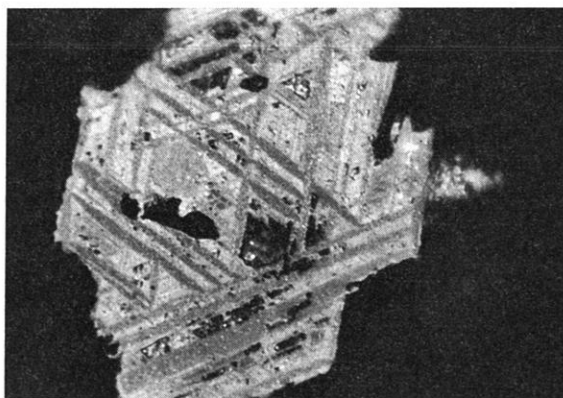


Fig. 9: Ore grain in sample No. 35. In addition to the general mixture of rutile (grey) and haematite (white) some relics of exsolved titanomagnetite (dark grey) can be observed in the centre of the grain. Magn.: 1200 $\times$ , oil immersion.

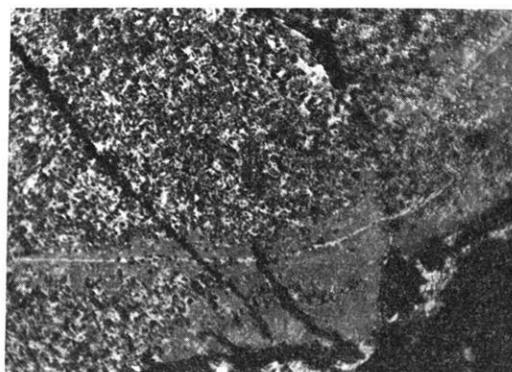


Fig. 10: Ore grain in sample No. 32. This is a typical "pockmark type" example. Irregular and extremely fine intergrowth of probably haematite (white) and rutile (grey). Magn.: 1200 $\times$ , oil immersion.

b) The "pockmark type". These grains are characterized by an irregular inhomogeneity, the polished surfaces resembling pockmarks. Fig. 10 is a typical example of this type. The grains consist of the same material as in those of the lamellar type, i. e. a fine-scale mixture of haematite and rutile. Grains which are of the typical "pockmark type" do not contain any relics of a spinel phase. This latter observation has also been confirmed by measurements of saturation magnetization versus temperature (see below).

### B. Temperature dependence of saturation magnetization

The saturation magnetization,  $I_s$ , as a function of temperature has been measured with a translation balance in an applied field strength of 8000 Oe. The measurements were carried out in air. The shape of the curves thus obtained suggests a distinction between two groups of samples:

a) Samples with two different Curie temperatures, one about 670 °C, the other about 570 °C. The former Curie point corresponds to that of haematite, the latter to that of magnetite (according to CREER and PETERSEN [1969] this magnetite is probably exsolved titanomagnetite). Heating and cooling curves are reversible at temperatures above 570 °C. Below this temperature the curves are distinctly irreversible, the cooling curve lying below the heating curve. Haematite is stable in air and this fact accounts for the reversibility of the heating and cooling curves above 570 °C where magnetite is in a paramagnetic state. Magnetite is very unstable in air at the temperatures concerned, being gradually oxidized to haematite which has a much smaller spontaneous magnetization than magnetite. Specimen nos. 35-b and 48-cl of fig. 11 are examples of this type of  $I_s - T$  behaviour. Most samples with two Curie points are of the "lamellar type". In all, the  $I_s - T$  curves confirm the microscopic evidence that magnetite (probably exsolved titanomagnetite) may still be present in these rocks but in an extremely small proportion.

b) Samples with a single Curie temperature around 670 °C. Specimen no. 34-bl in fig. 11 is an example of this type. Heating and cooling curves are reversible, indicating the absence of magnetite. The only magnetic component in these samples is obviously haematite. All samples of this group belong to the "pockmark type".

### C. Amount of magnetic substances in the ore grains

If one assumes that the magnetic components have been saturated in 8000 Oe the amount of haematite and magnetite can be estimated. Samples that contain only haematite as magnetic mineral component have a saturation magnetization of about  $5 \cdot 10^{-2}$  emu/g at room temperature. As the saturation magnetization of pure haematite is  $5 \cdot 10^{-1}$  emu/g the haematite content must be around 10 weight %. As the total ore content determined microscopically is 18 weight % the magnetic measurements indicate that one average haematite occupies about 50% of the ore grains.



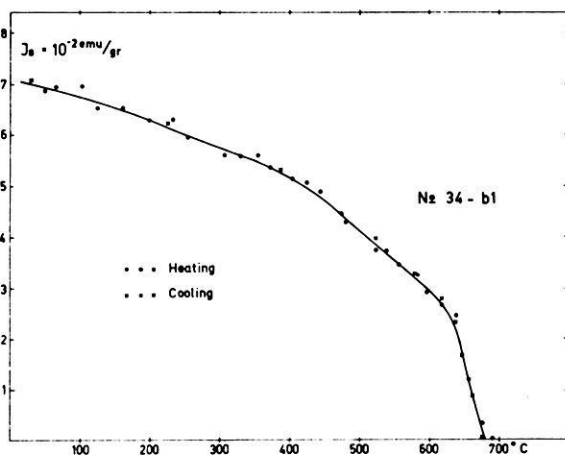
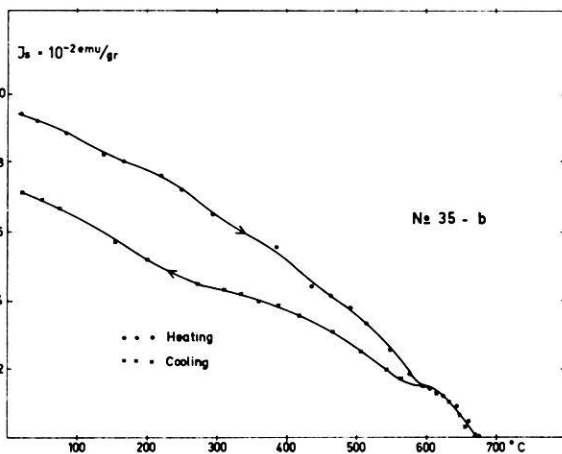
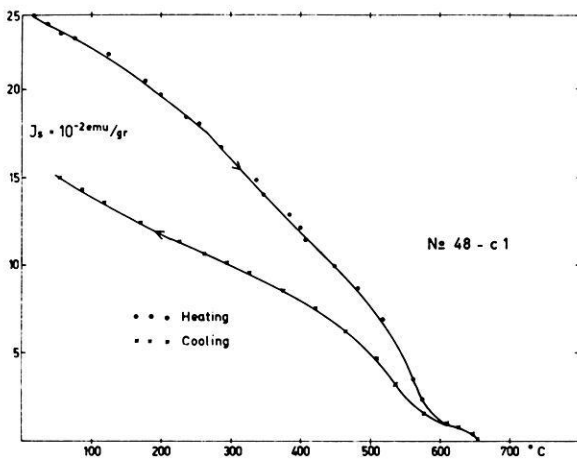


Fig. 11: Examples of saturation magnetization versus temperature.

The samples with two Curie temperatures show that at room temperature the saturation magnetization due to magnetite is of the same order of magnitude as that of the haematite component. As the spontaneous magnetization of magnetite is a factor 200 higher than that of haematite, the average magnetite content within an ore grain must be about 0.25%. This estimate is in good agreement with the microscopic observations.

## 6. Ore mineralogy in terms of remanent magnetization

According to CARMICHAEL and NICHOLLS [1968] the primary ore phases in basaltic rocks are titanomagnetites (members of the solid solution series ulvospinel  $\text{Fe}_2\text{TiO}_4$ —magnetite  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ) with a chemical composition varying between 50 and 80 mol % ulvospinel coexisting with haemoilmenites (members of the solid solution series ilmenite  $\text{FeTiO}_3$ —haematite  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ) with a composition varying between 80 and 99% ilmenite. The corresponding Curie temperatures vary between 0 °C and 300 °C for the titanomagnetites and between -200 °C and -50 °C for the haemoilmenites. CARMICHAEL and NICHOLLS [1968] conclude that basaltic rocks with Curie temperatures above 300 °C have undergone oxidation during or subsequent to extrusion (or intrusion). Thus, the very high Curie temperatures found in the Brumunddal lavas are in accordance with the extensive ore mineral alterations as revealed by the microscopic studies. The crucial question is at what temperatures these chemical transformations took place.

The lamellar structure in many of the samples studied resembles strongly the exsolution features that are common in basaltic lavas. Experiments on recent lavas [ANGENHEISTER et al. 1970] show that the well developed systems of exsolution lamellae are caused by oxidation during the initial cooling of the rock at temperatures higher than 500 °C. On the other hand, the ore grains of many basalts show also an extremely fine-scale exsolution similar to the "pockmark structure" of the present investigation. ADE-HALL [1969] calls this phenomenon "granulation" and ascribes it to a low temperature alteration. This suggestion is in agreement with some heating experiments carried out on different basalt samples containing homogeneous titanomagnetite (PETERSEN, unpublished results). These samples were heated for various times in air at temperatures ranging between 350 °C and 1100 °C. The exsolution bodies were very fine-scaled and irregular when the heat treatment was carried out at temperatures below 400 °C while well developed lamellae resulted at temperatures above 500 °C.

It is concluded therefore that samples of the lamellar type have already been oxidized during their initial cooling at temperatures probably above 500 °C. The samples of typical "pockmark type" have obviously escaped this early oxidation stage. However, the very fine-grained irregular disintegration which dominates the ores of the Brumunddal lavas so strongly (and overprinting the high temperature oxidation structure where it exists indicates an oxidation process at low temperatures. This low temperature oxidation has proceeded so far that a practically ultimate oxidation stage has been

reached. The ore mineral assemblage present, haematite and rutile, is that which is stable in air at low temperatures [VERHOOGEN 1962]. Only some samples of the lamellar type have relics of the original spinel phase. Although this latter phase may carry the direction of original TRM it seems impossible in this case (because of the small amount present) to estimate the remanent magnetization of this magnetite component which has a much lower magnetic stability than haematite. It can be safely concluded that the dominating magnetization component in the Brumunddal lavas must be of chemical origin and probably formed over a long time interval.

## 7. Conclusion

The ore mineral investigations have given very strong support to the conclusion reached from thermal demagnetization studies of the remanent magnetization. It appears that the low temperature oxidation in the Brumunddal lavas has continued throughout the Permian era and into Mesozoic times. The time span involved is probably more than 50 m.y., covering geomagnetic field reversals as well as relative polar wandering. Furthermore, the slowly growing chemical magnetization appears in part to have taken place during the period of tectonic activity. This should be a warning against a straightforward acceptance of tilt-corrected data in palaeomagnetism.

## 8. Acknowledgements

The work described in this paper was carried out in the Department of Geophysics, University of Bergen, while one of us (N.P.) was in receipt of a fellowship from the Royal Norwegian Council for Scientific and Industrial Research. We should also like to express our thanks to Professor G. GJELLESTAD for her support and to Professor NILS SPJELDNAES at Aarhus University for suggestions and stimulating discussions.

## References

- ADE-HALL, J. M.: Opaque petrology and the stability of natural remanent magnetism in basaltic rocks, *Geophys. J.* 18, 93—107, 1969.
- ANGENHEISTER, G., N. PETERSEN, and CHR. SCHWEITZER: Bestimmung der Intensität des erdmagnetischen Feldes aus Messungen der thermoremanenten Magnetisierung von rezenten Laven des Ätna, *Sitzungsberichte d. Bay. Akad. d. Wissenschaften*, 1970, in press.
- CARMICHAEL, J. S. E., and J. NICHOLLS: Iron titanium oxides and oxygen fugacities in volcanic rocks, *J. Geophys. Res.* 72, 4665—4687, 1967.
- CORNWELL, J. D.: Palaeomagnetism of the Exeter lavas, Devonshire, *Geophys. J.* 12, 181 to 196, 1967.
- CREER, K. M., and N. PETERSEN: Thermochemical magnetization in basalts, *Z. Geophys.* 35, 501—516, 1969.

- FISHER, R. A.: Dispersion on a sphere, *Proc. Roy. Soc. London, Ser. A*, 217, 295—305, 1953.
- HALVORSEN, E.: Palaeomagnetism, and the age of the younger diabases in the Ny-Hellesund area, S. Norway, *Norsk geol. tidsskr.*, 1970, in press.
- NIJENHUIS, G. H. W.: A palaeomagnetic study of the Permian volcanics of the Naha region, south-western Germany, *Geol. Mijnbouw* 40, 26—38, 1961.
- ROCHE, A., H. SAUCIER, and J. LACAZE: Étude paléomagnétique des roches volcaniques Permienne de la région Nideck-Donon, *Bull. Sev. Carte Géol. Alsace-Lorraine* 15, 59—68, 1962.
- ROSENDAHL, H.: Brumunddalens sandstein-porfyr lagrekke, *Norsk geol. tidsskr.* 10, 367—448, 1929.
- STORETVEDT, K. M.: On remagnetization problems in palaeomagnetism: further considerations, 1970a, submitted to *Earth and Planet. Sci. Letters*.
- STORETVEDT, K. M.: 1970b, in preparation.
- STORETVEDT, K. M., and A. GIDSKEHAUG: The magnetization of the Great Whin Sill, Northern England, *Phys. Earth Planet. Interiors* 2, 105—112, 1969.
- VAN EVERDINGEN, R. O.: Studies on the igneous rock complex of the Oslo region, 17: Palaeomagnetic analysis of Permian extrusives in the Oslo region, Norway, *Skr. Norske Vid. Akad. Oslo, Mat. Naturv. kl.*, No. 1, 1960.
- VERHOOGEN, J.: Oxidation of iron-titanium oxides in igneous rocks, *J. Geol.* 70, 161—181, 1962.
- ZIJDERVELD, J. D. A.: The natural remanent magnetizations of the Exeter volcanic traps (Permian, Europe), *Tectonophysics* 4, 121—153, 1967.

## Auswertung von Gravimeter-Messungen in der Münchberger Gneismasse längs eines Profils von Konradsreuth nach Niederlamitz<sup>1)</sup>

### Interpretation of Gravimeter Measurements in the Münchberger Gneissmassive Along a Profile from Konradsreuth to Niederlamitz<sup>1)</sup>

Von H. SOFFEL<sup>2)</sup> und K. PETERS<sup>3)</sup>

Eingegangen am 4. Mai 1970

**Zusammenfassung:** Ein ca. 14 km langes Gravimeter-Profil ( $\delta g(z)$ , Punktabstand 20 bis 50 m) vom Zentrum der Münchberger Gneismasse bei Konradsreuth bis in das Fichtelgebirge (Niederlamitz) wurde im Hinblick auf das Einfallen der südöstlichen Randzone und der Dicke der Gneismasse ausgewertet. Die zur BOUGUER-Korrektur notwendigen Gesteinsdichten wurden an Proben gemessen. Die BOUGUER-Anomalie ergab auf diesem Profil einen um etwa 28 mgal höheren Schwerewert der Gneismasse gegenüber dem Fichtelgebirge. Die Modellrechnungen wurden mit Hilfe der „Polygon-Methode“ durchgeführt. Für die Münchberger Gneismasse wurde so eine Dicke von etwa 5000 m bei einer Dichte-Differenz von 0,2 g/cm<sup>3</sup> zwischen der Münchberger Gneismasse und dem Paläozoikum des Fichtelgebirges berechnet. Für den Südostrand wurde ein Einfallen der Gneismasse nach Nordwesten von 85° bestimmt. Die geringen Abweichungen zwischen der gemessenen und der berechneten Anomalie im Bereich der Prasinit-Phyllit-Zone und des Ordoviziums (Phycoden-Schichten) wurden durch die Annahme zusätzlicher oberflächennaher Störkörper gedeutet.

**Summary:** A 14 km long gravity profile ( $\delta g(z)$ ) was measured ranging from the center of the Münchberger Gneissmassive (Northeast Bavaria, Germany) to the granites of the Fichtelgebirge with a distance of 20—50 m between the stations. The BOUGUER anomaly shows a difference in gravity of 28 mgal between the gneisses and the paleozoic granites. For a density difference of  $\Delta\sigma = 0,2 \text{ g/cm}^3$  between the gneisses and the paleozoic rocks—as measured from rock specimens—the total thickness of the gneisses was determined to be approximately 5000 m. The thrust in the southeast of the Münchberger Gneissmassive has an inclination of 85° towards northwest. Small differences between the measured anomaly and the computed anomaly could be interpreted with the assumption of smaller bodies near the surface.

<sup>1)</sup> Auszug aus einer Diplomarbeit, angefertigt im Institut für Angewandte Geophysik der Ludwig-Maximilians-Universität München.

<sup>2)</sup> Universitätsdozent Dr. HEINRICH SOFFEL, Institut für Angewandte Geophysik der Universität München, 8 München 2, Richard-Wagner-Straße 10.

<sup>3)</sup> Dipl.-Geophys. KURT PETERS, Institut für Angewandte Geophysik der Universität München, 8 München 2, Richard-Wagner-Straße 10.

## Einführung

Die Münchberger Gneismasse (M.G.M.), im metamorphen Saxothuringikum Nordostbayerns gelegen, ist seit Anfang des vergangenen Jahrhunderts Gegenstand zahlreicher Untersuchungen von Geologen und Mineralogen. Seit SUESS [1912] die M.G.M. als eine fremdartige aus dem Moldanubikum über das Fichtelgebirge hinweg bewegte Decke beschrieb, kam es immer wieder zu Diskussionen über die Theorie der Autochthonie bzw. die Deckentheorie der M.G.M. Die umfangreichen geologischen Kartierungen und tektonischen Untersuchungen der letzten Jahre lassen jedoch die autochthone Entstehung der M.G.M. als wahrscheinlicher gelten.

Der Aufbau der M.G.M. und seiner Umgebung ist aus Abb. 1 ersichtlich. Die Gneismasse kann nach STETTNER [1964] in eine liegende und eine hangende Gesteinsserie gegliedert werden. Im Nordosten, Südosten und Südwesten wird die M.G.M. von einer Grünschieferzone umgeben, die aus Randamphiboliten und der Prasinit-Phyllit-Serie mit darin eingelagerten Serpentin-Körpern besteht.

Auf diese Randzone der M.G.M. beschränkten sich die bisherigen geophysikalischen Untersuchungen, die mit der Beobachtung von Nadelabweichungen über dem Serpentin des Haidberges bei Zell durch HUMBOLDT [1797] begannen und nach einer langen

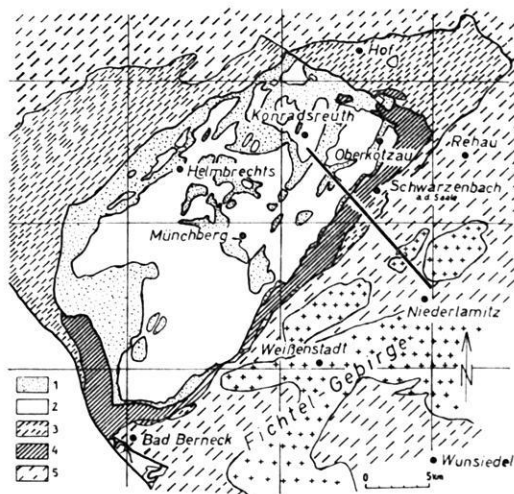


Abb. 1: Geologische Übersicht des Raumes der Münchberger Gneismasse nach STETTNER [1968b].

Geology in the area of the Münchberger Gneismasse after STETTNER [1968b].

1 = Liegendserie der Münchberger Gneismasse, 2 = Hangendserie der Münchberger Gneismasse, 3 = Paläozoikum in Bayerischer Fazies, 4 = Grünschieferzone, 5 = Paläozoikum in Thüringischer Fazies.

Unterbrechung von SCHMIDT [1956] und BADER [1961, 1964] durch die Vermessung der magnetischen Störfelder in der metamorphen Umrahmung am Südostrand der M.G.M. weitergeführt wurden. BADER [1961] fand in der Prasinit-Phyllit-Zone  $\Delta Z$ -Anomalien des erdmagnetischen Feldes von  $-3000 \gamma$  bis  $+6000 \gamma$ . Diese starken Anomalien werden durch die Serpentinite dieser Zone verursacht. Über den Rand-amphiboliten wurden Anomalien der Vertikalkomponente des erdmagnetischen Feldes  $\Delta Z$  von  $200 \gamma$  bis  $500 \gamma$ , über den Prasiniten Anomalien von  $10 \gamma$  bis  $100 \gamma$ , über den Phylliten von  $0 \gamma$  bis  $10 \gamma$  und über den Diabasen des die M.G.M. umgebenden Paläozoikums von  $0 \gamma$  bis  $300 \gamma$  gemessen. Aus diesen Messungen konnte BADER [1964] einige kleinere bis dahin noch unbekannte Serpentin-Körper lokalisieren und für einige größere Serpentinite Störkörper-Berechnungen durchführen. BADER [1964] ermittelte das Einfallen der Serpentin-Körper gegen die Gneismasse hin und leitete daraus einen Einfallswinkel von ca.  $80^\circ$  nach Nordwesten für den Südost- und Ost-rand der M.G.M. ab.

Abgesehen von wenigen Meßpunkten im Rahmen einer gravimetrischen Landesvermessung wurden bis 1963 im Bereich der M.G.M. keine Schweremessungen durchgeführt. Im Jahre 1963 wurden von HELBIG, SOFFEL und SCHMEDES (Institut für Angewandte Geophysik der Universität München) zwei kurze Schwereprofile vermessen. Das erste verläuft südwestlich von Oberkotzau in der Randzone der M.G.M. und soll im folgenden nicht weiter berücksichtigt werden.

### Gravimeter-Messungen südwestlich Schwarzenbach

Das zweite Profil, das einen Teil des hier ausgewerteten bildet, liegt südwestlich Schwarzenbach a. d. Saale (Topographische Karte von Bayern 1:25000 Nr. 5737). Die Messungen wurden mit einem Worden-Gravimeter 614 ausgeführt, wobei mit einem Punktabstand von 20 m gemessen wurde. Das Profil reicht etwa 1 km in das Paläozoikum südöstlich der M.G.M. Wegen günstiger Geländebedingungen war es möglich, das gesamte Profil geradlinig anzulegen. Im Herbst 1967 wurde das Profil in nordwestlicher Richtung in die Gneismasse und nach Südosten in das Paläozoikum des Fichtelgebirges verlängert. Es reicht insgesamt von Silberbach (Koordinaten im GAUSS-KRÜGER-Netz: nordwestlicher Anfangspunkt  $R = 44\ 89\ 910$ ,  $H = 55\ 68\ 130$ ; Topographische Karte von Bayern 1:25000 Nr. 5737) bis Niederlamitz (südöstlicher Endpunkt  $R = 44\ 99\ 040$ ,  $H = 55\ 58\ 880$ ; Topographische Karte von Bayern 1:25000 Nr. 5837). Wegen des teilweise unwegsamen Geländes konnte das ursprünglich im Jahre 1963 angelegte Profil nicht geradlinig fortgesetzt werden. Es folgt in den bewaldeten Gebieten den Wegen und Straßen in Profilrichtung. Die Punktabstände betragen auf den Profilverlängerungen 50 m. Mit den Messungen von 1963 wurde längs des Profils an 372 Punkten die Anomalie der Schwere  $\delta g(z)$  gemessen. Die gesamte Profillänge beträgt mit Knicken 14 km. Das Profil, in Abb. 1 durch eine Linie kenntlich gemacht, erstreckt sich über die geologischen Einheiten der Liegend- und Hangend-Serie der M.G.M. und über ordovizische und granitische Serien des Paläozoikums.

Das Gelände ist im Meßgebiet nur schwach hügelig mit geringen Steigungen, wie Abb. 2 zeigt. Die Höhen betragen 490 m bis 600 m ü. NN. In der näheren Umgebung (Radius von 15 km) sind ebenfalls keine größeren Höhenunterschiede vorhanden.

Als Meßgeräte dienten ein Worden-Gravimeter für die Schweremessungen und ein Tachymeter mit Meßlatte zur Bestimmung der Entfernungen und Höhen. Alle zwei Stunden wurden mit dem Gravimeter Wiederholungs-Messungen an bestimmten Nebenbasis-Punkten durchgeführt. Von Stationspunkt zu Stationspunkt wurden die Entfernungs- und Höhenunterschiede durch Nivellieren gemessen. Zur Kontrolle wurden einige Meßpunkte an Triangulationspunkte angeschlossen.

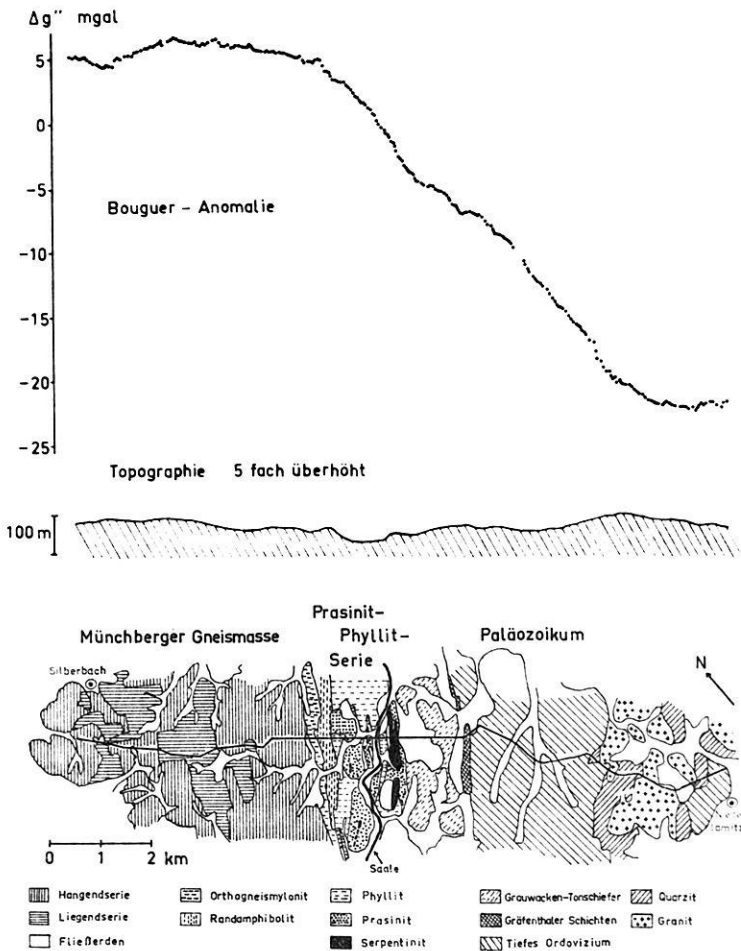


Abb. 2: BOUGUER-Anomalie des Gravimeter-Profiles bezogen auf den tiefsten Punkt des Profils. BOUGUER anomaly of the gravimeter profile referred to the lowest point of the profile.



## Auswertung der Messungen

### Korrekturen

Die Entfernungen und Höhen wurden auf den Hauptbasispunkt (Punkt 1 der Messungen von 1963) bezogen. Zur Interpretation wurde die BOUGUER-Anomalie  $\Delta g''$  berechnet:

$$\Delta g'' = \Delta g_{\text{gem}} - \text{Top} + 0,3083 \cdot h - 0,04191 \cdot \sigma \cdot h - \gamma_0$$

wobei  $\Delta g_{\text{gem}}$  die gemessene Differenz der Schwere in mgal,

Top die Geländekorrektur,

$h$  die Höhe des Stationspunktes über dem Bezugspunkt in m,

$\sigma$  die Dichte der Gesteinsplatte zwischen Bezugsniveau und Stationspunkt und

$\gamma_0$  die Normalschwere der Stationspunkte bedeuten.

Es mußten daher folgende Korrekturen angebracht werden:

#### 1. Breitenkorrektur

#### 2. Geländekorrektur

Die Geländekorrektur wurde mit Hilfe einer Tabelle von HAALCK [1958] abgeschätzt. Es ergab sich in sehr ungünstigen Fällen eine Geländewirkung von weniger als 0,1 mgal. Wegen der geringen Geländewirkung und der absoluten Größe der Schwereanomalie wurde auf eine Geländekorrektur verzichtet.

#### 3. Niveau-Korrektur

#### 4. BOUGUERSche Platten-Reduktion

Das Bezugsniveau wurde durch den tiefsten Punkt des Profils (Meßpunkt 175, 492 m Höhe über NN) gelegt. Da sich das Profil über viele geologische Einheiten erstreckt, war es notwendig, die Platten-Korrektur mit verschiedenen Dichten vorzunehmen.

### Bestimmung der Dichte

Die Bestimmung der Gesteinsdichten wurden nach dem von JUNG [1953] modifizierten NETTLETON-Verfahren versucht. Die Ergebnisse waren jedoch wegen des unsicheren Verlaufs des Regionalfeldes nicht zufriedenstellend. Die für die Platten-Reduktion notwendigen Dichten wurden deshalb an Gesteinsproben gemessen. Die verschiedenen Gesteine wurden an entsprechenden Aufschlüssen, die in den Erläuterungen zur geologischen Karte von Bayern, Blatt Weißenstadt und Blatt Schwarzenbach [STETTNER 1964, 1968], beschrieben sind, entnommen und von jeder Gesteinsart an 5 bis 10 Proben die Gesteinsdichten durch Wägen in Luft und in Wasser bestimmt. In Tabelle 1 sind die erhaltenen Dichten aufgeführt. Die Dichten sind im Bereich der M.G.M. im Mittel gleich 2,8 g/cm<sup>3</sup>; die Amphibolite haben mit 3,04 g/cm<sup>3</sup> die größte Dichte im

Tabelle 1: Gemessene Gesteinsdichten längs des Gravimeter-Profiles.  
The density of rock specimens along the gravity profile.

Gesteinsart	Fundort	Anzahl der Proben	Mittlere Dichte in g/cm <sup>3</sup>	Schwankungs- Bereich der Dichte in g/cm <sup>3</sup>
Eklogit	bei Fattigau	7	3,356	3,232—3,445
Hornfelsbändergneis	Steinbr. b. Seulbitz	8	2,983	2,930—3,033
Hornblendebändergneis	Steinbr. südöstl. Konrads- reuth	5	2,786	2,770—2,793
Muskowit-Granat-Gneis	am Hag, Poschnitzgrund b. Fattigau	13	2,762	2,735—2,828
Metahornfelsgneis	Steinbr. westl. Autengrün	6	2,823	2,786—2,880
Orthogneis	Föhrberg b. Silberbach	5	2,699	2,691—2,709
Amphibolit u. Epidotamphibolit	Steinbr. südöstl. Döhlau	6	3,044	3,013—3,063
Phyllit	Steinbr. südl. Sparneck	8	2,680	2,618—2,711
Prasinit	Steinbr. b. Tauperlitz	6	2,945	2,901—2,987
Serpentinit	Steinbr. östl. Förbau	7	2,686	2,630—2,716
Grauwacken-Tonschiefer-Serie	nördl. Baumersreuth	11	2,560	2,520—2,582
Oberdevonische Schichten	südl. Wurlitz	6	2,501	2,390—2,607
Gräfenthaler Schichten	Wegeinschnitt südl. Quellenreuth	8	2,526	2,443—2,577
Knotenglimmerschiefer	Straße b. Neuhammer	5	2,721	2,693—2,783
Quarzit	Bahneinschnitt westl. Kirchenlamitz	4	2,578	2,562—2,578
Granit	Steinbr. Fahrenbühl, Waldstein, Wolfsfels	23	2,629	2,618—2,635

Meßgebiet. Sie bilden auf dem Profil allerdings nur einen geringen Abschnitt. In der Prasinit-Phyllit-Zone schwanken die Dichten stark zwischen einerseits Phylliten und Serpentinitten mit Dichten von 2,68 g/cm<sup>3</sup> und Prasiniten andererseits, bei denen Dichten von 2,94 g/cm<sup>3</sup> ermittelt wurden. Die Phycoden-Schichten mit einer Dichte von 2,72 g/cm<sup>3</sup> unterscheiden sich deutlich von den Graniten (2,62 g/cm<sup>3</sup>) und den Quarziten (2,58 g/cm<sup>3</sup>) des Paläozoikums. Bei den Modellrechnungen wurde eine Dichtedifferenz zwischen der M.G.M. (mittlere Dichte der Gneise 2,8 g/cm<sup>3</sup>) und dem Paläozoikum (mittlere Dichte der Quarzite und Granite 2,6 g/cm<sup>3</sup>) von  $\Delta\sigma = 0,2$  g/cm<sup>3</sup> angenommen.

#### BOUGUER-Anomalie

Unter Berücksichtigung der oben genannten Dichten wurde für das gesamte Profil die BOUGUER-Reduktion durchgeführt. Die BOUGUER-Anomalie wurde innerhalb größerer Intervalle mit mittleren Dichten errechnet. In Abb. 2 ist die erhaltene BOUGUER-Anomalie dargestellt. Die BOUGUER-Anomalie ist im südöstlichen Teil bei-

nahe konstant. Schon im Bereich des Paläozoikums werden die BOUGUER-Werte größer. In der Prasinit-Phyllit-Zone ist die Zunahme nach Nordwesten am stärksten. In der M.G.M. ist nur noch eine schwache Zunahme bis auf einen maximalen Wert zu erkennen. Weiter nach Nordwesten werden die Werte der BOUGUER-Anomalie wieder kleiner, worauf aber eine erneute Zunahme zu folgen scheint. Die Ursache dieses Minimums ist wohl in einer oberflächennahen Störung zu suchen, die hier nicht weiter untersucht wird. Aus der BOUGUER-Anomalie ist ein maximaler Schwereunterschied von + 28 mgal zwischen der M.G.M. und dem Paläozoikum zu entnehmen.

### Berechnung der Störkörper

Bei der Berechnung der Störkörper wurde die in Abb. 2 gezeigte BOUGUER-Anomalie verwendet. Da die Schwere längs eines Profils gemessen wurde, wurden zweidimensionale Modelle verwendet.

#### Schiefe Stufe als erste Näherung des Störkörpers

Für die Schwereanomalie einer schiefen Stufe läßt sich ein geschlossener Ausdruck angeben, der berechnet werden kann, wenn der Dichteunterschied  $\Delta\sigma$ , die Sprunghöhe  $D$  und der Einfallswinkel  $i$  gegeben sind (siehe Abb. 3). Die Anomalie  $\Delta g$ , die eine solche Stufe erzeugt, ist gegeben durch

$$\Delta g = 2f\Delta\sigma \left( -x \sin^2 i \cdot \ln \left| \frac{r}{x} \right| + x \cdot \sin i \cdot \cos i \cdot \varphi + D \cdot \varphi \right)$$

mit  $f$  als Gravitationskonstante.

Die Berechnung von  $\Delta g$  konnte auf einer elektronischen Rechenanlage durchgeführt werden.

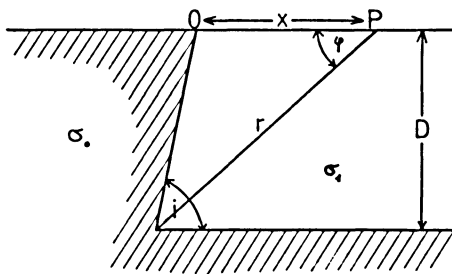


Abb. 3: Schiefe Stufe. — Step model.

Die Modellrechnungen brachten folgende Ergebnisse:

1. Modelle mit Einfallswinkeln von  $70^\circ$  bis  $90^\circ$  zur M.G.M. hin, Dichteunterschieden von  $\Delta\sigma = 0,2 \text{ g/cm}^3$  und Sprunghöhen von ungefähr 5000 m näherten die BOUGUER-Anomalie am besten an.

2. Bei allen Modellen mußte die Prasinit-Phyllit-Zone und ein Teil des Paläozoikums bezüglich ihrer Dichte der M.G.M. zugeordnet werden.
3. Die Abweichungen der Modellkurve von der BOUGUER-Anomalie betragen im mittleren Teil des Profils bis zu 5 mgal. Das deutet darauf hin, daß das einfache Modell einer schiefen Stufe durch Hinzunahme weiterer, oberflächennaher Störkörper verbessert werden muß.

### Verbesserung des Modells mit Hilfe der „Polygon-Methode“

Es wurde versucht, die oben beschriebenen Ergebnisse mit der von TALWANI, WORZEL und LANDISMAN [1959] angegebenen „Polygon-Methode“, einem Näherungsverfahren zur Berechnung von zweidimensionalen Störkörpern beliebiger Gestalt mit Hilfe elektronischer Rechenanlagen, zu prüfen und eventuell zu verbessern. Mittels der „Polygon-Methode“ wurde die Schwerewirkung eines Modells berechnet, bei dem die M.G.M. als Horst betrachtet wird. Es wurde eine Breite der Gneismasse von 15 km, wie sie in Verlängerung des Schwereprofils gemessen wird, vorgegeben. Am Nordwestrand wurde in erster Näherung ein senkrecht einfallendes Gneisprofil, eine Sprunghöhe von 5 km und ein Dichteunterschied von  $\Delta\sigma = 0,2 \text{ g/cm}^3$  angenommen. Für den Südostrand wurden die Parameter  $D = 5,1 \text{ km}$ ,  $i = 85^\circ$ ,  $\Delta\sigma = 0,2 \text{ g/cm}^3$  benutzt, die bei dem Stufenmodell die beste Annäherung an die BOUGUER-Anomalie ergaben.

Im Bereich der Prasinit-Phyllit-Zone wurde ein oberflächennaher Störkörper geringerer Dichte angenommen. Die größte Abweichung zwischen der BOUGUER-Anomalie und der Modellkurve befindet sich auf dem Profilabschnitt, wo an der Oberfläche Knoten-Glimmer-Schiefer des Ordoviziums (Phycoden-Schichten) mit einer gemessenen Dichte von  $2,72 \text{ g/cm}^3$  anstehen, die größer ist als die mittlere Dichte des Paläozoikums (Granite und Quarzite,  $\sigma = 2,6 \text{ g/cm}^3$ ). Es wurde deshalb ein weiterer oberflächennaher Störkörper größerer Dichte in diesem Profilabschnitt vorgegeben. Die Wirkung der beiden Störkörper auf das Gesamtmodell der M.G.M. als Horst ergab die in Abb. 4 gestrichelte Modellkurve. Die Abweichung der Modellkurve von der BOUGUER-Anomalie im Nordwesten kann dadurch erklärt werden, daß die M.G.M. im Nordosten in etwa 6 km Entfernung vom Profil endet, während in dem zweidimensionalen Modell die Gneismasse in dieser Richtung unendlich ausgedehnt ist.

### Dichte der Gesteine unter der M.G.M.

Die oben aufgeführten Modellrechnungen gaben keine Auskünfte über die Dichte des Gesteinsmaterials unter der M.G.M. in einer Teufe größer 5 km. Nimmt man an, daß die Dichtedifferenz zwischen den Gesteinen der M.G.M. und dem Paläozoikum mit zunehmender Teufe geringer wird, so ist die in den Modellrechnungen mit dem Dichteunterschied  $\Delta\sigma = 0,2 \text{ g/cm}^3$  ermittelte Höhe der Stufe ein minimaler Wert. Aus einer Abnahme der Dichtedifferenz würde folgen, daß die Dichte unterhalb 5000 m

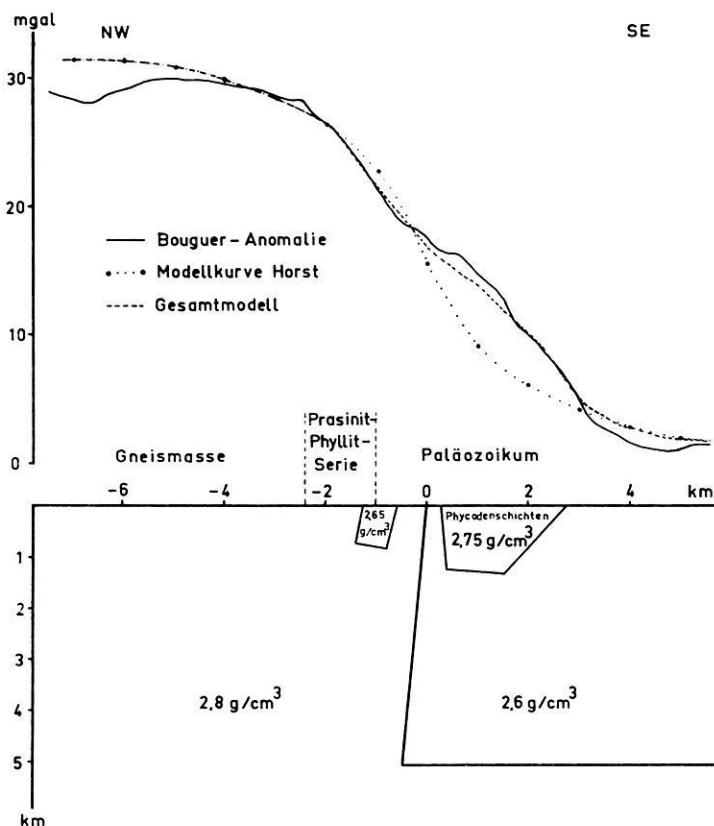


Abb. 4: Gemessene BOUGUER-Anomalie (durchgezogene Linie) und berechnete Anomalie des Modells (unterbrochene Linie) mit den Parametern  $D = 5100$  m,  $i = 85^\circ$ ,  $\Delta\sigma = 0,2$  g/cm<sup>3</sup> am Südostrand der Münchberger Gneismasse.

Measured BOUGUER anomaly (full line) and computed anomaly (dashed line) based on  $D = 5100$  m,  $i = 85^\circ$ ,  $\Delta\sigma = 0,2$  g/cm<sup>3</sup>.

etwa gleich 2,8 g/cm<sup>3</sup> ist, da kaum anzunehmen ist, daß die Dichte der Gesteine der Gneismasse mit zunehmender Teufe geringer wird. Die Dichte der Gesteine der Liegendserie der M.G.M. beträgt etwa 2,8 g/cm<sup>3</sup>.

#### Interpretation und geologische Deutung der Ergebnisse

Der Störkörper größerer Dichte im Paläozoikum, der den Einfluß der Phycoden-Schichten berücksichtigt, läßt sich gut mit den Vorstellungen von der Geologie des Gebietes vereinbaren. Nach einer mündlichen Mitteilung von STETTNER [1968a] schwankt die Mächtigkeit der Phycoden-Schichten im Untersuchungsgebiet sehr stark

und kann die im Modell angenommene Schichtdicke von etwa 1200 m erreichen. STETTNER [1968 b] beschreibt Aufschlüsse von Phycoden-Schichten (westlich von Martinlamitz), die mit  $58^\circ$  bis  $75^\circ$  nach NW einfallen, was ebenfalls dem Modell entspricht. Die Ausdehnung der Kontakthöfe, bewirkt durch den im Südosten anschließenden Granit, läßt nach STETTNER [1968 b] darauf schließen, daß der Granit, entsprechend dem Modell (Abb. 4) unter der Oberfläche weiter nach Norden reicht.

Die Tatsache, daß bei den Störkörper-Berechnungen die Prasinit-Phyllit-Zone und ein Teil des Paläozoikums etwa die gleiche Dichte haben wie die M.G.M., bedarf einer geologischen Deutung. Die in diesem Bereich an der Oberfläche anstehenden Gesteine haben, abgesehen von den Prasiniten, eine geringere Dichte als sie für das Stufen- bzw. Horstmodell für den Gneis pauschal angenommen waren. Das hieraus resultierende Defizit an Masse müßte im Untergrund durch Gesteine größerer Dichte kompensiert werden. Nach STETTNER [1968 b] sind in der Prasinit-Phyllit-Zone mit den aus tonig-sandigen Sedimenten entstandenen Phylliten prasinitische Gesteine verknüpft, die auf ehemalige Diabase und deren Tuffe zurückgeführt werden können. Es ist deshalb vorstellbar, daß dichtere Diabase, die nach STETTNER [1968 b] beim Aufstieg der Gneismasse an den Rändern eingeschuppt wurden, die Gesamtdichte in diesem Bereich anheben.

Die in dieser Arbeit behandelten Schweremessungen scheinen geeignet zu sein, zur Klärung der Frage der Entstehung der M.G.M. beizutragen. Die Störkörper-Berechnungen ergaben eine Eindringtiefe der Gneismasse von mindestens 5000 m und eine sehr tief reichende, nahezu vertikale Störungsfläche. Damit würden die umfangreichen geologischen Untersuchungen in der M.G.M. bestätigt werden, welche eine zumindest parautochthone Entstehung der Gneismasse erwarten lassen und keine Überschiebung als Decke.

Die hier ausgewerteten Schweremessungen widersprechen der Vermutung von WURM [1965], daß der „Schwereüberschuß der Gneismasse, ähnlich wie das bei den Schwerehochs von Ivrea und in den Ostalpen am Gardasee zu sein scheint, einer Verdickung der Gabbroschicht entspricht“. Das kann auf Grund des hier gemessenen Schweregradienten von 40 Eötvös (4 mgal/km) im Bereich der Randzone der M.G.M. nicht gefolgert werden. Die Interpretationen von WURM [1965] stützen sich auf eine BOUGUER-Isanomalen-Karte der Deutschen Geodätischen Kommission aus dem Jahre 1957, auf der sämtliche Isanomalen im Bereich der M.G.M. als unsicher eingezeichnet sind.

### Danksagung

Die Autoren danken Herrn Prof. Dr. ANGENHEISTER für die Förderung dieser Arbeit durch Anregungen und Diskussionen, Herrn Dr. K. HELBIG für die Organisation und Durchführung der Messungen längs eines Profilabschnitts und allen Kommilitonen, die an den Messungen teilnahmen. Dem Geophysikalischen Institut der TU Clausthal danken sie für die Bereitstellung der Meßgeräte. Besonderer Dank gilt

Herrn Dr. G. STETTNER und Herrn Dr. K. BADER vom Bayerischen Geologischen Landesamt für die zahlreichen Diskussionen über die Interpretation der Ergebnisse. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft sei für die finanzielle Unterstützung der Messungen (An 23/32), sowie dem Leibniz-Rechenzentrum der Bayerischen Akademie der Wissenschaften für die Durchführung der Rechnungen gedankt.

### Literatur

- BADER, K.: Das magnetische Störfeld der Serpentine am Südostrand der Münchberger Gneismasse. — Unveröff. Diplomarbeit am Institut für Angewandte Geophysik der Universität München, 1961.
- : Das magnetische Störfeld der Serpentine am Südostrand der Münchberger Gneismasse und seine Interpretation. — Dissertation am Institut für Angewandte Geophysik der Universität München, 1964.
- HAALCK, H.: Lehrbuch der angewandten Geophysik. Berlin 1953.
- HUMBOLDT, A. v.: Über die merkwürdige magnetische Polarität einer Gebirgskuppe von Serpentinstein. Neues Journal der Physik, Bd. 4, 1797.
- JUNG, K.: Zur Bestimmung der Bodendichte nach dem NETTLETON-Verfahren. Z. Geophys. 19 (Sonderband), 54—58, 1953.
- : Schwerkraftverfahren in der angewandten Geophysik. Leipzig 1961.
- SCHMIDT, E.: Erdmagnetische Messungen am Haidberg bei Zell als Beitrag zur Erforschung der basischen Gesteine in der Umrandung der Münchberger Gneismasse. Unveröff. Diplomarbeit am Institut für Angewandte Geophysik der Universität München, 1956.
- STETTNER, G.: Über Bau und Entwicklung der Münchberger Gneismasse. Geol. Rdsch. 49 (2), 350—375, 1960.
- : Erläuterungen zur Geologischen Karte von Bayern 1:25000, Blatt Nr. 5837 Weißenstadt, München 1964.
- : Mündliche Mitteilung, München 1968a.
- : Erläuterungen zur Geologischen Karte von Bayern 1:25000, Blatt Nr. 5737 Schwarzenbach a. d. sächs. Saale, München 1968b.
- SUCESS, F. E.: Vorläufige Mitteilung über die Münchberger Deckscholle. Sitzungsber. Ak. Wiss. Wien, Math.-Naturw. K. 121, Abt. 11a, H. 10, 253, 1912.
- TALWANI, M., J. L. WORZEL und M. LANDISMAN: Rapid gravity computations for two-dimensional bodies with application to the Mendocino submarine fracture zone. J. Geophys. Res. 64, 49—59, 1959.
- VAJK, R.: BOUGUER corrections with varying surface density. Geophysics 21, 1004—1020, 1956.
- WURM, A.: Das Schwerebild und seine geologische Deutung im Bereich der Münchberger Gneismasse. N. Jb. Geol. Paläont. Mh. 2, 111—115, 1965.





# Deutung der Schwereanomalien im Nördlinger Ries

## Interpretation of the gravity anomalies found in the Nördlinger Ries

Von H.-G. KAHLE, Kiel<sup>1)</sup>

Eingegangen am 20. September 1969  
(in geänderter Fassung am 16. März 1970)

**Zusammenfassung:** Es wird die Dichteverteilung eines aus quaderförmigen Massen bestehenden vierschichtigen Riesmodells angegeben. Sein Schwerfeld und das Differenzfeld gegenüber der vom Riesereignis verursachten Schwereanomalie sind dargestellt. Im Riesinnern werden Gebiete mit relativ dichtem Material lokalisiert, die man dem kristallinen Wall zuordnen kann.

**Summary:** The density distribution of a theoretical 4-layered Ries model being composed of rectangular prisms is determined. The gravity values of the model and their differences as compared to the anomaly caused by the Ries event are contoured. Regions are localized in the interior of the Ries basin which consist of relatively dense material. They may be assigned to the crystalline wall.

In den bisherigen Auswertungen der BOUGUERSchen Schwereanomalien im Nördlinger Ries und seiner Umgebung [JUNG und SCHAAF, 1967], [KAHLE, 1969] wurde u. a. ein Restfeld<sup>2)</sup> ermittelt, das dem vom Riesereignis hervorgerufenen Schwerfeld weitgehend entspricht. Aus dem von der Riesmitte über Wallerstein nach Westen verlaufenden Schwereprofil 9 konnte man ein rotationssymmetrisches Riesmodell ableiten, das aus vier zylindrischen Schichten I, II, III und IV besteht (Abb. 1) [KAHLE, 1969]. Die obere Schicht I stellt den Sedimentkrater dar. Sie enthält einen Kreiszyylinder I1 und vier Zylinderringe I2, I3, I4 und I5. Die Zylinder II, III und IV nähern den aus kristallinen Trümmermassen bestehenden Kristallkrater an.

Ausgehend von den Vorstellungen des rotationssymmetrischen Modells (Abb. 1) und den Ergebnissen der seismischen Messungen von REICH [REICH und HORRIG, 1955] ergibt sich aus den durchgeführten Modellrechnungen ein vierschichtiger Störkörper, der aus quaderförmigen Massenelementen besteht (Abb. 2). Die Zahlen in den einzelnen Flächen geben die Dichtewerte der entsprechenden Quader der oberen Schicht I (Quaderhöhe = 500 m) an. Gebiete mit relativ dichtem Material sind besonders her-

<sup>1)</sup> Dipl.-Geophysiker H.-G. KAHLE, Institut für Geophysik, 23 Kiel, Neue Universität, Haus B 2

<sup>2)</sup> Restfeld 2 in [KAHLE, 1969]

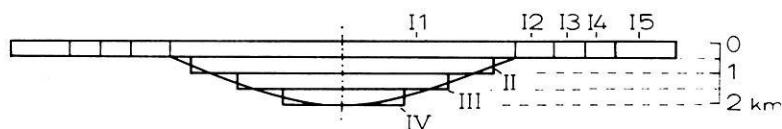


Abb. 1: Rotationssymmetrisches Riesmodell.

Rotationally symmetric Ries model.

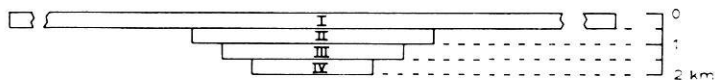


Abb. 3: Querschnitt des theoretischen Riesmodells.

Cross-section of the theoretical Ries model.

vorgehoben (vgl. (3) in Abb. 2). Es liegt nahe, sie dem kristallinen Wall zuzuordnen. Die gestrichelten Linien kennzeichnen den Grundriß der drei unteren Schichten II, III und IV (Abb. 3) mit den Dichtewerten  $\sigma_{II} = -0,25 \text{ gcm}^{-3}$ ,  $\sigma_{III} = -0,20 \text{ gcm}^{-3}$  und  $\sigma_{IV} = -0,15 \text{ gcm}^{-3}$ . Die Masse des Modells beträgt  $-65000$  Megatonnen. Sie liegt in der Größenordnung des integralen Massendefizits [KAHLE, 1969; JUNG, SCHAAF und KAHLE, 1969].

Das ermittelte Riesmodell stellt eine mögliche Massenverteilung des Rieses dar. Für genauere Aussagen ist eine kombinierte Auswertung mit anderen geophysikalischen Messungen, z. B. mit den 1967 und 1968 durchgeführten seismischen Messungen, erforderlich [ANGENHEISTER und POHL, 1969].

Der theoretische Störkörper verursacht auf seiner Oberfläche das in Abb. 4 dargestellte Schwerfeld. Abb. 5 zeigt das Differenzfeld gegenüber dem Restfeld des Rieses. Die mittlere Abweichung der Einzelwerte beträgt  $m = 1,1 \text{ mgal}$ .

Meinem verehrten Lehrer, Prof. Dr. Dr. E. h. K. JUNG, möchte ich für die Unterstützung und Förderung dieser Arbeit sowie für wertvolle Anregungen danken. Die Rechen- und Zeichenarbeiten wurden im Rechenzentrum Schirnau durchgeführt. Den Operateuren und Mitarbeitern danke ich für ihre Hilfe. Insbesondere sei Herrn Dipl.-Physiker HUCK, dem Leiter des Rechenzentrums, gedankt, der das von ihm entwickelte Programm für die Zeichnung der Isogammen sowie das Programm für die Steuerung des Zeichenautomaten großzügig zur Verfügung gestellt hat.

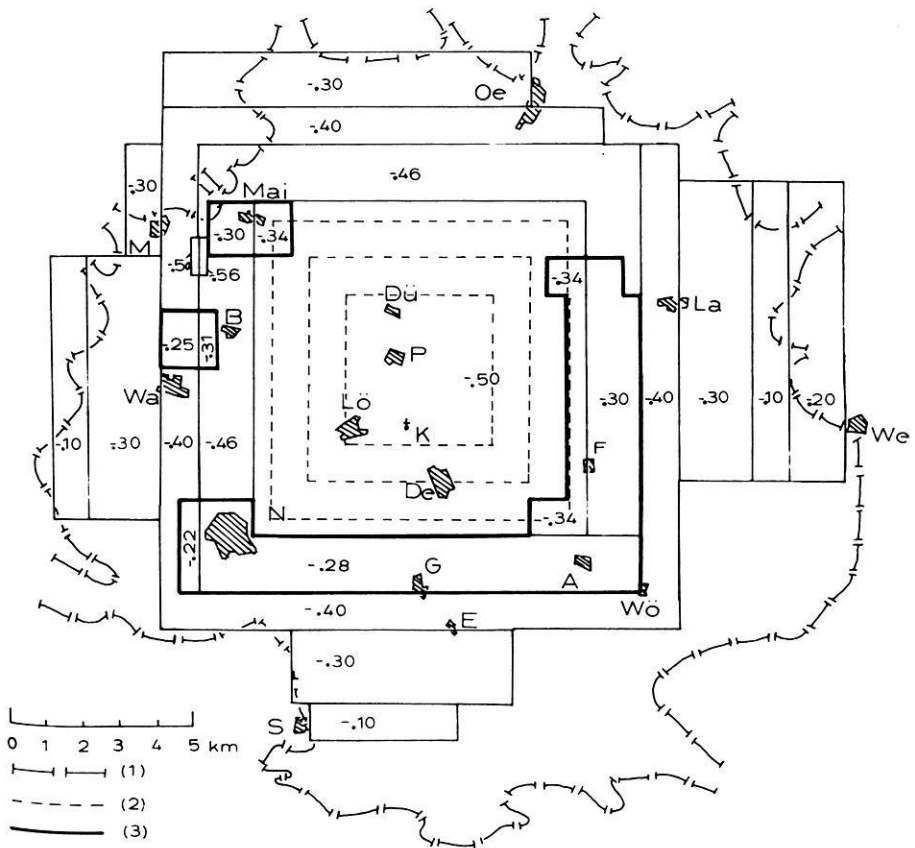


Abb. 2: Grundriß des theoretischen Riesmodells. Zahlen in  $\text{gcm}^{-3}$ .

Ground plan of the theoretical Ries model. Values in  $\text{gcm}^{-3}$ .

- (1) RIES-Grenzen (450 m — Höhenlinie).  
Edges of the Ries basin (450 m — contour line).
- (2) Grundriß der unteren Schichten II, III und IV, Mächtigkeit jeder Schicht = 500 m.  
Ground plan of the lower layers II, III and IV, thickness of each layer = 500 m.
- (3) Grundriß des „kristalline Walles“. Mächtigkeit 500 m.  
Ground plan of the “crystalline wall”. Thickness 500 m.

A = Alerheim, B = Birkhausen, De = Deiningen, Dü = Dürrenzimmern,  
E = Enkingen, F = Fessenheim, G = Großelfingen, K = Klosterzimmern,  
La = Laub, Lö = Löpsingen, Mai = Maihingen, M = Marktöffingen, N =  
Nördlingen, Oe = Oettingen, P = Pfäfflingen, S = Schmähingen, Wa = Waller-  
stein, We = Wemding, Wö = Wörnitzostheim.

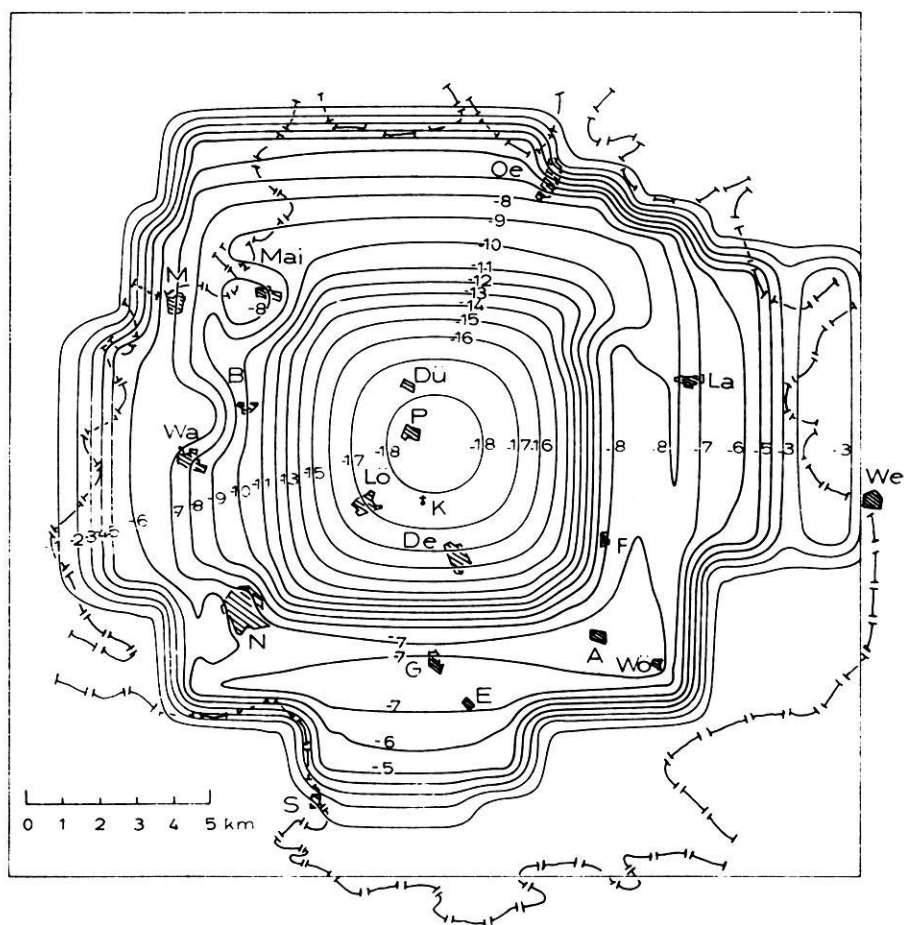


Abb. 4: Schwerefeld des theoretischen Riesmodells, Abstand der Isogammen: 1 mgal. Abkürzung der Ortsnamen wie in Abb. 3.

Gravity field of the theoretical Ries model, contour interval: 1 mgal. Abbreviation of places as in Fig. 3.

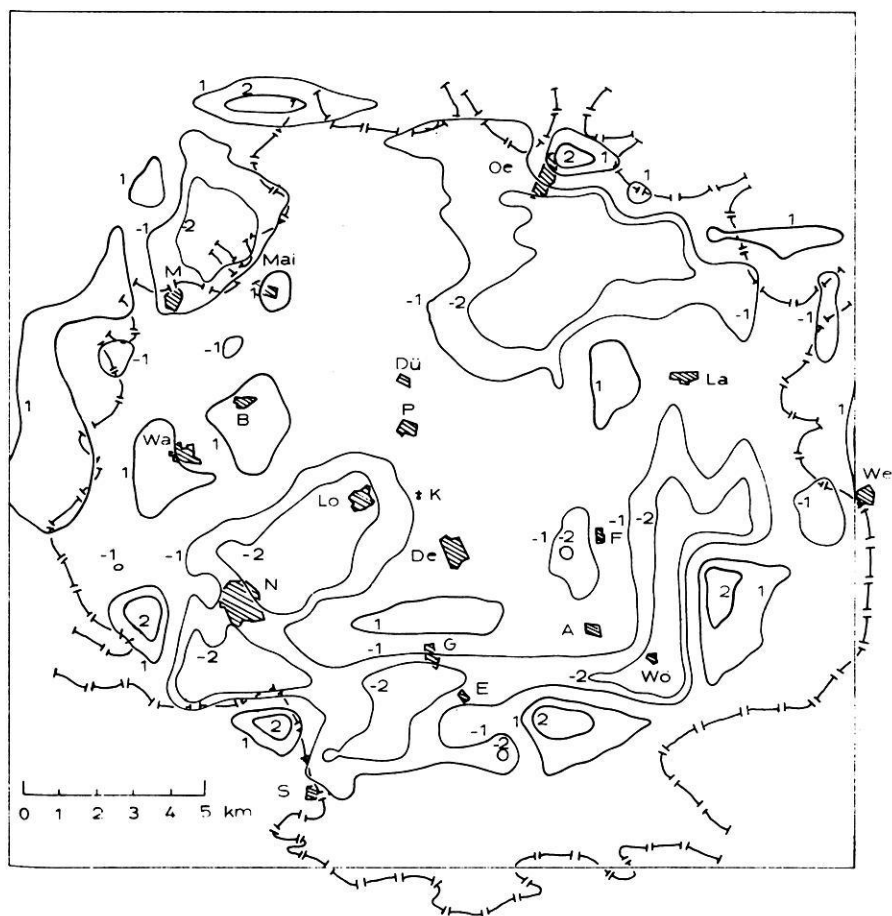


Abb. 5: Das Differenzfeld des Modellfeldes (Abb. 4) gegenüber dem Restfeld 2 des Nördlinger Rieses (vgl. [KAHLE, 1969, S. 341]). Zahlen in mgal.

Isogams of the difference between the computed gravity values of the theoretical model and the residual field 2 of the Nördlinger Ries. Values in mgal.

**Literatur**

- ANGENHEISTER, G. und J. POHL: Die seismischen Messungen im Ries von 1948—1969. *Geologica Bavarica*, 61, 304—326, 1969. Hrsgb.: Bayerisches Geologisches Landesamt, München
- JUNG, K. und H. SCHAAF: Gravimetermessungen im Nördlinger Ries und seiner Umgebung. Abschätzung der gesamten Störungsmasse. *Z. Geophys.* 33, 319—345, 1967
- JUNG, K. H. SCHAAF und H. G. KAHLE: Ergebnisse gravimetrischer Messungen im Ries. *Geologica Bavarica*, 61, 337—342, München 1969
- KAHLE, H.-G.: Abschätzung der Störungsmasse im Nördlinger Ries. *Z. Geophys.* 35, 317 bis 345, 1969
- REICH, H., und W. HORRIX: Geophysikalische Untersuchungen im Ries und Vorries und deren geologische Deutung. *Beih. Geol. Jb.* 19, 1955

## Eine Methode zur direkten Bestimmung der sogenannten „Geometrischen Tortuosität“

### A Method of Direct Determination of the „Geometric Tortuosity“

Von W. BITTERLICH und H. WÖBKING, Innsbruck<sup>1)</sup>

Eingegangen am 24. November 1969

**Zusammenfassung:** Es wird eine neue Methode zur Bestimmung der Tortuosität von Gesteinen — speziell der „geometrischen Tortuosität“ — beschrieben. An Hand eines bewußt einfach gewählten Modells einer scheibenförmigen Gesteinsprobe wird die geometrische Tortuosität definiert. Die Ermittlung dieser Größe kann auf herkömmlichem Wege über den Formationsfaktor oder nach einem neuen Verfahren über kapazitive Messungen erfolgen. In der Praxis zeigt sich, daß die Tortuosität frequenzabhängig ist. Für die Frequenzen  $f = 100$  Hz und  $f = 1$  kHz sind Meßwerte für Sandstein angegeben.

**Summary:** A new method is described for determining the tortuosity of rock, above all the “geometric tortuosity” which is defined on an especially simple model of a disk-shaped rock sample. This quantity may be determined either by the traditional method via the formation factor, or by a new technique via capacitive measurements. In practice, tortuosity proved to depend on frequency. For a frequency of  $f = 100$  Hz and  $f = 1$  kHz, values of measurements in sandstone have been listed.

#### 1. Einleitung

Wenn man von der Tortuosität eines Gesteins spricht, so meint man i. a. die hydraulische Tortuosität  $T_{hy}$  oder die elektrische Tortuosität  $T_{el}$ , die nach SCHOPPER [1966] durch folgende Gleichungen definiert werden können:

$$T_{hy} = \frac{\Phi \cdot a_{eff}}{k \cdot 8 \pi} \quad (1)$$

$$T_{el} = \Phi \cdot F \quad (2)$$

( $\Phi$  = Porosität,  $a_{eff}$  = Porenquerschnitt,  $k$  = Durchlässigkeit,  $F$  = Formationsfaktor).

---

<sup>1)</sup> Univ. Doz. Dr. Wolfram BITTERLICH, Innsbruck, Kaiser-Franz-Josef-Str. 5. Dr. Hans WÖBKING, Montanwerke Brixlegg GesmbH, Brixlegg, Tirol.

Beide Tortuositäten sind rein geometrische Größen. Wenn hier trotzdem eine dritte Tortuosität mit dem Attribut „geometrisch“ hergeleitet werden soll, so geschieht dies nicht etwa, um eine erste gemeinsame Näherung der oben angeführten Tortuositäten ( $T_{hy}$ ,  $T_{el}$ ) zu finden, sondern aus folgendem Grunde: Die neue Größe  $T$  wird mit Hilfe von kapazitiven Effekten ermittelt werden, die durch die Theorie der Raumladungspolarisation gedeutet werden können. In diese Theorie gehen als geometrische Größen nur die Fläche, mit der eine Elektrode an die Gesteinsprobe angrenzt, und der Abstand der Elektroden (des Meßkondensators) ein. Um unter Verwendung der Erscheinungen der Raumladungspolarisation gefügekundliche Größen von Gesteinen erfassen zu können, muß eine Tortuosität durch einfachste geometrische Objekte wie Flächen und Längen definiert werden. Für das Porengefüge eines Gesteins muß dazu das relativ primitive Modell mit geradlinig verlaufenden Porenkanälchen konstanten Querschnittes eingeführt werden, wobei zugestanden werden soll, daß man auf diese Weise eine reale Porenanordnung nur näherungsweise beschreiben kann.

Die Theorie der Raumladungspolarisation, mit deren Hilfe man die Dispersionskurven für Elektrolyte (Wasser) und für gesättigte Gesteinsproben im Hz- und kHz-Bereich deuten kann, soll in ihren Grundzügen kurz dargestellt werden.

## 2. Theorie der Raumladungspolarisation

### 2.1. Raumladungserscheinungen bei ionenhaltigem Wasser

Verwendet man ionenhaltiges Wasser als Dielektrikum eines Plattenkondensators, so wandern nach Anlegen einer elektrischen Spannung die Kationen und die Anionen in Richtung der entsprechenden Elektroden. Das Ohmsche Gesetz gilt so lange, wie keine Behinderung der Ionen bei der Entladung an den Elektroden auftritt. Oft können die Ionen nicht schnell genug entladen werden, so daß sie sich stauen und eine Annäherung weiterer Ladungsträger verhindern. Im Bereich der Elektroden finden sich dann Gebiete mit erhöhter Raumladung (gegenüber dem Hauptvolumen) — das Medium wird polarisiert. Diese Effekte können durch Verwendung von Wechselstrom genügend hoher Frequenz verhindert werden. Nach LIDIARD [1957] treten beim Fließen niederfrequenter Ströme kapazitive Effekte auf. Die Theorie dieser Vorgänge ergibt eine frequenzabhängige Dielektrizitätskonstante der Flüssigkeit.

Die Theorie, die ausführlich von LIDIARD [1957], BLANK [1964] und FRIAUF [1954] beschrieben ist, führt zu zwei Grenzfällen:

- a) Die Elektroden sind für positive und negative Ionen sperrend,
- b) es wird nur eine Ionenart an der Entladung gehindert.

Da die Experimente gezeigt haben, daß die Dispersionskurven des verwendeten Porenwassers am besten durch den Fall a) beschrieben werden, sollen für diesen Fall



die Endformeln für die Parallelkapazität  $C_P$  und für den Paralleleitwert  $G_P$ , die als Ersatzgrößen des Kondensators mit Wasser als Dielektrikum dienen, angegeben werden:

$$C_P = \frac{C^*}{1 + (2\pi)^2 f^2 \tau^2} \quad (3)$$

$$C^* = \frac{A}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{e^2 \varepsilon^* \cdot n}{k' T'}} \quad (4)$$

$$G_P = G_1 \cdot \frac{(2\pi)^2 f^2 \tau^2}{1 + (2\pi)^2 f^2 \tau^2} \quad (5)$$

$$\tau = \frac{d}{u_n + u_p} \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon^*}{2 n k' T'}} \quad (6)$$

$$G_1 = \frac{A}{d} e (u_n \cdot n_n + u_p \cdot n_p) \quad (7)$$

Erklärung der verwendeten Symbole:

- $C_P$  = Parallelkapazität [cm]
- $G_P$  = Paralleleitwert [cm sec<sup>-1</sup>]
- $G_1$  = Gleichstromleitwert [cm sec<sup>-1</sup>]
- $\tau$  = Zeitkonstante [sec]
- $f$  = Frequenz [Hz]
- $e$  = Elementarladung (=  $4,8 \cdot 10^{-10} \text{ g}^{1/2} \text{ cm}^{3/2} \text{ sec}^{-1}$ )
- $\varepsilon^*$  = Dielektrizitätskonstante der Grundsubstanz ( $\varepsilon^* \approx 81$ )
- $A$  = Oberfläche der Elektroden [cm<sup>2</sup>]
- $d$  = Elektrodenabstand [cm]
- $u_n$  = Ionenbeweglichkeit [ $\text{g}^{-1/2} \text{ cm}^{3/2}$ ]
- $u_p$
- $n_n$  = Anzahl der negativen und positiven Ionen pro cm<sup>3</sup> [cm<sup>-3</sup>]
- $n_p$
- $k'$  = Boltzmannkonstante (=  $1,38 \cdot 10^{-16} \text{ erg Grad}^{-1}$ )
- $T'$  = absolute Temperatur [°K]
- $C^*$  = Kapazität bei Niederfrequenz [cm]
- $n$  = Anzahl der Ionen pro cm<sup>3</sup> [cm<sup>-3</sup>]

Dividiert man  $C_P$  nach Gleichung (3) durch die Leerkapazität  $C_0$  des Plattenkondensators,

$$C_0 = \frac{A}{4\pi d}, \quad (8)$$

so erhält man die Dielektrizitätskonstante  $\varepsilon_W$  des Wassers:

$$\varepsilon_W = \frac{C^* \frac{4\pi d}{A}}{1 + (2\pi)^2 f^2 \tau^2} \quad (9)$$

Die Gleichung (9) geht, wenn  $1 \ll (2\pi)^2 f^2 \tau^2$  ist, über in

$$\varepsilon_W = \frac{C^* \cdot \frac{4\pi d}{A}}{(2\pi)^2 f^2 \tau^2} \quad (10)$$

Setzt man für  $C^*$  und  $\tau$  die Formeln (4) und (6) ein, so ergibt sich für die frequenzabhängige Dielektrizitätskonstante des Wassers:

$$\varepsilon_W = \frac{4\pi}{d} \cdot \frac{1}{f^2} \cdot \frac{(u_n + u_p)^2 (2nk'T')^2}{\varepsilon^{*2} (2\pi)^2} \cdot \sqrt{\frac{e^2 \varepsilon^* n}{2k'T'}} = K \cdot \frac{1}{d} \cdot \frac{1}{f^2} \quad (11)$$

Zu diesem Wert  $\varepsilon_W$  ist die Dielektrizitätskonstante für reines Wasser ( $\varepsilon^* \approx 81$ ) hinzuzufügen. Da hier nur niederfrequente Effekte in Betracht kommen, wird diese Korrektur vernachlässigt gegenüber den sehr hohen Werten von  $\varepsilon_W$  (etwa  $10^3$  bis  $10^7$ ). Diese Näherung gilt für Frequenzen  $f \leq 10$  kHz.

## 2.2. Theorie der Raumladungspolarisation zur Erklärung des Dispersionsverhaltens gesättigter Gesteine

Geht man von der Annahme aus, daß das in den Gesteinen vorhandene Porenwasser maßgebend die Höhe und den Frequenzgang der Dielektrizitätskonstante der Gesteine beeinflusst, so hätte man zur Deutung der Dispersionserscheinungen die Theorie der Raumladungspolarisation auf das Porenwasser, so wie es im Gestein vorkommt, anzuwenden. Allerdings müssen dann die Gleichungen (3) bis (11) modifiziert werden.

Um übersichtliche Zusammenhänge zu bekommen, sollen sich die folgenden Betrachtungen auf ein idealisiertes Gestein beziehen. Idealisiert soll in diesem Fall bedeuten:

- Die Porosität wird von durchgehenden Porenkanälchen hervorgerufen,
- die Porenkanälchen bilden kein kommunizierendes System miteinander,
- die Porenkanälchen werden als nicht gekrümmte, relativ zu einer äußeren Oberfläche geneigte Kanäle betrachtet,
- der Querschnitt der Porenkanälchen sei kreisförmig und über die gesamte Länge eines Kanälchens konstant.

Siehe hierzu Abb. 1.

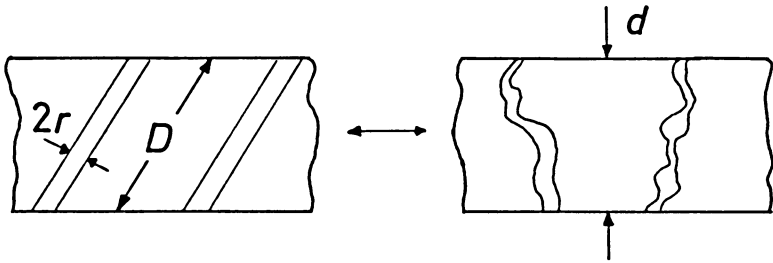


Abb. 1: Querschnitt durch eine Gesteinsscheibe.

Links: Idealisierte Porenkanälchen.

Rechts: Normale Porenkanälchen.

Cross section through a disk of rock.

Left: Idealized pore channels.

Right: Normal pore channels.

Das Volumen eines  $i$ -ten Porenkanälchens mit dem Radius  $r_i$  und der Länge  $D_i$  ist

$$V_i = \pi r_i^2 D_i \quad (12)$$

Wenn  $N$  solcher Kanälchen vorhanden sind, ist das gesamte Porenvolumen  $V_P$

$$V_P = i \sum \pi r_i^2 D_i \quad (13)$$

Für die nachfolgende Betrachtung ist eine Mittelwertbildung notwendig:

$$\frac{i \sum \pi r_i^2 D_i}{N} = \pi r^2 D \quad (14)$$

Somit nimmt das Porenvolumen  $V_P$  die Form

$$V_P = i \sum \pi r_i^2 D_i = N \pi^2 D \quad (15)$$

an. Definiert man als geometrische Tortuosität einer Gesteinsscheibe:

$$T = \frac{D}{d}, \quad (16)$$

wobei  $D$  die wahre Länge eines mittleren Porenkanälchens und  $d$  die Dicke der Scheibe ist, so gilt für die Porosität  $\Phi$ :

$$\Phi = \frac{V_P}{V_{\text{gesamt}}} = \frac{N \pi r^2 D}{A \cdot d} = n' \pi r^2 T \quad (17)$$

$n'$  ist die Dichte der Porenkanälchen.

Wird ein solches idealisiertes Gestein — in wassergesättigtem Zustand — als Dielektrikum in einen Plattenkondensator eingebracht, so grenzt das für die elektri-

schen Eigenschaften verantwortliche Porenwasser mit der Fläche  $a$

$$a = N\pi r^2 \quad (18)$$

an die Elektroden. Man kann nun diesen Kondensator (Plattenkondensator mit Gestein) ersetzen durch einen Kondensator mit der Fläche  $a$  [cm<sup>2</sup>] und einem Plattenabstand  $D$  [cm], wobei das Porenwasser als Dielektrikum fungiert.

Um den Frequenzgang der Dielektrizitätskonstante mit Hilfe der Theorie der Raumladungspolarisation beschreiben zu können, ist in den Gleichungen (3) bis (6) die Größe  $d$  durch  $D$  und  $A$  durch  $a$  zu ersetzen. Für die Parallelkapazität  $C_P$  erhält man dann:

$$C_P = \frac{K}{4\pi} \cdot \frac{1}{f^2} \cdot \frac{a}{D^2} \quad (19)$$

Dividiert man  $C_P$  durch die Leerkapazität  $C_0$  (8), so bekommt man für die Dielektrizitätskonstante des Gesteins folgenden Ausdruck:

$$\varepsilon_G = \frac{C_P}{C_0} = K \cdot \frac{1}{f^2} \cdot \frac{a \cdot d}{A \cdot D^2} \quad (20)$$

### 3. Zur Bestimmung der geometrischen Tortuosität $T$

#### 3.1. Ermittlung von $T$ aus elektrischen Meßgrößen

Aus Gleichung (20) läßt sich die Tortuosität noch nicht bestimmen, da  $a$ , der Gesamtquerschnitt aller Porenkanälchen, nicht bekannt ist.

Man muß daher nach weiteren Zusammenhängen zwischen elektrischen und gefügekundlichen Größen suchen, um die Fläche  $a$  eliminieren zu können. Hierzu bietet sich die Leitfähigkeit der Gesteine an.

Bei genügend hohen Frequenzen ( $f \geq 1$  kHz) zeigt das Gestein einen fast konstanten Leitwert  $G_G$ :

$$G_G = \sigma_W \cdot \frac{a}{D} \quad (21)$$

wobei  $\sigma_W$  die Wasserleitfähigkeit bedeutet.

Andererseits läßt sich der Gesteinsleitwert ausdrücken durch

$$G_G = \sigma_G \cdot \frac{A}{d} \quad (22)$$

$\sigma_G$  = Gesteinsleitfähigkeit [S · cm<sup>-1</sup>].

Gleichsetzen von (21) und (22) liefert:

$$\sigma_G = \sigma_W \cdot \frac{d \cdot a}{D \cdot A} \quad (23)$$

Bildet man das Verhältnis  $\sigma_G/\varepsilon_G$ , so ergibt sich mit Hilfe von Gleichung (23) und (20):

$$\frac{\sigma_G}{\varepsilon_G} = \sigma_W \cdot \frac{d \cdot a \cdot D^2 A f^2}{D \cdot A a d K} = \sigma_W \cdot D \frac{f^2}{K} \quad (24)$$

Aus Gleichung (24) läßt sich die wahre Länge  $D$  eines mittleren Porenkanälchens zu

$$D = \frac{\sigma_G}{\varepsilon_G \cdot \sigma_W} \cdot \frac{K}{f^2} \quad (25)$$

bestimmen. Dividiert man  $D$  (25) durch die Dicke  $d$  der Gesteinsscheibe, so erhält man nach Definition (16) für die geometrische Tortuosität  $T$ :

$$T = \frac{D}{d} = \frac{\sigma_G}{\sigma_W \cdot \varepsilon_G \cdot d} \cdot \frac{K}{f^2} \quad (26)$$

mit Gleichung (11) ergibt sich

$$T = \frac{\sigma_G \cdot \varepsilon_W}{\sigma_W \cdot \varepsilon_G} \quad (27)$$

Da sich alle Größen der rechten Seite der Gleichung (27) experimentell bestimmen lassen, bietet sich hier die Möglichkeit, die geometrische Tortuosität  $T$  zu ermitteln.

### 3.2. Ermittlung von $T$ aus gefügekundlichen Größen

Man kann  $T$  auch auf konventionelle Art bestimmen und erhält damit eine echte Vergleichsmöglichkeit.

Nach HAMEISTER [1960], BENTZ [1961] und WYLLIE & SPANGLER [1952] ist das Verhältnis des Gesteinswiderstandes zum Widerstand des Porenwassers bei gleicher Elektrodenanordnung gleich dem Formationsfaktor  $F$ :

$$F = \frac{R_{\text{Gestein}}}{R_{\text{Wasser}}} \quad (28)$$

$$R_{\text{Gestein}} = \frac{1}{\sigma_W} \cdot \frac{D}{a}$$

$$R_{\text{Wasser}} = \frac{1}{\sigma_W} \cdot \frac{d}{A}$$

$$F = \frac{D}{a} \cdot \frac{A}{d} = T \cdot \frac{A}{a} \quad (29)$$

Aus den Gleichungen (17) und (18) folgt

$$\frac{A}{a} = \frac{T}{\Phi}. \quad (30)$$

Einsetzen von (30) in (29) ergibt:

$$F = \frac{T^2}{\Phi} \quad (31)$$

und daraus:

$$T = \sqrt{F \cdot \Phi}. \quad (32)$$

Nach Gleichung (32) kann ebenfalls die geometrische Tortuosität ermittelt werden, wobei für  $F$

$$F = \frac{\sigma_w}{\sigma_G} \quad (33)$$

zu setzen ist.

Anmerkung: Es bietet sich auch die Möglichkeit, den Gesamtquerschnitt aller Porenkanälchen, nämlich die Größe  $a$  (18), zu berechnen. Dazu muß man nur die Gleichungen (17), (18) und (20) geschickt miteinander kombinieren. Es ergibt sich dann für die Fläche  $a$ :

$$a = A \cdot \sqrt{\frac{\Phi^2 d \cdot \varepsilon_G f^2}{K}} \quad (34)$$

## 4. Experimentelle Ergebnisse

### 4.1. Meßapparat

Die Frequenzabhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten wurde mit Hilfe einer Kapazitätsmeßbrücke — siehe BITTERLICH [1967] — für den Bereich von 30 Hz bis 300 kHz ermittelt. Zur Anzeige des Brückenabgleiches wurden selektive Voltmeter, zur Erweiterung des Meßbereiches der Brücke Widerstands- und Kapazitätsdekaden benutzt. Als Generator diente ein transistorisiertes Gerät mit maximal 5 Volt Ausgangsspannung. Die scheibenförmigen Gesteinsproben wurden als Dielektrikum eines Schutzringkondensators verwendet. Die Abb. 2 zeigt ein Blockschaltbild der beschriebenen Apparatur.

Die Porosität  $\Phi$  der Gesteine wurde folgendermaßen bestimmt: Die Gesteinsproben wurden in einen Trockenofen gelegt und bei einer Temperatur von 110°C 40 Stunden lang getrocknet. Es wurde dann das Trockengewicht  $P_0$  ermittelt. Anschließend wurden die Proben in einem Exsikkator mit Hilfe einer Drehschieberpumpe bis zu

einem Druck von  $10^{-1}$ – $10^{-2}$  Torr evakuiert. Über einen Dreiweghahn wurde das gewünschte Wasser durch den äußeren Luftdruck in den Exsikkator — somit auch in das Porengefüge der Gesteinsproben — hineingepreßt. Bei völliger Wasserbedeckung blieben die Proben 24 Stunden in dem offenen Gefäß liegen. Nähere Angaben siehe WÖBKING [1968].

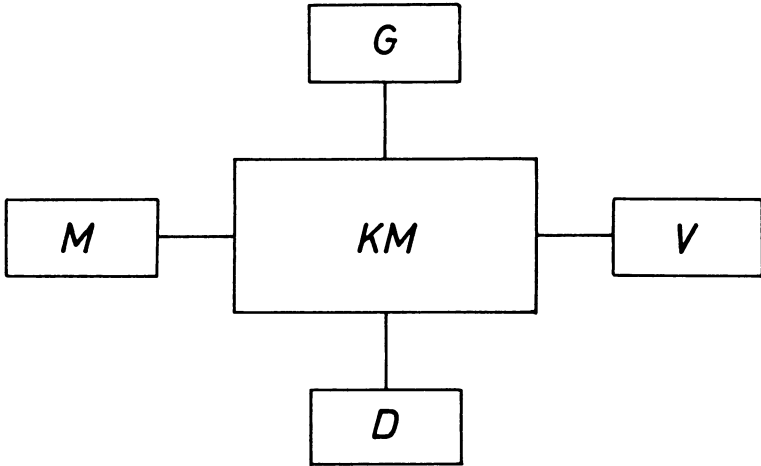


Abb. 2: Blockschaltbild der Apparatur zur Messung der Dielektrizitätskonstante.

*KM* = Kapazitätsmeßbrücke,                      *G* = RC-Generator,  
*M* = Meßkondensator,                                *D* = RC-Dekaden,  
*V* = selektives Voltmeter.

Block diagram of the apparatus for measuring the dielectric constant.

*KM* = capacitance measuring bridge,            *G* = RC generator,  
*M* = measuring capacitor,                        *D* = RC decades,  
*V* = selective voltmeter.

In gesättigtem Zustand wurde das Naßgewicht  $P_N$  der Scheiben bestimmt und nach der folgenden Formel die Porosität  $\Phi$  ermittelt:

$$\Phi = \frac{P_N - P_0}{\gamma_W \cdot V} \quad (35)$$

$P_N$  = Naßgewicht [ $\rho$ ]                       $\gamma_W$  = spez. Gewicht des Wassers [ $\rho \text{ cm}^{-3}$ ]  
 $P_0$  = Trockengewicht [ $\rho$ ]                 $V$  = Gesteinsvolumen [ $\text{cm}^3$ ]

Die Porosität konnte mit einem Fehler von maximal  $\pm 8\%$ , die elektrischen Größen mit einem maximalen Fehler von  $\pm 8\%$  gemessen werden.

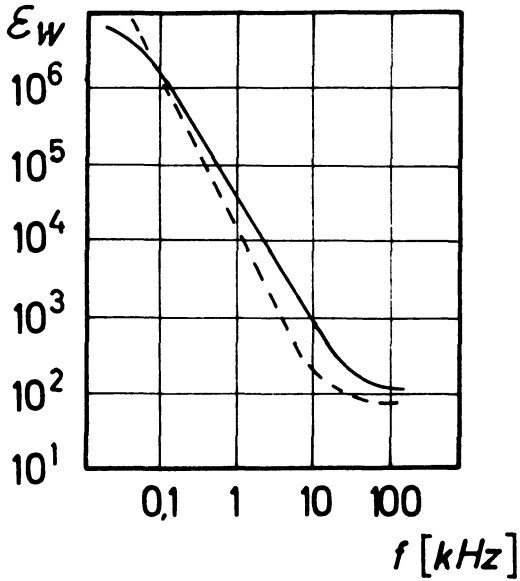


Abb. 3.

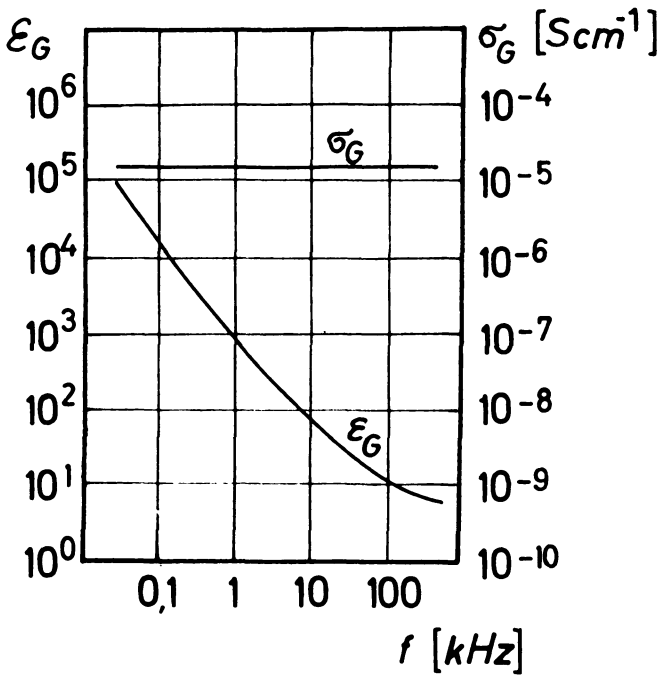


Abb. 4.



**4.2. Dispersionskurven von Wasser und Sandsteinen**

In Abb. 3 sind für das verwendete Porenwasser die experimentelle Dispersionskurve  $\epsilon_W = \epsilon_W(f)$  und die theoretisch erwartete Kurve eingezeichnet. Man erkennt, daß die Theorie in einem Frequenzbereich von etwa 100 Hz bis 10 kHz die Experimente zumindest qualitativ zu deuten vermag. Die Abweichungen zwischen Theorie und Experiment sind auf eventuell vorhandene Verunreinigungen des Wassers oder auf chemische Veränderungen der Elektroden zurückzuführen.

Für die Gleichstromleitfähigkeit des Porenwassers wurde erhalten:

$$\sigma_W = 3,05 \cdot 10^{-4} \text{ [S cm}^{-1}\text{]}$$

Bei Frequenzen  $f < 1$  kHz ergab sich ein geringer Frequenzgang der Wasserleitfähigkeit.

Für den Faktor  $K$  wurde erhalten:

$$K = 2 \cdot 10^{10} \text{ [Hz}^2 \text{ cm]}$$

Für den Frequenzgang der Dielektrizitätskonstante von Wasser wurde gemessen:

$$\epsilon_W \sim \frac{1}{f^{1,75}}$$

$$30 \text{ Hz} \leq f \leq 10 \text{ kHz}$$

In Abb. 4 ist für eine gesättigte Sandsteinprobe aus Herrenalb (Schwarzwald) die Leitfähigkeit bzw. die Dielektrizitätskonstante als Funktion der Frequenz aufgetragen. Man erkennt, daß die Dispersionskurve zu niederen Frequenzen hin immer steiler wird.

**Abb. 3: Wasser.**

Dielektrizitätskonstante als Funktion der Frequenz.

Experimentell: —————

Theoretisch: - - - - -

Water.

Dielectric constant as a function of frequency.

Experiment: —————

Theory: - - - - -

**Abb. 4: Sandstein Herrenalb/Schwarzwald.**

Dielektrizitätskonstante und Leitfähigkeit als Funktion der Frequenz.

Sandstone Herrenalb/Schwarzwald.

Dielectric constant and conductivity as a function of frequency.

Tabelle 1: Geometrische Tortuosität von Sandsteinen.

Fundort	$T$ nach (27)	$T$ nach (27)	$T$ nach (32)
	$f = 100 \text{ Hz}$	$f = 1 \text{ kHz}$	
Galzein	4,8	4,2	2,0
Galzein	4,2	4,8	2,2
Galzein	6,7	4,4	2,3
Galzein	3,4	3,3	1,7
Herrenalb	3,4	3,1	2,1
Herrenalb	4,1	3,2	1,9
Herrenalb	3,7	3,0	2,1
Herrenalb	4,1	3,0	1,8
Herrenalb	5,7	3,6	2,1
Herrenalb	4,1	4,2	2,6
Achensee	3,7	2,3	1,5
Vintl Alm	6,8	4,1	1,4

Zwischen  $f = 30 \text{ Hz}$  und  $f = 1 \text{ kHz}$  ergibt sich näherungsweise:

$$\varepsilon_G \sim \frac{1}{f^{1,35}}$$

Die Frequenzabhängigkeit der Leitfähigkeit  $\sigma_G$  ist nur sehr schwach ausgeprägt:

$$\sigma_G \sim f^{0,03}$$

Setzt man die gemessenen Beziehungen zwischen den elektrischen Parametern ( $\sigma_G$ ,  $\sigma_W$ ,  $\varepsilon_G$ ,  $\varepsilon_W$ ) und der Frequenz  $f$  in die Gleichung (27) ein, so erhält man für die erwähnte Sandsteinprobe eine Tortuosität, die frequenzabhängig ist:

$$T \sim f^{-0,4}$$

Der Frequenzgang von  $T$  ist für jedes Gestein etwas anders und ein Maß dafür, wie gut die Theorie der Raumladungspolarisation das Dispersionsverhalten von gesättigten Gesteinen und von Wasser wiedergibt.

Die Tortuosität wurde an einigen Sandsteinen (Fundort: Galzein/Tirol; Herrenalb/Schwarzwald, Achensee/Tirol, Vintl Alm/Innsbruck) ermittelt.

Für die Bestimmung der geometrischen Tortuosität nach Gleichung (27) wurden die Frequenzen  $f = 100 \text{ Hz}$  und  $f = 1 \text{ kHz}$  ausgewählt. In diesem Frequenzbereich wird die Dielektrizitätskonstante hauptsächlich durch die Erscheinung der Raumladungspolarisation bestimmt.

In der Tabelle 1 sind die geometrischen Tortuositäten der erwähnten Sandsteine — berechnet nach Gleichung (27) und (zum Vergleich) nach Gleichung (32) — wiedergegeben.

Die bei  $f = 100$  Hz gemessenen Tortuositäten haben höhere Werte (bis auf 2 Ausnahmen) als die Vergleichsgrößen bei  $f = 1$  kHz. In der Differenz spiegelt sich die Frequenzabhängigkeit der Tortuosität wieder. Große Unterschiede treten auf im Vergleich zu den nach Gleichung (32) über  $F$  und  $\Phi$  gemessenen Tortuositäten.

Diese Differenzen werden mehrere Ursachen haben:

- a) Die Theorie der Raumladungspolarisation ist nicht in allen Fällen quantitativ ausreichend, um die gemessenen Dispersionskurven zu deuten.
- b) Ein Gestein mit der in Kapitel 2.2 vorgenommenen Idealisierung wird in der Natur kaum anzutreffen sein.
- c) Die Leitfähigkeit des Porenwassers wird nach dem Sättigen der Gesteinsproben durch Reionisation der beim Trocknen ausgesalzen Substanzen verändert werden.
- d) Der Formationsfaktor zeigt selbst einen — wenn auch geringen — Frequenzgang.

Es sollte ein rein „elektrisches“ Verfahren aufgezeigt werden, nach dem die Tortuosität von Gesteinen bestimmt werden kann. Messungen an Sandsteinen zeigten erhebliche Abweichungen zwischen Tortuositäten, die nach der neuen bzw. der konventionellen Methode ermittelt wurden. Es ist jedoch zu hoffen, daß durch weitere Verfeinerungen der Meßapparatur — speziell der Meßzelle — die aufgetretenen Diskrepanzen beseitigt werden können.

Die vorliegende Arbeit wurde von der Regierung der Vereinigten Staaten von Amerika und vom Fonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung in Österreich unterstützt.



**Literatur**

- BLANK, K.: Raumladungserscheinungen in flüssigen und festen Ionenleitern. NTF, Dielektrika, 29, 41—50, 1964
- BENTZ, A.: Lehrbuch der angewandten Geologie. Stuttgart 1961
- BITTERLICH, W.: Jahresbericht 1967 des VLF-Forschungsprojektes, Innsbruck, Contract 61 (052)-902
- FRIAUF, R. J.: Polarization Effects in the Ionic Conductivity of Silver Bromide. J. Chem. Physics 22, 1329—1338, 1954
- HAMEISTER, R.: Wie wird die absolute Permeabilität von Gesteinen ermittelt? Zeitschrift für angewandte Geologie 6, 114—117, 1960
- LIDIARD, A. B.: Ionic Conductivity. Handb. der Physik 20, 311—323, 1957
- SCHOPPER, J. R.: Theoretical Investigation on the Formation Factor/Permeability/Porosity Relationship Using a Network. Geophysical Prospecting 14, 301—341, 1966
- WÖBKING, H.: Über den Frequenzgang der Dielektrizitätskonstante und der elektrischen Leitfähigkeit bei Gesteinen und über die Bedeutung der elektrischen Gesteinsparameter für die Bestimmung gefügekundlicher Größen. Dissertation Innsbruck 1968
- WYLLIE, M. R. J., und SPANGLER, M. B.: Application of Problems of Fluid Flow in Porous Media. Bull. Am. Ass. Pet. Geol. 36, 395—403, 1952

## **Observations with Synchronously-Offset Beams on a 77 km Path at 1.8 and 4 cm**

By H. JESKE<sup>1</sup>), H. D. SEEHARS<sup>2</sup>), G. PUCHER<sup>1</sup>), H. CASSEBAUM<sup>2</sup>), Hamburg

Eingegangen am 13. Juni 1970

*Summary:* The offset beam technique proves to be a promising indirect meteorological method to investigate the space-time variant troposphere. The results are gained on the basis of the tropospheric scatter theory. A displacement of the scattering volume in vertical direction (change of scattering angle, cf. experiment A) gives information about the shape of the spatial refractive-index spectra, displacements in the direction transmitter — receiver and orthogonal to it permit statements on homogeneity and isotropy of the medium (cf. experiments B, C). This paper gives first results of our experiments with scaled antenna systems of 7 GHz and 16 GHz on a 77.2 km transhorizon path over sea. For the wave number range of the refractive-index structure between 10 and 40  $m^{-1}$  the offset beam fieldstrength data show practically no difference from the theory of homogeneous and isotropic turbulence. The difficulties of our investigations exist in the fact that the influence of the maritime surface duct on propagation has to be separated from the tropospheric scatter field component. Thus the observations may only be interpreted in aspects of scatter propagation during poor propagation conditions (vanishing duct) and remarkable vertical antenna elevations ( $\alpha > 2^\circ$ ).

Some results fading of the analysis are shown too (e. g. correlations between fading rate and fading depth on the one hand, and wind velocity, median field strength, and scattering angle on the other hand).

*Zusammenfassung:* Die Antennen-Schwenk-Technik ist eine vielversprechende indirekte meteorologische Methode zur Untersuchung der raum-zeitlichen Struktur der Atmosphäre. Die Ergebnisse erhält man auf der Basis der troposphärischen Streutheorie, wonach der Streuanteil des Empfangsfeldes und seine Veränderlichkeit (Fading) von der Struktur des Brechungsindexfeldes und des Windfeldes im gemeinsamen Volumen abhängen. Die Verlagerung des streuenden Volumens in vertikaler Richtung (Änderung des Streuwinkels) gestattet Aussagen über die Form des BI-Spektrums (Exp. A), Verlagerungen längs des Ausbreitungsweges und quer dazu geben Aufschlüsse über Homogenität und Isotropie des Mediums (Exp. B, C). Die hier diskutierten Experimente wurden mit Hilfe schwenkbarer Antennensysteme auf einer Überhorizontstrecke zwischen Bremerhaven und Helgoland gleichzeitig auf den Frequenzen 7 GHz und 16,5 GHz durchgeführt. Die Arbeit gibt erste Resultate. Für den Wellenzahlbereich der BI-Struktur zwischen 10 und 40  $m^{-1}$  zeigte sich, daß das Spektrum der BI-Fluktuationen im Mittel den theoretisch bei homogener und isotroper Turbulenz erwarteten entspricht. Besondere Schwierigkeiten auf der relativ kurzen Meßstrecke stellte die Separation des Ducteinflusses dar. Unter dem Aspekt der reinen Streuausbreitung konnten so nur Beobachtungen bei verschwindender Ductdicke und gleichzeitig merklicher Anhebung der Antennen ( $\alpha > 2^\circ$ ) betrachtet werden.

Einige Ergebnisse der Fadinganalyse (u. a. Korrelationen der Fadingrate und der Fadingtiefe einerseits mit dem Wind, der Medianfeldstärke und dem Streuwinkel andererseits) werden ebenfalls mitgeteilt.

<sup>1</sup>) Meteorologisches Institut der Universität Hamburg.

<sup>2</sup>) Institut für Radiometeorologie und Maritime Meteorologie an der Universität Hamburg (Institut der Fraunhofer-Gesellschaft).

## 1. Introduction

A variety of different indirect measurements of atmospheric structure have been derived from troposcatter signal observations obtained with antenna beams directed off the great circle propagation path [e. g.: CRAWFORD et al.; 1959; GJESSING, 1962; KOONO et al., 1962; BIRKEMEIER et al., 1968]. During 1967 and 1968 three extended radiometeorological experiments with offset beams were conducted by the University of Hamburg<sup>1, 2</sup>). The measuring area was a 77.2 km path over the German Bight between the island Heligoland and Bremerhaven, Germany. Two frequencies, 6.8 and 16.5 GHz, were transmitted and received by adjacent parabolic antennas situated at each terminal on the coast at about 30 m above mean sea level. A "common" volume was obtained by the use of antennas of  $1.8^\circ$  half-beam width for *both* frequencies. On standard refraction conditions (4/3 earth) the receiver was located within the diffraction zone (about 30 km beyond the total radio horizon).

The radiometeorological observations discussed in this paper were made in a variety of weather conditions. We used them to examine the applicability of indirect methods on shorter transhorizon links, especially to isolate the effects of the lower maritime surface layer—which frequently gives rise to duct propagation. The signal amplitude, long-period fieldstrength and short-period fading, were used for an estimation of the shape (power law) of the atmospheric refractivity spectrum, the homogeneity and isotropy of the turbulent refractivity field, and some characteristics of the wind field.

## 2. Theoretical Background

### 2.1. Propagation in the Space Variant Atmospheric Medium

A measure of the intensity of scattered radiation is—provided that the Born approximation is applicable—the scattering cross-section  $\sigma$ , defined as the energy scattered into the direction of  $\vec{k}_2$ , per unit volume, per unit solid angle, per unit incident power density. On condition of statistical homogeneity, the scattering cross section ( $\sigma$ ) and scattered power ( $P_s$ ) resp., is given by [e. g. TATARSKI, 1961]

$$P_s \sim \sigma = 2\pi k_1^4 \cdot \sin^2 \chi \cdot \Phi(\vec{K}), \quad (1)$$

where  $\chi$  is the depolarization angle between the incident electric field vector  $\vec{k}_1$  and the propagation vector  $\vec{k}_2$  ( $\chi$  usually  $90^\circ$ ) and  $\Phi(\vec{K})$  the 3-dimensional refractive index spectrum.

The wave number vector  $\vec{K}$  results from the vector difference between the wave number vector  $\vec{k}_1$  of the incident field and that one of the scattered field ( $\vec{k}_2$ ).

<sup>1</sup>) Meteorologisches Institut der Universität Hamburg and the

<sup>2</sup>) Institut für Radiometeorologie und Maritime Meteorologie an der Universität Hamburg (Institut der Fraunhofer-Gesellschaft).

$$\vec{K} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2, \quad k_1 = k_2 = 2\pi/\lambda, \quad (2)$$

( $\lambda$ : wave length of radiation).

Provided that the antenna heights are identical,  $\vec{K}$  is directed vertically. The magnitude of  $\vec{K}$  is given by

$$K = 2k(\sin \theta/2) = (4\pi/\lambda)(\sin \theta/2), \quad (2a)$$

( $\theta$ : scattering angle, see fig. 1).

The linear extensions of refractive index inhomogeneities which contribute mainly to the power density of the receiver are

$$L(\theta) = \lambda/(2(\sin \theta/2)). \quad (2b)$$

During the offset beam experiments the position of the scattering volume is considerably shifted in space, a fact which involves statistical non-homogeneity, that is to say  $\sigma$  is a function of position ( $x, y, z$ ). Taking into consideration variations of the

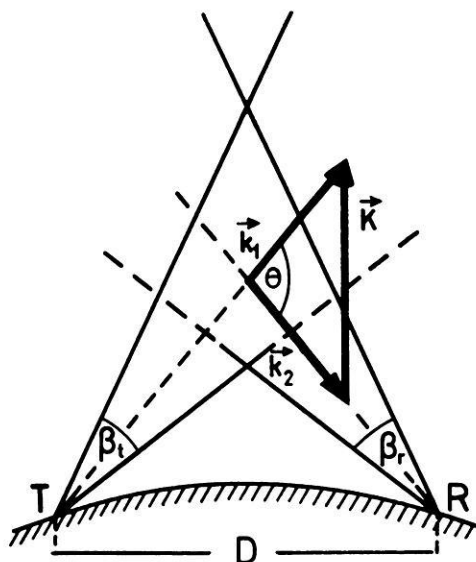


Fig. 1: Geometry of a troposcatter path

$R$  = receiver,  $T$  = transmitter,  $D$  = distance  $T - R$ ,  $\vec{k}_1$ ,  $\vec{k}_2$  = wavenumber vector components of the incident (into the scattering volume) wave and the wave scattered into the direction of receiver.  $\vec{K}$  = spectral component of the three-dimensional refractive index wavenumber spectrum.  $\theta$  = scattering angle,  $\beta_t = \beta_r$ : half beam width of transmitting and receiving antennas, resp.

scattering cross-section with spatial position, GJESSING [1964] uses as a first approximation the following equation:

$$\sigma \sim \nu(x, y, z) \cdot \Phi(\vec{K}). \quad (1a)$$

In this way  $\nu$  is a criterion for the lack of homogeneity with regard to variations of the scattering volume in space.

For the spectrum of the refractive index field one may write [TATARSKI, 1961]:

$$\Phi(|\vec{K}|) = \Phi(2k \sin \Theta/2) \sim K^{-n} \sim (2k \sin \Theta/2)^{-n} \sim ((4\pi/\lambda) \sin \Theta/2)^{-n}. \quad (3)$$

Then one may succeed in determining the exponent ( $n$ ) of refractive index spectrum from the angular and wave length dependence of fieldstrength ( $E$ ). It is easy to show with the help of (1) and (3) that the following equations are valid for both the methods ( $E^2 \sim p_s$ ):

$$\left(\frac{E_{\theta_{i+1}}}{E_{\theta_i}}\right)^2 = \frac{V_{i+1}}{V_i} \left(\frac{\sin \Theta_{i/2}}{\sin \Theta_{i+1/2}}\right)^n \quad (4)$$

$E_{\theta_i}$ ,  $E_{\theta_{i+1}}$  are the scattered field strengths,  $V_i$ ,  $V_{i+1}$  the scattering volumes, which correspond to the scattering angles  $\Theta_i$  and  $\Theta_{i+1}$ , resp.:

$$\left(\frac{E_1}{E_2}\right)^2 = \left(\frac{E_{01}}{E_{02}}\right)^2 \cdot \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^{n-4} \quad (5)$$

$E_1$ ,  $E_2$ : received fieldstrengths,  $E_{01}$ ,  $E_{02}$ : free space fieldstrengths, which correspond to wave lengths  $\lambda_1$  and  $\lambda_2$ . Note that  $E_{01}$  and  $E_{02}$  contain the cable power losses of the transmitter and receiver set up.

Table 1 gives the exponent  $n$  and the wave length dependence  $\delta$  ( $\delta = n - 4$ ) according to different authors. Values 1—4) are based upon scattering theories (homogeneous and isotropic structures), values 5—7) upon theories of diffuse reflection (inhomogeneous structures for which formulas similar to (1) may be derived —with  $\Phi(\vec{K}, \vec{R}_2)$  instead of  $\Phi(\vec{K})$ ;  $\vec{R}_2$ : vector distance scatterer-receiver).

Table 1: The wave number dependence of refractive index spectrum ( $n$ ) and the corresponding wave length dependence ( $\delta$ ) of scattered power according to some well known theories.

		$n$	$\delta$
1)	Megaw-Obukhov [Megaw 1950]	3.67	-1/3
2)	Villars-Weisskopf [1954]	4.33	1/3
3)	Villars-Weisskopf [1955]	5	1
4)	Booker-Gordon [1950]	4	0
5)	Du Castel et al. [1960]	5 to 6	1 to 2
6)	Eklund [1968]	4 to 8	0 to 4
7)	Friis et al. [1957]	4.8	4/5



## 2.2. Analysis of Offset Beam Experiments

The interdependence of  $\Phi(\vec{K})$  and the received power (1) involves that the variation of  $\vec{K}$  leads to variations of the received power. Observed variations of received power as a function of  $\vec{K}$  give therefore results with respect to  $\Phi(\vec{K})$ . In order to prove the validity of the concept of homogeneity and isotropy one only need to determine the variations of refractive index spectrum  $\Phi(\vec{K})$  in space. In this way the following offset beam experiments were carried out (corresponding to GJESSING's [1962, 1969] experiments):

*Experiment A* consists in the displacement of the somewhat changing scattering volume in vertical direction above the mid-path point (s. fig. 2) by simultaneous vertical elevation of both the antennas. In this experiment the magnitude of the wave number vector  $\vec{K}$  changes because of the variation of  $\theta$ , whereas the direction of  $\vec{K}$  remains constant. According to formula (1), it is possible to determine the

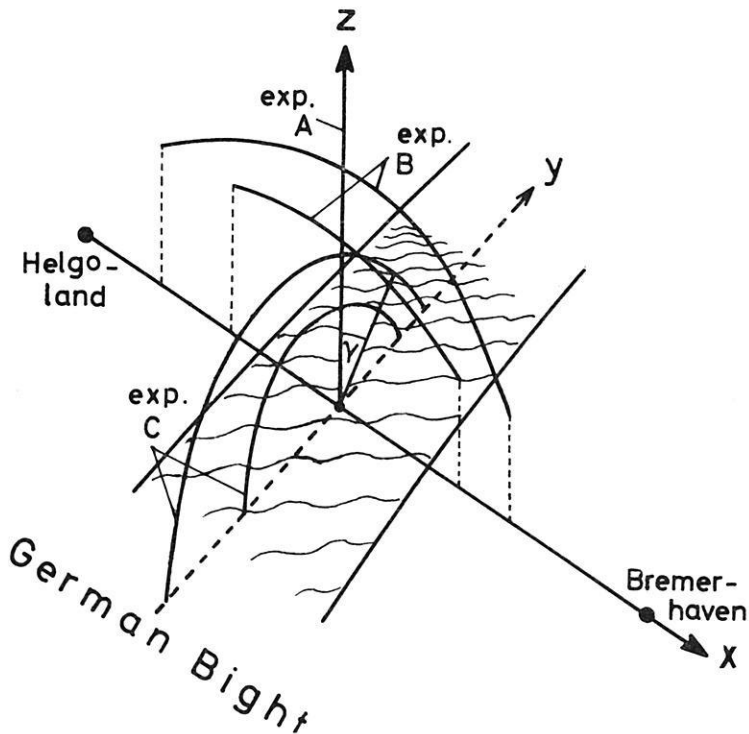


Fig. 2: Schematic three-dimensional diagram of position of the scattering volume for vertical (exp. A) and azimuthal (exp. C) antenna elongations and for those along the connection line transmitter — receiver (exp. B).

refractive index spectrum from the variation of the mean field strength as a function of the scattering angle. Particularly the shape of the refractive index spectrum (the exponent  $n$ ) may be calculated by the aid of equ. (4).

*Experiment B* consists in the displacement of the scattering volume into the direction of the connection line of the transmitting and receiving antennas (s. fig. 2 and dotted line in fig. 3). This experiment corresponds to experiment A), but note that on the one side the antenna elevation is increased, while on the other side it is decreased simultaneously by the same angle. The scattering angle and thus  $|\vec{K}|$  remain exactly constant, the direction of  $\vec{K}$  is changed by some  $6^\circ$  in the maximum.

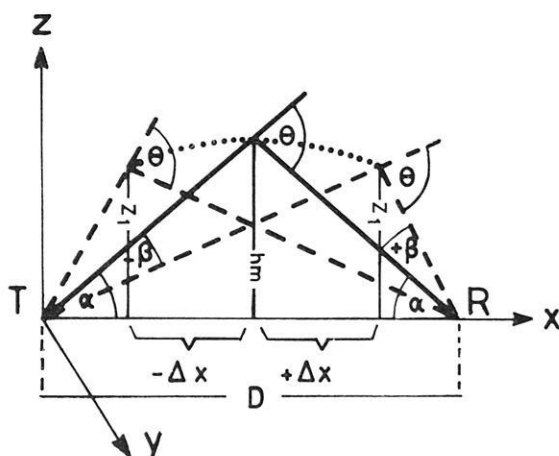


Fig. 3: Diagramm of the antenna elevations in experiment B. The following geometrical points accord with following adjustments of the antenna:

$P(D/2, h_m)$	antenna elevation	$\alpha_t = \alpha_r = \alpha$
$P(D/2 - \Delta x, z_1)$	antenna elevation	$\alpha_t = \alpha + \beta; \alpha_r = \alpha - \beta$
$P(D/2 + \Delta x, z_1)$	antenna elevation	$\alpha_t = \alpha - \beta; \alpha_r = \alpha + \beta$

Note that beside the displacement into the direction of transmitter and receiver, resp., (dir.  $x$ ) the scattering volume is shifted vertically (dir.  $z$ ). To test the degree of homogeneity ( $\nu(x)$ ) only the positions of the scattering volume can be compared, which are shifted to either side of the mid-path-position (symmetrical positions). The comparison of mid-path-position and asymmetrical positions of scattering volume (difference in altitude between both the positions) leads to results with respect to  $\nu(z)$ , provided that the degree of homogeneity in  $x$ -direction is known.  $\nu(z)$  may be used for a correction of the effect of non-homogeneity in experiment A).

*Experiment C* consists in the synchronous rotation of the antennas with the scattering volume (exactly constant in this experiment). The antennas describe a circular arc in the plane perpendicular to the connection line of transmitter and receiver above mid-path-position. Note that this experiment can be carried out for different radii of the circular arc—corresponding to different vertical antenna elevations. In this case the scattering angle  $\Theta$  and  $|\vec{K}|$  remain constant, while the direction of  $\vec{K}$  changes (by variation of the angle  $\gamma$ ). The variations in the wave number spectrum of refractive index is a function of orientation of the vector  $\vec{K}$  in space. This experiment gives information about the degree of isotropy of atmospheric turbulence, provided that it is legitimate to attach the vector  $\vec{K}_{\gamma=45^\circ}$  to the vector  $\vec{K}_{\gamma=0^\circ}$ . Note, however, that one has to take account of the effects of non-homogeneity following from the displacements of the common volume into  $y$ - and  $z$ -direction ( $\nu(y, z)$ .  $\nu(z)$  and  $\nu(x)$  are derived from experiment B),  $\nu(y)$  is assumed to have the same order of magnitude as  $\nu(x)$ .

### 2.3. Variation of Geometry During Offset Beam Experiments

The calculation of the geometrical data was carried out by the use of the general ray equation:

$$\frac{d}{dx} \left( \frac{dz}{dx} \right) + f(z) \cdot \left( \frac{dz}{dx} \right)^2 - g(z) = 0. \quad (7)$$

$f(z)$  and  $g(z)$  are dependent on the modified refractive index gradient,  $z$  and  $x$  are the coordinates directed vertically and in the connection line transmitter—receiver resp.  $dz/dx$  corresponds to the angle of the wave path to the horizontal. The refractive index was assumed to be a linear function of height (refractive index gradient:  $-0.4 \cdot 10^{-7}/\text{m}$  and  $-0.7 \cdot 10^{-7}/\text{m}$  respectively). In this case the differential equation can be integrated. From the variation of the angle of elevation (angle of the wave path to the horizontal) follow the geometric parameters given in table 2.

Table 2a contains scattering angle ( $\Theta$ ), size ( $L$ ) of the scattering inhomogeneities and the corresponding wave numbers ( $K$ ), height ( $h_m$ ) of the centre of common volume above mid-path-point, size ( $y$ ) of the scattering volume, and vertical extension ( $h_v$ ) of the volume as function of vertical antenna elevation angle (experiment A).

Considering the volumes calculated, one has to take into account the fact that for small vertical antenna elevations the lower part of the antenna lobes is screened off by the earth curvature.

The geometrical data calculated show that our experiments may be valid for heights up to about 2.8 km and for wave numbers up to  $20 \text{ m}^{-1}$  and  $50 \text{ m}^{-1}$  (7 and 16 GHz) resp.

Table 2b contains the horizontal displacement ( $2 \cdot \Delta x$ ) and heights  $h$  ( $\Delta x$ ) of the scattering volume as a function of antenna elevation angle  $\alpha_t$  and  $\alpha_r$  resp. (experiment B), s. fig. 3) and the azimuthal displacement  $\Delta y$  and corresponding heights  $h_v$  of scattering volumes as function of angle  $\gamma$  (experiment C).

Table 2a: Geometrical parameters for experiment A\*).

$\alpha$	$\Theta$	$L$	$L$	$K$	$K$	$h_m$	$V$	$h_v$
[°]	[m rad]	(7 GHz)	(16GHz)	(7 GHz)	(16GHz)	[m]	[km <sup>3</sup> ]	[m]
0	3.7 ( 1.7)	11.9	4.9	0.50	1.3	14 ( 4.6)	1.138	606
0.5	21.2 ( 19.2)	2.1	0.9	2.9	6.1	353 ( 330)	1.835	943
1.0	38.7 ( 36.6)	1.2	0.5	5.2	12.6	690 ( 667)	2.153	1213
1.5	56.1 ( 54.0)	0.8	0.3	7.8	21.0	1027 (1003)	2.098	1234
2.0	73.5 ( 71.4)	0.6	0.25	10.5	25.0	1364 (1340)	2.040	1264
2.5	90.0 ( 87.8)	0.5	0.2	12.5	31.4	1702 (1679)	1.980	1313
3.0	108.5 (106.3)	0.4	0.17	15.7	36.9	2039 (2015)	1.910	1358
3.5	125.9 (123.6)	0.35	0.15	18.0	41.8	2377 (2352)	1.820	1407
4.0	143.4 (141.0)	0.30	0.12	20.9	52.3	2716 (2692)	1.700	1461

\*) Scattering angle ( $\Theta$ ), size ( $L$ ) of the scattering inhomogeneities and the corresponding wave numbers ( $K$ ), height ( $h_m$ ) of the centre of common volume above the mid-path point, size ( $V$ ) of the scattering volume, and vertical extension ( $h_v$ ) of the volume as function of vertical antenna elevation angle  $\alpha$  (experiment A). Assumption: Linear refractive index gradient of  $-0.4 \cdot 10^{-7}/\text{m}$  and  $-0.7 \cdot 10^{-7}/\text{m}$  (in brackets).

Table 2b: Geometrical parameters for experiments B and C\*).

$\alpha_t/\alpha_r$	$2 \cdot \Delta x$	$h(\Delta x)$	$\Delta y_\gamma = 15$	$\Delta y_\gamma = 30$	$\Delta y_\gamma = 45$	$h_\gamma = 15$	$h_\gamma = 30$	$h_\gamma = 45$
[°]	[km]	[m]	[m]	[m]	[m]	[m]	[m]	[m]
1/1	—	690	178	345	488	667	599	488
2/2	—	1364	253	632	956	1238	1171	956
3/3	—	2039	528	1019	1442	1970	1766	1442
1.5/0.5	34.9	356						
3/1	36.7	1039		no measurements				
4/2	24.9	1821						

\*) Horizontal displacement ( $2 \cdot \Delta x$ ) and heights  $h(\Delta x)$  of the scattering volume as a function of antenna elevation angle  $\alpha_t$  and  $\alpha_r$ , resp. (experiment B, see fig. 3) and the azimuthal displacement  $\Delta y$  and corresponding heights  $h_\gamma$  of scattering volumes as function of angle  $\gamma$  (experiment C).

#### 2.4. Propagation in the Time Variant Atmospheric Medium

Temporal variations of the refractive index field cause the signal fading of the receiving fieldstrength. In the case of scatter propagation moving scattering elements give rise to a Doppler shift of the frequency of an electromagnetic wave. Most of the fading theories use the "single-scatterer" concept, requiring a linear relationship between the Doppler spread on the one hand, and normal path horizontal component of the wind velocity and scattering angle on the other hand. In this way GJESSING [1962] suggests for the width of the Doppler spectrum:

$$\Delta f = 2/\lambda \cdot (v \sin \beta + \Delta v(\gamma) \sin \theta/2), \quad (6)$$

where  $v$ : cross-path-component of mean wind velocity,  $\beta$ : beam-width,  $\Delta v(\gamma)$ : fluctuating component of the wind into the direction of  $\gamma$  ( $\approx 90^\circ$  for experiment A),  $\theta$ : scattering angle,  $\lambda$ : wave length. On the basis of equ. (6), we are able to gain informations about the mean and the turbulent wind field, if the fading rate (which is proportional to the Doppler spread) is known. Note, however, that the assumption of "single scatterer" concept becomes already doubtful in the case of extended scattering volumes [s. BIRKEMEIER et al., 1968].

Some short remarks should be made with respect to the amplitude of signal fading. The theory of Rice-distribution [s. NORTON et al., 1955] characterizes the "fine structure" of signal amplitudes, which is formed by the superposition of a constant (here mostly duct influence) and a rms-component (influence of scattering) of fieldstrength. The contribution of both components to the received field may in any case be determined according to this theory if the median value and the fading depth are known. Note, that the general Rice-distribution is limited by the normal distribution (dominating constant component) on the one hand, and the Rayleigh distribution (pure scattering) on the other hand.

### 3. Experimental Procedures

#### 3.1. Radio Measurements

It ought to be sufficient to make only some short statements on the experimental procedures. The power outputs of the 7 GHz- and 16 GHz-transmitters were 25 and 10 W CW, resp. We used parabolic antennas with an aerial gain of 38 dB. The 7 GHz receiving set up was characterized by a minimum detectable signal level of  $-115$  dBm and the dynamic range was 80 dB. The corresponding values of 16 GHz were  $-130$  dBm and 90 dB (for  $\alpha > 2$  the noise level of the systems often was reached). Unlike the 7 GHz-receiver the 16 GHz-receiver yielded a considerable attenuation of the amplitudes for signal fluctuations  $> 1$  Hz (effect of smaller band width).

The synchronous rotation of the antennas (see chap. 2.2.) was performed with the help of stepping motors, the control system was an electronic one. A wireless transmission system enabled the antenna elevation to be changed simultaneously or indi-

vidually by steps of  $0.5^\circ$  as well vertically as azimuthally. The accuracy of adjustment was better than  $0.05^\circ$ .

The data were stored on analog magnetic tapes; ink recorders for control were at hand. A second 7 GHz link (somewhat changed carrier frequency) was used for the determination of the variations of the mean fieldstrength level during the offset beam experiments.

Generally the fieldstrength was recorded during 2—3 min for each orientation of the antennas. The analogue data were digitalized by the use of a scanning frequency of 60 Hz on a CDC 1700 computer, and for each antenna elevation mean values, variances, cumulative distributions, fading rates, autocorrelation functions, a. s. o. were determined. Up to now a fading analysis was carried through for 7 GHz only, because the amplitude attenuation of the rapid fluctuations on 16 GHz requires special precautions.

### 3.2. Meteorological Observations

The following meteorological program was carried out during the offset beam experiments:

- a) hourly meteorological routine measurements on light house ship Elbe 1 (which is situated in mid-path position) for the determination of the refractive index stratification inside the lower maritime boundary layer. From this one will succeed in determining the thickness  $z^*$  of evaporation duct [BROCKS, 1955; JESKE, 1965] which plays an important role for the prediction of UHF- and SHF-propagation conditions above sea;
- b) radiosonde ascents and radar wind measurements at Heligoland to investigate the vertical temperature-, humidity-, and wind-stratification up to heights of some km.

Note that all meteorological observations in the considered area collected by the meteorological stations of the German Weather Service at Heligoland, Bremerhaven, and Cuxhaven could be used, especially the measurements of rain gauges (evaluation of absorption effects).

## 4. Interpretation

### 4.1. Influence of the Lower Maritime Surface Layer

UHF and SHF propagation on short transhorizon paths above the sea is essentially influenced by the evaporation duct [JESKE, 1965; JESKE and BROCKS, 1966], which is caused by evaporation and turbulent mixing processes inside the maritime surface layer. In 80% of time a strong correlation between the receiving fieldstrength and the thickness of the evaporation duct is observed (variations between 0 and 20 m, yearly average 5—7 m) according to the duct theory [e. g. BOOKER-WALKINSHAW, 1946]. This effect is connected with an intensive scintillation fading, which may be interpreted as a superposition of a constant component (duct) and a rms-component (scattering).

Stable propagation conditions produced by strong advection ducts or elevated layers were observed in 20% of time. Such cases could be eliminated during the experiments in question by the aid of radiosonde ascents (chapt. 3.2.) and the consideration of the special fading characteristics.

Fig. 4 gives examples of the vertical experiments, comprising the difference of fieldstrength  $\Delta F_\alpha = F_0 - F_\alpha$  ( $F_0$ ,  $F_\alpha$  observed fieldstrengths at antenna elevations  $\alpha = 0$  and  $\alpha$  fixed) as a function of  $\alpha$  (experiment A). To show the influence of the evaporation duct, the path antenna gain loss deduced from the antenna characteristics is presented (extracted and dashed thin curves in fig. 4a, b, c). A discussion of the decrease of the fieldstrength difference  $\Delta F_\alpha$  as a function of elevation is trivial, but note that this decrease is much more intensive on 7 GHz than on 16 GHz. The influence of the evaporation duct thickness  $z^*$  can obviously be recognized as well by fig. 4a (individual example) as by fig. 4b and c (all observations for the given intervals of duct thickness). On both frequencies the increase of fieldstrength difference is considerably smaller for vanishing duct thickness ( $z^* \leq 2$  m) than in the presence of a duct ( $7 \leq z^* \leq 8$  m). Observed values of 16 GHz are generally smaller than those expected from the antenna pattern. During duct situations the values observed on 7 GHz are always *below*, for vanishing duct, however, very often *above* the antenna pattern. It has to be suggested that during duct conditions the propagation on 7 GHz is characterized by an additional tropospheric attenuation, even for smaller vertical antenna elevations (fig. 4b). This effect on the 7 GHz link is well known from eralier

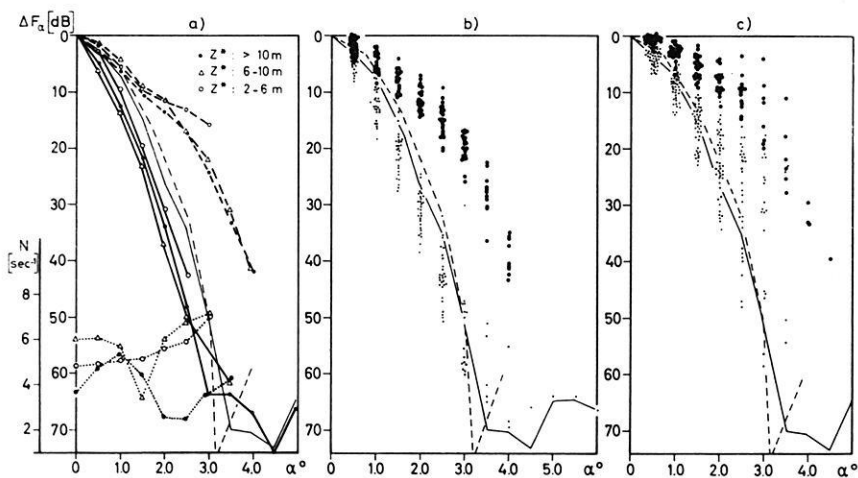


Fig. 4: Fieldstrength received for 16 and 7 GHz ( $\Delta F_\alpha$ ) and fading rate ( $N$ ) for 7 GHz ( $N$ , s. left part) as a function of the vertical antenna-elevation  $\alpha$  (scattering angle  $\Theta \approx 2\alpha$ ). Left figure: individual examples; central figure:  $8 \text{ m} \leq z^* \leq 7 \text{ m}$ ; right figure:  $z^* \leq 2 \text{ m}$ .

investigations with quasi-horizontal radiating antennas, when the observed fieldstrengths were considerably smaller than those deduced from duct theory [JESKE and BROCKS, 1966]. The attenuation may be explained by turbulent scattering of the energy within the duct and by scattering at the rough sea surface and the rough upper boundary of the duct. On the other hand an additional tropospheric space ray component may be almost always attributed to 16 GHz propagation and, in the case of vanishing duct thickness, to 7 GHz propagation too. This points to a tropospheric scattering effect especially dominant for elevation angles  $> 2^\circ$  (fig. 4c).

Fig. 5 illustrates the facts discussed and shows the influence of the absolute fieldstrength level, containing the correlation diagrams for the fieldstrength of antenna elevations of  $\alpha = 1^\circ$  and  $\alpha = 3^\circ$ , resp. versus the fieldstrength for quasi-horizontal radiation ( $\alpha = 0$ ). The dependence expected from the path antenna gain is given by the broken lines. Obviously the additional scattering component becomes more

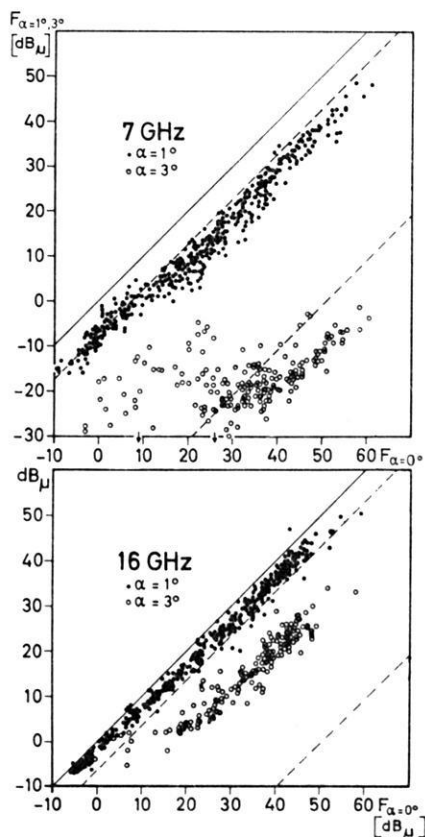


Fig. 5: Simultaneous fieldstrength received  $F_\alpha$  [dB $_\mu$ ] for different antenna elevation angles.



intensive during poor propagation conditions. At  $\alpha = 3^\circ$  all 16 GHz observations are more than about 35 dB above the expected values (i. e. a pure scatter field is present), and for 7 GHz 50% of the data are now more than 10 dB above the expected values (i. e. the scatter component dominates, s. chap. 4.4.).

In order to interpret the observations in view of scatter propagation, the results mentioned above suggest that pure scattering can only be expected in the case of vanishing duct thickness ( $z^* \leq 2$ ) and antenna elevations  $> 2^\circ$ .

#### 4.2. Estimation of the Atmospheric Refractivity Spectrum

##### Angular Dependence of Fieldstrength

Using the observations of experiment A), the determination of the shape of the refractive index spectrum (exponent  $n$ ) is carried out on the basis of equ. (4). The resultant cumulative distribution is given in fig. 6 for angle variations from  $1^\circ$  to  $1,5^\circ$ ,  $1,5^\circ$  to  $2^\circ$ ,  $2^\circ$  to  $2,5^\circ$ ,  $2,5^\circ$  to  $3^\circ$ . The corresponding distributions for both frequencies differ from each other but slightly. With increasing elevation angle the distributions are shifted towards greater  $n$ -values. The distributions following from the fieldstrength variations between  $\alpha = 2^\circ$  and  $\alpha = 2,5^\circ$ , and between  $\alpha = 2,5^\circ$  and  $\alpha = 3^\circ$  show but small differences. Obviously the distributions tend towards a limiting value confirming the preponderance of one definite mechanism (for both frequencies). Assuming the distribution of an  $\alpha$ -variation from  $2,5^\circ$  to  $3^\circ$  as the representative one the median value of  $n$  for 16 GHz amounts to 3.6 and for 7 GHz to 3.7, i. e. there exists a good correspondence to the isotropic turbulence theory of KOLMOGOROFF-HEISENBERG-OBUKHOV, which gives an exponent of 3.66. If we take into account only cases with a duct thickness smaller than 4 m (30 cases for 7 GHz and 40 cases for 16 GHz) the exponent  $n$  reduces to 3.58 (16 GHz) and 3.62 (7 GHz).

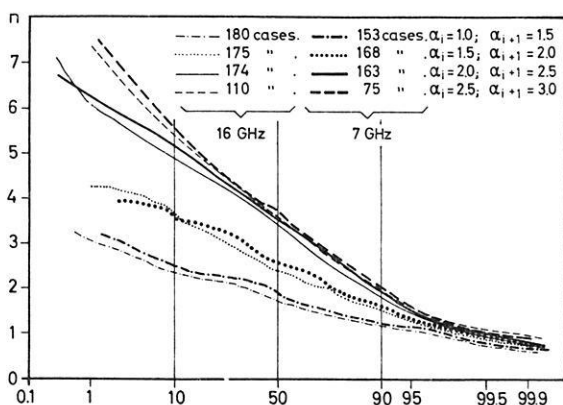


Fig. 6: Cumulative distribution of the exponent  $n$  of the refractive index spectra ( $\Phi(K) \sim K^{-n}$ ) derived from the angular dependence of fieldstrength.

As the scattering on the 16 GHz-path is caused by blobs with a diameter of 0.2 m and the scattering on the 7 GHz-path by blobs with a diameter of 0.5 m (s. table 2a) the correspondence to the theory of isotropic turbulence is more understandable. Even from the results of direct measurements we are disposed to assume isotropic values for smaller blobs [GOSSARD, 1960]. In 10% of all cases values of  $n = 5.6$  and 2 respectively are found on the 7 GHz-link and values of  $n = 5.4$  and 1.9 respectively on the 16 GHz-link.

An analysis of the curve following from the antenna diagrams gives  $n$ -values of 1.98 or 1.95 (on 7 GHz or 16 GHz) for a variation of  $\alpha$  from  $1^\circ$  to  $1.5^\circ$ , 2.75 or 2.70 for  $\alpha$  from  $1.5^\circ$  to  $2^\circ$ , 4.1 or 4.0 for  $\alpha$  from  $2^\circ$  to  $2.5^\circ$ , and 5.2 or 5.3 for  $\alpha$  from  $2.5^\circ$  to  $3^\circ$ . These values show that the influence of the antenna diagram is limited to smaller antenna elevations.

### Wavelength Dependence of Fieldstrength

This second method to determine the exponent  $n$  arises from equ. (5). The correspondent cumulative distribution of  $n$  is given in fig. 7. A systematic shift of the curves in the direction of smaller (negative)  $n$ -values is to be seen as a function of the elevation angle. At  $\alpha = 2^\circ$ ,  $2.5^\circ$ , and  $3^\circ$  the distributions are almost identical and show nearly no difference in the median value. If we consider the distribution at  $\alpha = 2.5^\circ$  as the representative one there is a median value of the exponent  $n$  of 2.6, i. e. an essentially smaller value than that one obtained from the  $\theta$ -dependence (within the same  $\alpha$ -range). For scatter propagation both methods should yield the same  $n$ -value. The discrepancy remains even if cases with a duct thickness  $< 4$  m only are taken into account although the exponent increases to  $n = 3$  (at  $\alpha = 2.5^\circ$ ), to 2.92 (at  $\alpha = 2^\circ$ ), and to 2.92 (at  $\alpha = 3^\circ$ ) resp.

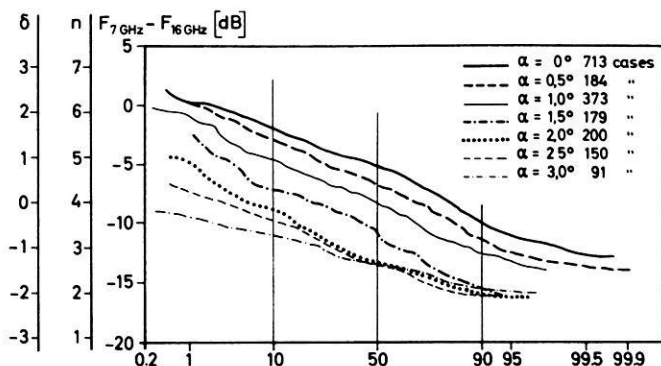


Fig. 7: Cumulative distribution of the exponent  $n$  of the refractive index spectra ( $\Phi(K) \sim K^{-n}$ ) derived from the wave length dependence ( $\lambda^{+\delta}$ ) of fieldstrength (7 and 16 GHz).

Note, however, that absorption influences the propagation on 16 GHz. On the link considered water vapour attenuation (including a little oxygen effect) is always effective and leads to an attenuation of 1.5 to 3 dB, which is an additional one with respect to the 7 GHz-link. Assuming a distance containing clouds and fog of 10 km, the attenuation increases once more by about 2–4 dB, i. e. we may take altogether account of an additional attenuation of 4 to 6 dB on 16 GHz. This fact leads to an increase of 1.04 to 1.56 for the exponent  $n$  corresponding to  $n = 3.64$  and 4.1. The exponents derived from the two methods then approach essentially each other.

The determination of  $n$  from the wave length dependence, however, is uncertain in our case, because the absorption effects on 16 GHz can only be roughly evaluated.

The exponents  $n$  deduced from the  $\theta$ -dependence remain correct (even for 16 GHz), for the absorption effects compensate each other since the lengths of both the paths (for  $\alpha = 2^\circ$  and  $\alpha = 2.5^\circ$ ) differ but slightly (20 m).

In spite of the restriction mentioned above, the observed effects (for  $\alpha > 2^\circ$ ) may on an average be explained by pure scatter propagation. It should be pointed to the theories of diffuse reflection which assume remarkably higher exponents than  $n = 3.66$  under plausible meteorological conditions.

#### 4.3. Estimation of the Homogeneity and Isotropy of the Turbulent Refractivity Field

##### Test of Homogeneity (Exp. B)

A survey of the effects resulting from experiment B) is given in fig. 8a and 8b. Fig. 8a gives informations about the homogeneity function in  $x$ -direction ( $\nu(x)$ ). It shows the (absolute) fieldstrength levels of both frequencies for extreme displacements of the scattering volume in  $x$ -direction obtained by antenna elevation angles of  $\alpha_t = 1.5^\circ/\alpha_r = 0.5^\circ$  ( $\alpha_t$  and  $\alpha_r$  denote the elevation angles of transmitting and receiving antenna resp.) versus the fieldstrength obtained by  $\alpha_t = 0.5^\circ/\alpha_r = 1.5^\circ$ , and the measurements for the adjustments  $\alpha_t = 1^\circ/\alpha_r = 3^\circ$  versus  $\alpha_t = 3^\circ/\alpha_r = 1^\circ$ , and  $\alpha_t = 4^\circ/\alpha_r = 2^\circ$  versus  $\alpha_t = 2^\circ/\alpha_r = 4^\circ$ . These situations correspond to displacements in  $x$ -direction (s. table 2b) of 35 km, 37 km, and 25 km, resp. On an average the differences of fieldstrength amount to 0 dB for 7 GHz with a standard deviation of  $\pm 2.3$  dB and to 0.1 dB for 16 GHz with a standard deviation of  $\pm 1.6$  dB; a systematic deviation cannot be ascertained. Therefore, in the fine-scale structure of the refractive index field in  $x$ -direction we may largely assume homogeneity, somewhat more marked for 16 GHz than for 7 GHz. Note that these results are perhaps superimposed by temporal variations of the fieldstrengths which cannot be exactly eliminated in each case.

Even if the fieldstrengths of the symmetrical adjustments ( $\alpha_t = \alpha_r$ ) are compared with those of the unsymmetrical adjustments (s. fig. 8b), i. e. if the homogeneity in  $z$ -direction is considered ( $\nu(z)$ ), larger systematic differences are not to be found. A change of the adjustments of the antennas from  $\alpha_t = \alpha_r = 2^\circ$  to  $\alpha_t = 3^\circ/\alpha_r = 1^\circ$  (lower part of fig. 8b) yields a displacement of the scattering volume from 1340 m

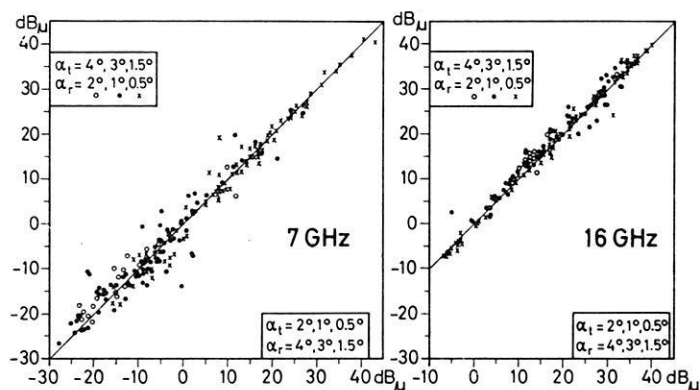


Fig. 8a: Simultaneous fieldstrength received for different antenna elevation angles (homogeneity experiment).

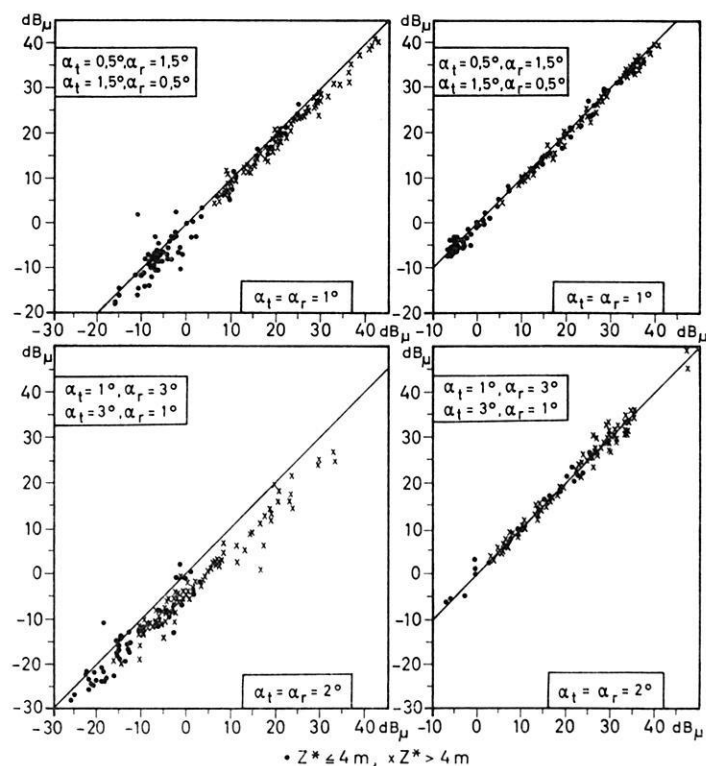


Fig. 8b: Simultaneous fieldstrength received for different antenna elevation angles

( $\alpha_t, \alpha_r = \alpha + \beta, \alpha - \beta$ , resp.  $\rightarrow \alpha_t = \alpha_r = \alpha$ , s. fig. 3)

(homogeneity experiment);

●  $z^* \leq 4$  m, ×  $z^* > 4$  m.

to 1040 m (s. table 2b). If for 7 GHz one only takes account of situations with a duct thickness  $< 4$  m, a height effect of about 1 dB/100 m may be deduced as a first approximation. For 16 GHz such an effect is not observed. A consideration of this effect would decrease the  $n$ -values of 7 GHz derived from the  $\theta$ -dependence of fieldstrength by 0.15, i. e. to  $n = 3.55$  for  $\alpha = 2.5^\circ$  what means that the median value of  $n$  for 7 GHz becomes somewhat smaller than that one for 16 GHz ( $n = 3.6$ ).

### Test of Isotropy (Exp. C)

As mentioned in chap. 3 on certain assumptions experiment C) gives informations about the degree of isotropy of the turbulent refractive index field (or wind field). Fig. 9 shows the dependence of the mean receiving fieldstrength (with reference to the antenna orientation  $\gamma = 0$ , i. e. dir  $\vec{K}$  is vertical) as a function of the azimuthal antenna orientation ( $0^\circ \leq \gamma \leq 45^\circ$ ).

Only cases of vertical antenna elevations of  $\alpha = 1^\circ$  and  $\alpha = 2^\circ$  have been considered (in fig. 9) during two different propagation conditions ( $z^* \leq 4$  m, fig. 9a,  $7 \text{ m} \leq z^* \leq 8$  m, fig. 9b). Obviously, the observed increase of fieldstrength differences depends as well on frequency as on thickness of the evaporation duct. A considerable difference of fieldstrength between antenna elevations  $\alpha = 1^\circ$  and  $\alpha = 2^\circ$  only exists on 7 GHz, thus applying to the different propagation conditions, too. These results are probably caused by the fact that for 16 GHz the scattered field dominates in any case whilst this is valid for 7 GHz only in case of the collective " $\alpha \geq 2^\circ, z^* \leq 4 \text{ m}$ ". Therefore only the results of this set of data may be discussed (fig. 9c). On the frequency of 7 GHz a difference in fieldstrength of 7.6 dB between orientation  $\gamma = 0^\circ$  and  $\gamma = 45^\circ$  was observed; the corresponding value of 16 GHz was 3.1 dB. If we take into account the influence of height differences on the fieldstrength (experiment B) on 7 GHz (1.1 dB/100 m) the observed value reduces to 3.1 dB (fig. 9c). This

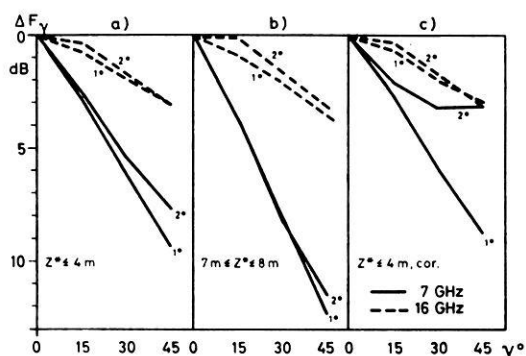


Fig. 9: Decrease of averaged fieldstrength as a function of azimuthal elevation angle  $\gamma$  for vertical antenna elevation  $\alpha = 1^\circ$  and  $\alpha = 2^\circ$ . Left and central figure: non-corrected values for different intervals of thickness of evaporation duct. Right figure: values, corrected by the decrease in elevation.

means that for the orientation of  $\gamma = 45^\circ$  there is practically no difference between 7 and 16 GHz. The result of this experiment first involves the impression of anisotropy of the turbulent refractive index field because

$$\Phi(\vec{K})_{\text{dir } \vec{K}=0^\circ} / \Phi(\vec{K})_{\text{dir } \vec{K}=45^\circ} > 1.$$

The consequence would be that  $\vec{K}_{\gamma=0^\circ} < \vec{K}_{\gamma=45^\circ}$  and  $L_{\gamma=0^\circ} > L_{\gamma=45^\circ}$  (equ. 3), i. e. the vertical extension of the scattering blobs is larger than the horizontal one. The inverse case

$$\Phi(\vec{K})_{\text{dir } \vec{K}=0^\circ} / \Phi(\vec{K})_{\text{dir } \vec{K}=45^\circ} < 1$$

was hardly ever observed ( $\approx 3\%$  of all cases). The fieldstrength difference of 3 dB between orientation  $\gamma = 0^\circ$  and  $\gamma = 45^\circ$  corresponds to the ratio of  $\Phi(\vec{K})_{\text{dir } \vec{K}=0^\circ} / \Phi(\vec{K})_{\text{dir } \vec{K}=45^\circ} = 1.15$ . Provided that the assumption of chap. 2 is valid and supposing an exponent  $n = 11/3$  of the refractive index spectrum one obtains the ratio  $L_{0^\circ}/L_{45^\circ} = 1.03$ . From this, however, one sees that the observed fieldstrength difference is too small to play any role for anisotropy. That means that in this case the turbulent refractive index field may be considered as an isotropic one, a fact which corresponds to the results of chap. 4.2.

#### 4.4. Atmospheric Effects on Signal Fading

##### Fading Speed

Fig. 4a shows in the lower part the angular dependence of the fading rate. If the influence of the evaporation duct can be neglected the fading rate generally increases with the elevation angle according to the fading theory.

According to equ. (6) an interdependence between the fading rate and the cross-path component of wind speed is suggested. Fig. 10 shows the fading rate for elevation  $\alpha = 0^\circ$  and  $\alpha = 2^\circ$  as a function of cross-path ( $u_N$ ) and parallel path component ( $u_T$ ) of wind speed, both the components being derived from surface measurements on light house ship Elbe 1. (The correspondent correlation with the wind a higher levels changes the results not fundamentally as the further analysis yields). The linear dependence due to the fading theory of Rice [1954] can only be observed in the case of quasi-horizontal radiation. Regarding the observed values for elevation  $\alpha = 2^\circ$ , one has to take into account a considerable deviation from the theory and a distinct non-linear correlation.

##### Cumulative Distributions of the Fading Amplitude

Cumulative distributions of the amplitudes of fading (fig. 11) were derived from samplings of 2-min-periods for different elevation angles and three different meteorological situations ( $z^* \approx 0$  m; 6 m and 13 m). According to the theory of Rice distri-

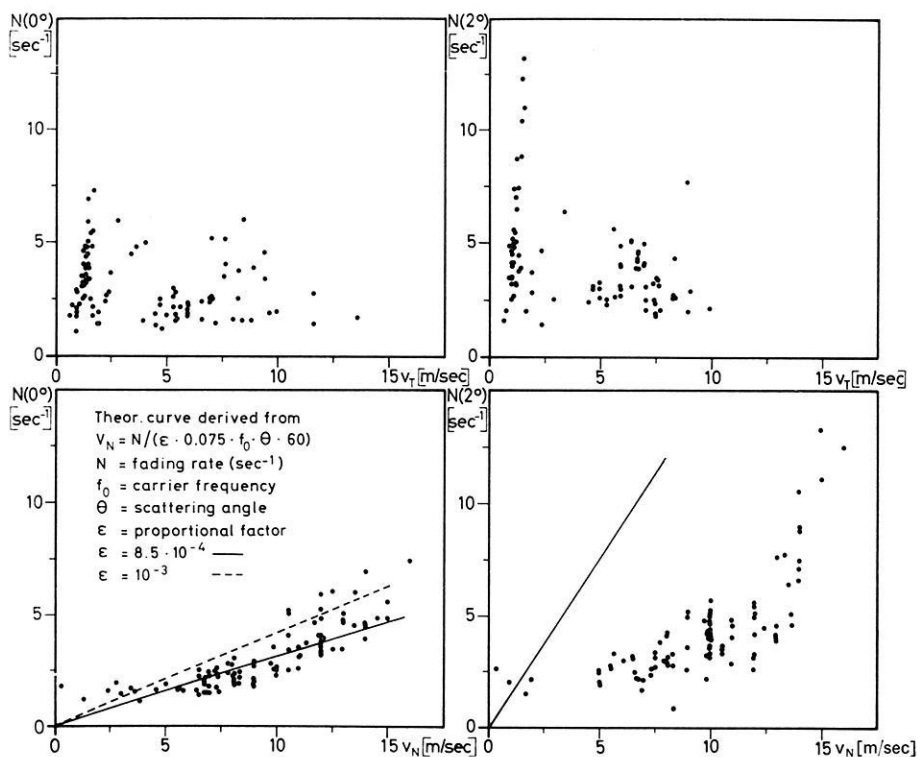


Fig. 10: Fading rate for antenna elevation angles  $\alpha = 0^\circ$  and  $\alpha = 2^\circ$  as a function of wind speed components normal ( $v_N$ ) and parallel ( $v_T$ ) to the propagation path.

bution (s. chap. 2.4.) even for more considerable antenna elevations more or less normal distributions are obtained in the case of well-marked evaporation ducts. During poor propagation conditions (vanishing duct) the observed distributions approach the Rayleigh distribution or the Rice distributions characterized by an increasing fluctuation (scatter) component.

The fading depth (10–90%-value) was derived from all cumulative distributions calculated. Fig. 12 shows the fading depth during different antenna elevations ( $\alpha = 0^\circ$ ,  $1^\circ$ ,  $2^\circ$ ) as a function of the median level of received fieldstrength during antenna elevation  $\alpha = 0^\circ$ . A remarkably strong dependence of the fading depth on the receiving fieldstrength on the one hand, and on the antenna elevation on the other hand can be observed.

Considering the magnitude of observed fading depths and their relation to median fieldstrength, one should for a first approximation be able to evaluate the magnitude of the separated fields [NORTON et al., 1955]. The probability of a dominating scatter field during periods of  $\alpha = 0^\circ$ -fieldstrength  $< 25$  dB, is even for 7 GHz, very high

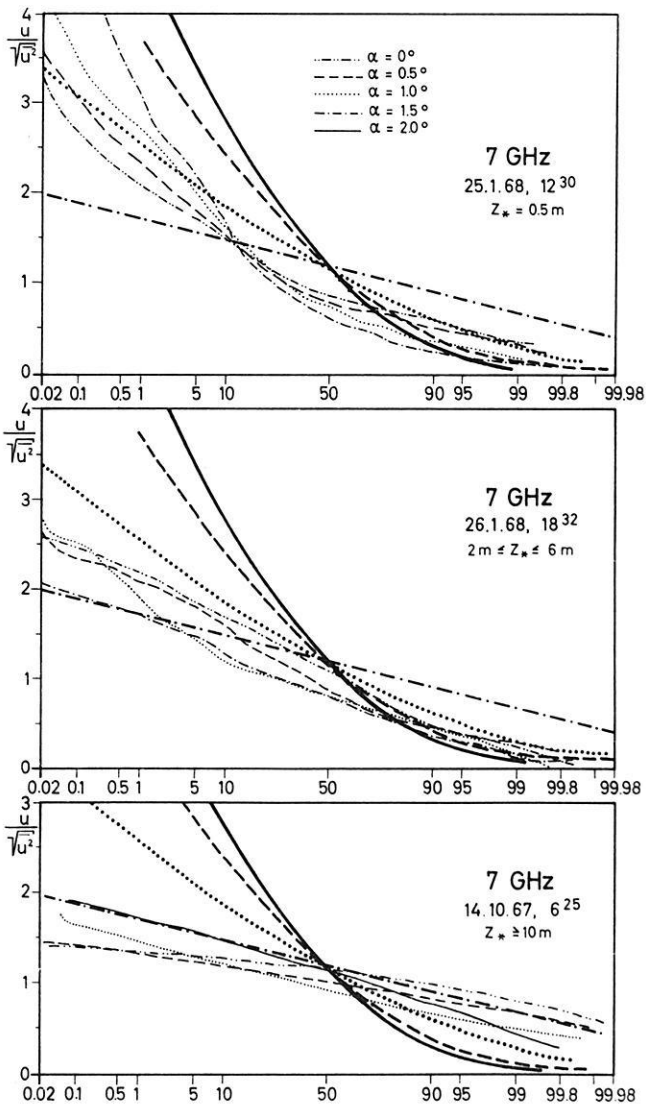


Fig. 11: Examples of cumulative distributions of the receiver signal voltage  $u$  ( $\sqrt{u^2}$  = rms-value);

— Rayleigh,    - - -  $E_s/E_k = 3.2$ ,    .....  $E_s/E_k = 1.0$ ,  
 · - · - ·  $E_s/E_k = 0.32$ ;  $E_s/E_k$  = ratio of Rayleigh vector to constant vector.



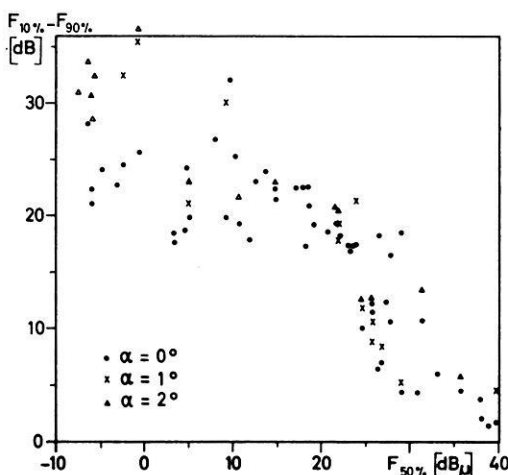


Fig. 12: Fading depth ( $F_{10\%} - F_{90\%}$ ) for different antenna elevations as a function of median value ( $F_{50\%}$ ) for antenna elevation  $\alpha = 0^\circ$ .

because the fading depths in this case exceed 12 dB in magnitude. That is to say the scattering component exceeds the constant component of fieldstrength by more than 10 dB, i. e. the received field can be partially considered as a scatter field. Not to mention that this result proves to be valid for more considerable antenna elevations.

Generally, we may conclude that fading becomes the more intensive (larger fading depth, higher fading rate) the more the duct thickness decreases (corresponding to a low fieldstrength level) and the more the antenna elevation angle increases. Both facts point to an increase of the scattering component during poor propagation conditions.

## 5. Acknowledgement

The authors are very obliged to Prof. Dr. K. BROCKS, director of the "Meteorologisches Institut der Universität Hamburg" and the "Institut für Radiometeorologie und Maritime Meteorologie an der Universität Hamburg" who encouraged this work in a generous way. They gratefully acknowledge the assistance of all colleagues who participated in the measurements and data processing. They also thank Dr. D. W. THOMSON (University of Wisconsin, USA) for helpful discussions and critical comments during the preparation of the paper. For preparing the drawings Mrs. I. Voss was responsible.

The project was subsidized by the "Deutsche Forschungsgemeinschaft".

## References

- BIRKEMEIER, W. P., H. S. MERRILL, JR., D. H. SARGEANT, D. W. THOMSON, C. M. BEAMER, and G. T. BERGEMANN: Observation of Wind-produced Doppler Shifts in Tropospheric Scatter Propagation, *Radio Science*, 3 (New Series), No. 4, 309—317, 1968
- BOOKER, H. G., and W. WALKINSHAW: The mode theory of tropospheric refraction and its relation to wave-guides and diffraction  
In "Meteorological Factors in Radio Wave Propagation", published by the Physical Society and the Royal Meteorological Society, London, 80—127, 1946
- BROCKS, K.: Der Brechungsindexgradient für elektromagnetische Wellen (Cm- bis M-Band) in der maritimen Grenzschicht der Atmosphäre, *Dt. Hydrogr. Zeitschr.*, 8, 186—194, 1953
- CRAWFORD, A. B., A. B. HOGG, and W. H. KUMMER: Studies in tropospheric Propagation beyond the horizon, *Bell Syst. Tech. J.* 38, No. 5, 1068—78, 1959
- DU CASTEL, F., J. VOGÉ, A. SPIZZICHINO, and P. MISMÉ: Propagation Troposphérique et Faisceaux Hertiens Transhorizon Télécommunication par Satellites, Editions Chirons, 40, rue de Seine, Paris, 1960
- EKLUND, F.: The Wavelength Dependence of Tropospheric Beyond-the-Horizon Propagation, AGARD (NATO) Conference Proceedings No. 37, Scatter Propagation of Radio Waves, Part 1, 19, 1968
- FRIIS, H. T., A. B. CRAWFORD, D. C. HOGG: A Reflection Theory for Propagation Beyond the Horizon, *Bell Syst. Tech. J.*, 36, No. 5, 627—644, 1957
- GJESSING, D. T.: Determination of Permittivity Variations in the Troposphere by Scatter-Propagation Methods, *Proc. IEE*, Part C, 109, 447—455, 1962
- GJESSING, D., H. JESKE, and N. KLINT-HANSEN: An Investigation of the Tropospheric Fine Scale Properties Using Radio, Radar and Direct Methods, *J. Atm. Terrest. Phys.*, 31, 1157—1182, 1969
- GOSSARD, E. E.: Spectra of atmospheric scalars, *J. Geophys. Res.*, 64, 2226—2229, 1960
- JESKE, H.: Die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen im cm- bis m-Band über dem Meer unter besonderer Berücksichtigung der meteorologischen Bedingungen in der maritimen Grenzschicht, *Hamburger Geophysikalische Einzelschriften*, Heft 6, Cram, de Gruyter u. Co., Hamburg 1965
- JESKE, H., and K. BROCKS: Comparison of Experiments on Duct Propagation Above the Sea With the Mode Theory of Booker and Walkinshaw, *Radio Science*, 1 (New Series), No. 8, 891—895, 1966
- KOONO, T., M. HIRAI, R. INOUE, and Y. ISHIZAWA: Antenna beam deflection loss and signal amplitude correlation in angle-diversity reception in UHF beyond-horizon communications, *J. Radio Res. Labs. (Japan)* 9, No. 41, 21—49, 1962
- MEGAW, E. C. S.: Scattering of Electromagnetic Waves by Atmospheric Turbulence, *Nature*, 166, No. 12, 1100, 1950
- NORTON, K. A., L. E. VOGLER, W. V. MANSFIELD, and P. J. SHORT: The Probability Distribution of the Amplitude of a Constant Vector Plus a Rayleigh-Distributed Vector, *Proc. IRE*, 43, No. 10, 1354—1361, 1955
- RICE, S. O.: Statistical fluctuations of radio field strength far beyond the horizon, *Proc IRE*, 41, No. 2, 274—281, 1953
- TATARSKI, V. I.: *Wave Propagation in a Turbulent Medium*, McGraw-Hill Book Comp., Inc., New York, N. Y. 1961
- VILLARS, F., and V. F. WEISSKOPF: The Scattering of Electromagnetic Waves by Turbulent Atmospheric Fluctuations, *Phys. Rev.* 94, 232—240, 1954
- VILLARS, F., and V. F. WEISSKOPF: On the Scattering of Radio Waves by Turbulent Fluctuations of the Atmosphere, *Proc. IRE*, 43, No. 10, 1232—1239, 1955

**Briefe an den Herausgeber**

**Scattering of Seismic Waves and Lunar Seismograms**

By K. STROBACH\*)

Eingegangen am 11. August 1970

A preliminary report of LATHAM et al. [1970] of the lunar seismic experiments contains a—unfortunately very small—reproduction of the seismogram owing to the impact of Apollo 12 ascent stage. The cited authors interpreted the form of the seismogram, especially the long duration of the oscillations and the lack of discrete phases, as due to a scattering mechanism of seismic energy in a highly heterogeneous medium. BERCKHEMER (personal communication) verified this hypothesis by means of a model seismic experiment.

Thus stimulated, the author tried to use his formalism [STROBACH 1964] which was deduced to describe the statistics of superposition of random phased sinoidal microseismic waves, for calculation of the envelope of the lunar seismogram by simple transcription of the included quantities. Assuming two-dimensional wave transmission, it is only necessary to interpret the elements  $e^{-i\varphi_k}$  of the author's paper as vectorial free path elements of the scattered seismic energy quanta. If their lengths are not unity, but  $\sigma$ , we only have to multiply the sum of the  $e^{-i\varphi_k}$ , i.e. the resultant path  $\vec{r}$ , by  $\sigma$  (see Fig. 1). The sum is obtained by formula (7) in [STROBACH 1964]

$$w_N(\vec{r}) = \frac{1}{\pi N} e^{-\frac{r^2}{N}}, \quad (1)$$

where  $w_N(\vec{r})$  is the probability density for the event of the vector  $\vec{r}$ , and  $N$  the number of the paths of unity length which are equal distributed relative to azimuth angle. Now we find that  $N$  paths of length  $\sigma$  are transmitted by waves of velocity  $v$  in the time  $t = \sigma N/v$ . By this we obtain from (1)

$$w(t | \vec{A}) = \frac{\sigma}{\pi t v} e^{-\frac{A^2}{t v \sigma}}, \quad (2)$$

---

\*) Prof. Dr. KLAUS STROBACH, Institut für Geophysik der Universität Stuttgart, 7 Stuttgart-O, Richard-Wagner-Str. 44.

i.e. the probability density for the arrival of an energy quantum at the position  $\vec{A}$  after the travel time  $t$ ,  $\vec{A}$  now being a constant spatial vector marking the seismometer's position. The underlying idea of the mechanism expressed by formula (2) is that a seismic energy quantum, after each transmission of a free path of constant length  $\sigma$ , is scattered randomly, i.e. into an arbitrary direction, and without energy loss.

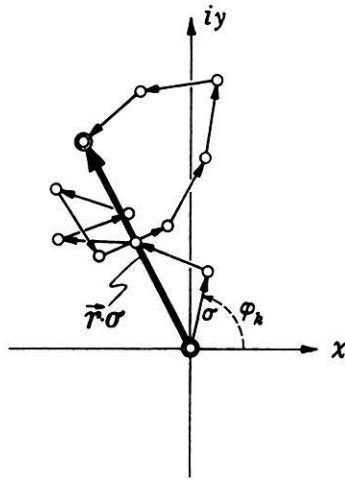


Fig. 1: The spatial vector  $\vec{r} \sigma$  as the sum of the free path elements  $\sigma$  of the scattered seismic energy quanta.

Otherwise, if we have energy dissipation, we assume that only the proportion  $q$  ( $0 < q < 1$ ) of the instantaneous energy is transmitted to the next path after each scattering process. Thus we obtain from (2)

$$w(t | \vec{A}, q) = q \frac{iv}{\pi tv} \cdot \frac{\sigma}{\sigma} \cdot e^{-\frac{A^2}{iv\sigma}}. \quad (2a)$$

Changing from energy quanta to amplitudes we have to calculate the square root of (2a). Thereafter this expression describes the envelope of a theoretical lunar seismogram in arbitrary amplitude scale.

The formula was treated for various values of  $\sigma$  and  $q$ , using the known data  $A = 75,9$  km (distance seismometer/LM impact) and  $v = 3,23$  km/sec (after LATHAM et al. [1970]) and was then compared with the actual seismogram. Excellent agreement is obtained for free path length  $\sigma = 2,0$  km and transmission rate  $q = 0,99895$  (see Fig. 2). Thus, as to the observed frequency of 1 hz, we get a quality factor  $Q = 1850$  which accords with the behavior of the lower mantle of the earth. The quantity  $\sigma$  may be interpreted as the *mean* free path length and should correspond with the

mean diameter of the blocks or units which are supposed to cause the scattering processes. Agreeing with BERCKHEMER's model seismic experiment, we can assume the block-like structure to consist of a system of fissures, each with a limited extension in such a way that the seismic energy quanta find bridges to pass from one block to the next. It is possible that a structure of this nature and with dominant vertical cracks

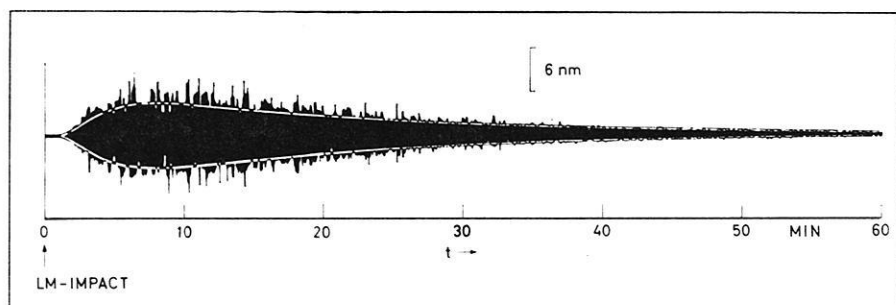


Fig. 2: Lunar seismogram of impact of Apollo 12 ascent stage and the theoretical envelope under the assumptions of  $\sigma = 2.0$  km and a quality factor  $Q = 1850$ .

could be formed by meteor impacts and/or cooling fissures. As, following LATHAM et al. [1970], lunar tectonics may be very low, the moon's outer shell should be in such a condition that the extreme surface temperature variations effect the blocks as extending and contracting *units*, because the disruption has reached a state which no longer gives rise to new fracture. But this is only possible if the fissures are not healed up; and *if* they are not, seismic waves must be scattered and cannot penetrate the structure on a direct path.

An important quantity which could offer the possibility to cheque the scattering hypothesis would be a frequency distribution of the amplitudes of all single oscillations, after rejecting the effect of varying envelope. This distribution should agree with the random walk distribution published in Fig. 1 in [STROBACH 1964]. For want of a seismogram of sufficient time resolution this could not be done till now.

I have to thank Mr. A. JENSCH who wrote the computer program and accomplished the calculations.

### References

LATHAM, G. V., M. EWING, F. PRESS, G. SUTTON, J. DORMAN, Y. NAKAMURA, J. DERR, and F. DUENNEBIER: Science, 167, 455—457, 1970.

STROBACH, K.: Entstehung und Charakter der Mikroseismik als Resultantschwingung zahlreicher seismischer Oszillatoren. Z. f. Geophysik, 30, 192—208, 1964.



Briefe an den Herausgeber

## Berechnung eines Stromsystems in der Polaren E-Region

Von P. CZECHOWSKY, Lindau/Harz\*)

Seit mehreren Jahren werden Versuche unternommen, aus den Störvektoren  $\Delta H$ ,  $\Delta Z$  und  $\Delta D$  erdmagnetischer Registrierungen Stromsysteme in der Ionosphäre zu berechnen [CHAPMAN 1951, WALKER 1964, SCRASE 1967, REIMER 1969]. Bedingt durch die große Anzahl der Parameter scheint eine exakte Berechnung eines derartigen Systems aussichtslos zu sein. Mit der Annahme eines physikalisch sinnvollen Modells ist es jedoch möglich, ein äquivalentes Stromsystem zu finden, das am Erdboden in einem bestimmten Bereich ein entsprechendes Störfeld hervorruft. In diesem Beitrag wird ein Lösungsweg beschrieben, mit dem neun Parameter eines Modellstromsystems bestimmt werden können.

Aus dem BIOT-SAVARTSchen Gesetz kann man das Magnetfeld einer beliebigen Stromverteilung berechnen:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu}{4\pi\gamma} \int \left[ \mathbf{i}(\mathbf{r}') \times \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} \right] d^3\mathbf{r}' \quad (1)$$

Das Koordinatensystem sei jeweils so gewählt, daß  $x$  senkrecht zum Strom (positiv nordwärts),  $y$  in oder gegen Stromrichtung (positiv ostwärts) und  $z$  positiv nach unten zeigt.

Zur Berechnung von Strömen, die nur in einem kleinen Höhenbereich fließen können, ist es nicht notwendig, die genaue Höhenverteilung zu berücksichtigen. Es genügt die Kenntnis der höhenintegrierten Stromdichte  $\mathbf{j}$ :

$$\mathbf{j}(x, y) = \int_0^{\infty} \mathbf{i}(x, y, z) dz \quad \mathbf{i} = \text{Stromdichtevektor} \quad (2)$$

$\mathbf{j}$  ist die Flächenstromdichte in einer bestimmten Höhe und wird anstelle von  $\mathbf{i}$  eingesetzt.

In diesem Modell sollen nur Ströme berücksichtigt werden, die in positive oder negative  $y$ -Richtung fließen und nur von  $x$  abhängig sind, d. h.  $\mathbf{j} = j(x) \cdot \hat{y}$ . Für die Rechnung wurde eine einfache Verteilung von  $j(x)$  von folgender Form gewählt:

$$\begin{aligned} j &= -(j_0/s) \cdot x + j_0 & \text{für } x > 0 \\ j &= (j_0/s) \cdot x + j_0 & \text{für } x \leq 0 \end{aligned} \quad (3)$$

mit  $2s = \text{Breite des Strombandes}$ .

\*) Dipl.-Phys. Peter CZECHOWSKY, Max-Planck-Institut für Aeronomie, 3411 Lindau/Harz.

Unter diesen Voraussetzungen läßt sich Gleichung (1) integrieren und man erhält für die Horizontal- und die Vertikalkomponente:

$$\begin{aligned}
 B_x = H &= \frac{0.4 I}{2 s^2} \left( \frac{h}{2} \cdot \ln \left( \frac{h^2 + x^2}{h^2 + (x+s)^2} \right) + \frac{h}{2} \cdot \ln \left( \frac{h^2 + x^2}{h^2 + (x-s)^2} \right) \right. \\
 &\quad \left. + (x+s) \cdot \arctan \left( \frac{x+s}{h} \right) + (x-s) \cdot \arctan \left( \frac{x-s}{h} \right) - 2 x \cdot \arctan \left( \frac{x}{h} \right) \right) \\
 B_z = Z &= -\frac{0.4 I}{2 s^2} \left( \frac{x+s}{2} \cdot \ln \left( \frac{h^2 + (x+s)^2}{h^2 + x^2} \right) + \frac{x-s}{2} \cdot \ln \left( \frac{h^2 + (x-s)^2}{h^2 + x^2} \right) \right. \\
 &\quad \left. + h \cdot \arctan \left( \frac{x+s}{h} \right) + h \cdot \arctan \left( \frac{x-s}{h} \right) - 2 h \cdot \arctan \left( \frac{x}{h} \right) \right)
 \end{aligned} \tag{4}$$

mit:  $x$  = Abstand vom Strommaximum

$h$  = Höhe des Flächenstromes

$2s$  = Breite des Flächenstromes

$I$  = Stromstärke

Für die Rechnung werden zwei Flächenströme (Stromrichtungen parallel oder antiparallel) sowie die im Erdinnern induzierten Ströme berücksichtigt.

Die Gesamtkomponenten  $\Delta H$  und  $\Delta Z$ , die mit den Messungen verglichen werden sollen, setzen sich wie folgt zusammen:

$$\begin{aligned}
 \Delta H &= (H_1 + H_1^*) \pm (H_2 + H_2^*) \\
 \Delta Z &= (Z_1 - Z_1^*) \pm (Z_2 - Z_2^*)
 \end{aligned} \tag{5}$$

\* = induzierter Anteil

Damit enthält das Modell neun unbekannte Parameter:

$\alpha$  = Stromrichtung

$h$  = Höhe des Stromsystems

$t$  = Tiefe des induzierten Anteils

$x_1$  und  $x_2$  = Lage der Teilströme

$2s_1$  und  $2s_2$  = Breite der Teilströme

$I_1$  und  $I_2$  = Stromstärke der Teilströme

Zur Berechnung dieser Unbekannten benutzt man die gemessenen Störvektoren  $\Delta H$ ,  $\Delta Z$ ,  $\Delta D$  aus Magnetogrammen geeigneter Stationen, die folgendermaßen aus-



gewählt werden. Man bestimmt zunächst aus  $D_0$ ,  $H_0$  (Basiswerte),  $\Delta D$  und  $\Delta H$  die Stromrichtung  $\alpha$  über jeder Station und wählt dann vier davon aus, die möglichst auf einem Großkreis senkrecht zur mittleren Stromrichtung liegen. In diesem Fall beschreibt das Modell die tatsächlichen Verhältnisse am besten. Die Beträge der Störkomponenten  $\Delta H_i$  und  $\Delta Z_i$  ( $i = 1 \dots 4$ ) sowie die Lage der Stationen werden dann in die Gleichungen (5) eingesetzt. Man erhält damit ein nichtlineares, linearunabhängiges Gleichungssystem aus acht Gleichungen. Dieses System läßt sich nach einem Näherungsverfahren von NEWTON-RAPHSON [WILLERS 1957] lösen, wenn man mäßig genaue Anfangswerte kennt. Diese Anfangswerte wurden teils aus physikalischen Überlegungen heraus gewonnen und teils aus Modellrechnungen übernommen.

In der Tabelle sind die Ergebnisse dieser Berechnungen aufgeführt. Als Beispiel wurde der erdmagnetische Sturm vom 23./24. März 1969 ausgewählt. Die Ausgangswerte wurden den Magnetogrammen von LEIRVOGUR, LERWICK, ESKDALEMUIR und HARTLAND entnommen. Bei jedem dieser Werte wurden Fehler berücksichtigt, die durch ungenaue Bezugswerte, Ablesefehler sowie durch Verzerrungen beim Vergrößern der Magnetogramme entstanden sind.

Tabelle: Ergebnisse der Modellrechnung.

( $x_1$  und  $x_2$  sind die Abstände in km von Eskdalemuir,  $\alpha_m$  ist die mittlere Stromrichtung bezogen auf geographisch Nord). — Beispiel vom 23./24. März 1969.

Zeit UT	$I_1$ $\times 10^5$ Amp	$I_2$ $\times 10^5$ Amp	$h$ km	$t$ km	$2s_1$ km	$2s_2$ km	$x_1$ km	$x_2$ km	$\alpha_m$ Grad
2230	-9.67	5.67	132.8	895.5	2116.0	181.0	795.9	954.5	-128.1
2300	-4.82	-2.46	106.1	931.1	744.6	264.4	404.6	1129.1	-88.2
2330	-3.38	-4.90	103.4	955.8	298.4	447.4	318.6	866.6	-111.5
2400	-4.77	-3.31	111.5	1077.0	507.6	703.2	344.7	803.8	-112.4
0030	-3.71	-5.31	106.8	1325.0	531.4	385.2	311.5	1205.0	-95.9
0100	-4.17	-3.26	111.5	891.7	737.8	404.8	390.5	1270.0	-134.4
0130	-6.12	-4.39	117.2	1021.0	517.2	869.8	424.8	1165.0	-134.5
0200	-8.80	-3.17	118.9	960.2	823.8	576.4	161.1	1078.0	-123.7
0230	-6.37	0.83	97.6	1182.0	1103.8	624.0	375.7	1668.0	-139.3

Da die Berechnungen mit einem Näherungsverfahren durchgeführt worden sind, wurde das Magnetfeld dieses Modellstromes mit den Horizontal- und Vertikalkomponenten  $\Delta H$  und  $\Delta Z$  bestimmt und zum Vergleich als Kreise bzw. Punkte in die Magnetogramme eingezeichnet (Abb. 1; s. S. 650).

Diese Ergebnisse zeigen, daß man mit dieser Methode ein äquivalentes Stromsystem und daraus ein Magnetfeld berechnen kann, das erstaunlich gut mit den gemessenen Werten übereinstimmt. Dieses Modell läßt sich auf mehr als zwei Teilströme erweitern, dadurch wird jedoch auch der Rechenaufwand erheblich vergrößert.

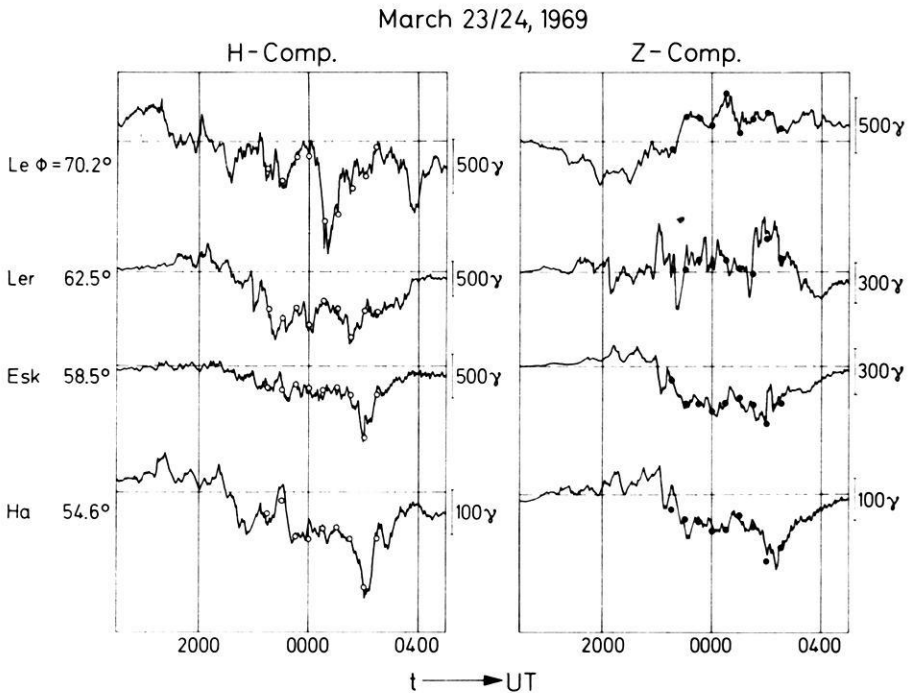


Abb. 1: Verlauf der  $H$ - und  $Z$ -Komponente vom 23./24. März 1969.  
Die Kreise und Punkte sind aus dem Modell berechnete Werte für  $\Delta H$  und  $\Delta Z$ .

### Literatur

- CHAPMAN, S., The Equatorial Electrojet as Detected from the Abnormal Electric Current Distribution above Huancayo, Peru, and elsewhere. Arch. Met. Geophys. Bioklim. A4, 368, 1951
- REIMER, D.: Bestimmung der momentanen Lage des Elektrojets. Inst. für Geophys. und Meteorologie der Techn. Universität Braunschweig, 1969
- SCRACE, F. J.: The electric current associated with polar magnetic sub-storms. Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics 1967, Vol. 29, pp. 567–579. Pergamon Press Ltd. Printed in Northern Ireland
- WALKER, J. K.: Space-time associations of the aurora and magnetic disturbance. Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics, 1964, Vol. 26, pp. 951 to 958, Pergamon Press Ltd. Printed in Northern Ireland
- WILLERS, F. A.: Methoden der Praktischen Analysis, Walter de Gruyter & Co., Berlin 1957

## **Mitteilung**

### **Bundesverdienstkreuz für Professor Dr. WILHELM HILLER**

Der Herr Bundespräsident hat Herrn Professor Dr. WILHELM HILLER, Stuttgart, das Große Verdienstkreuz des Verdienstordens der Bundesrepublik Deutschland verliehen. Die Aushändigung erfolgte am 12. Oktober 1970 durch den Kultusminister Professor Dr. HAHN.

Die Auszeichnung gilt den außerordentlichen Verdiensten, die sich Herr Professor Dr. HILLER insbesondere um die Seismologie erworben hat und die bereits sehr früh in Deutschland und auch im Ausland höchste Anerkennung fanden. Wichtige Erkenntnisse über die Erdbebentätigkeit der Schwäbischen Alb und die Prozesse im Erdbebenherd gelangen ihm mit Hilfe des von ihm ins Leben gerufenen und mit seinen eigenen Instrumentenkonstruktionen ausgerüsteten Stationsnetzes des Landeserdbebendienstes Baden-Württemberg.

## **Buchbesprechungen**

W. S. B. PATERSON: *The Physics of Glaciers*. Pergamon Press Ltd, New York etc., 1969, 250 S., \$ 4.00.

Nach einer knappen historischen Einführung folgt eine Beschreibung der verschiedenen Zonen in Gletschern und ein Kapitel über die Transformation von Schnee in Eis. Dieses leitet zwangsläufig über zu Massen- und Energiehaushalt. Den Bewegungsvorgängen in Gletschern, Inlandeisen und Schelfeisen sind allein fünf umfangreiche Abschnitte gewidmet. Bedauerlicherweise konnten neueste Ergebnisse über die „surges“ keine Aufnahme im entsprechenden Kapitel mehr finden, man muß aber berücksichtigen, daß es immer gefährlich ist, wenn ein Lehrbuch auf sehr aktuelle Probleme eingeht. In einem weiteren kurzen Abschnitt werden Temperaturverteilungen in Gletschern und Eisschichten diskutiert. Das Buch schließt mit einer ausführlichen Behandlung der Reaktion von Gletschern auf Störungen im Massenhaushalt (kinematische Wellen) und einer kurzen Betrachtung der Wechselwirkung zwischen Klima und Gletschern.

Die Absicht des Autors war, demjenigen die notwendige Grundlage zu geben, der beginnt, sich forschend mit Gletschern zu beschäftigen. Diese Absicht wird voll erreicht. Außerdem schließt das Buch für den vielseitig interessierten Geowissenschaftler eine Lücke zwischen kurzen, mangelhaften Abrissen in elementaren Geologielehrbüchern und der Spezialliteratur. Patersons Zusammenstellung ist konsequent aufgebaut und gut verständlich. Der Autor beschränkt sich in den theoretischen Teilen auf die wichtigsten Gleichungen und die physikalischen Argumente, Details sind weitgehend vermieden. Erfreulich ist, daß in jedem Abschnitt offen und deutlich die momentan noch bestehenden Verständnislücken und Probleme aufgezeigt werden. Eine umfangreiche Bibliographie hilft dem stärker Interessierten weiter.

W. ZÜRN

HANS MURAWSKI (Herausg.): *Vom Erdkern bis zur Magnetosphäre*. Umschau-Verlag, Frankfurt am Main, 1968.

Das Buch enthält 18 Beiträge von 21 Wissenschaftlern, die dem Leser Grundlagen und einige aktuelle Probleme der Geowissenschaften in verständlicher Form nahebringen. Viele Abbildungen und graphische Darstellungen veranschaulichen den Text. Am Ende jedes Kapitels finden sich zahlreiche Literaturhinweise. Das große Gebiet der Geographie ist herausgelassen worden, um den Rahmen des Buches nicht zu sprengen. Die einzelnen Autoren behandeln folgende Themen:

R. DEHM, Die Entwicklung des Lebens in geologischer Sicht.

D. PFLUG, Entstehung und Frühzeit des Lebens.

W. SIMON und H. J. LIPPOLT, Isotopische Zeitmessung und Erdgeschichte.

H. MURAWSKI, Tektonik.

P. SCHMIDT-THOMÉ, Gebirgsbildung.

K. SCHMIDT, Die alten Kerne der Erdkruste.

H. BERCKHEMER, Erdkruste und Erdmantel.

- O. HARTMANN, K. FROMM und U. SCHMUCKER, Erdmagnetismus.  
 H. SCHUMANN, Gesteinsumbildung.  
 F. LEUTWEIN, Geochemie.  
 E. PETRASCHECK, Die Entstehung der Erzlagerstätten.  
 H. BECKMANN, Erdöl.  
 W. KRAUSS, Ozeanographie.  
 E. REINECK, Der Schelf.  
 M. PFANNENSTIEL, Das Relief der Ozeanböden.  
 H. HOINKES, Wir leben in einer Eiszeit.  
 W. DIEMINGER, Hohe Atmosphäre der Erde.  
 R. MÜHLFELD, Weltraumgeologie.

Am Ende des Buches befindet sich ein Stichwort-Register.

E. SEILER

H. NEWELL, M. G. KROSHKIN u. W. PRIESTER: *Satelliten erkunden Erde und Mond*. Umschau-Verlag, Frankfurt am Main, 136 S.

Der Titel des Buches klingt allgemeiner als es dem Inhalt entspricht. Die Auswertung der Satelliten- und Raumsondenphotographie steht im Vordergrund. Mit besonderer Mühe wurde das Kapitel „Wetterbeobachtung mit Satelliten“ bearbeitet. Es gibt eine gute Anleitung zur meteorologischen Interpretation von Wettersatellitenbildern. Gleichzeitig werden, und das gilt auch für die anderen behandelten Themen wie Ozeanographie, Geologie und Geographie, die durch die Satellitenphotographie gegebenen Forschungsmethoden beschrieben. Die Herausgeber und Autoren haben sich nicht damit begnügt, die zahlreichen Bilder in ihrer Schönheit für sich sprechen zu lassen. Dadurch hebt sich dieses Buch von anderen Raumfahrtbildbänden ab. Wer Interesse an den Methoden der Erd- und Monderforschung durch Satelliten und Raumsonden hat und etwas naturwissenschaftliche Vorbildung mitbringt, dürfte viel Freude an diesem Buch haben. Als Herausgeber zeichnen ein Amerikaner, ein Sowjetrusse und ein Deutscher. Es werden auch Ergebnisse sowjetischer Experimente mitberücksichtigt. Der verhältnismäßig hohe Preis ist durch die zahlreichen gut reproduzierten Bilder gerechtfertigt.

B. THEILE

*Lexikon der Physik*. Herausgeber Baudirektor Dipl.-Ing. Hermann FRANKE unter Mitarbeit von 54 Fachwissenschaftlern. — Band I: A—H, Band II: J—R, Band III: S—Z. Insgesamt 2135 Seiten mit 1500 Abbildungen im Text sowie 210 Fotos auf 47 ein- und 26 Fotos auf 6 mehrfarbigen Kunstdrucktafeln. Komplet 3 Bände; Leinen DM 485,—. Frankh'sche Verlagshandlung, Stuttgart.

Der Verlag hat die dritte Auflage des Lexikons der Physik groß angekündigt und viele Hoffnungen geweckt. Es ist anerkannt schwierig, ein solches Werk zu verlegen, aber trotzdem und gerade deshalb sollte man sich nicht nur der besten Mitarbeiter versichern, sondern auch sorgfältig Korrekturen lesen. So ist z. B. die Erklärung der meteorologischen Okklusion schon für den Fachmann kaum, für den Laien aber unverständlich; der Hinweis auf die Zyklone ist ein Umweg, denn unter Zyklone wird weiter auf Idealzyklone verwiesen. Diese Methode des Hinweises wird leider häufig angewendet. Bei Föhn erfolgt das Aufsteigen der Luft *feucht*adiabatisch und nicht adiabatisch. Flip-Flop-Schaltungen werden seit einigen Jahren nicht mehr mit Röhren zusammengestellt, und bei Aneroidosen verwendet man in sich federnde Dosen möglichst ohne Stützfedern, um zusätzliche Reibung zu verhindern. In den meisten modernen Konversationslexika sind solche Fehler vermieden. Es soll neben dieser

notwendigen und vielleicht nützlichen Kritik durchaus anerkannt werden, daß eine Reihe von Gebieten neu und sehr sorgfältig bearbeitet wurde. Sie machen die Bände stellenweise zu einem Lesebuch und lassen den Benutzer vergessen, daß er eigentlich ein bestimmtes Stichwort nachschlagen wollte. Gerade deshalb stören aber die kleinen Ungenauigkeiten stark.

DIEM

H. KARBAUM: *Der Niederschlag als Wasserhaushaltsgröße*. Abh. Met. Dienst. DDR Nr. 86 (Bd. 11) 1969

Die Arbeit befaßt sich auf 7 Seiten mit dem Niederschlag als Wasserhaushaltsgröße und auf 57 Seiten sehr kritisch mit den möglichen Meßfehlern. Sie sind: 1. Die Teilung der Meßgläser, die von 0,1 bis 1,0 mm bis zu 40% falsch sein kann. Im langjährigen Mittel beträgt der Fehler bis zu 5,2%. 2. Der Anteil von Haftwasser je Niederschlagsereignis ist beim HELLMANNschen Regenmesser 0,26 mm, davon fallen 0,15 mm auf das Auffanggefäß, 0,11 mm auf die Sammelkanne. 3. Die Abtrocknungsdauer mit einem tages- und jahreszeitlichen Gang liegt zwischen 12 und 154 min. 4. Die Benetzungsverluste je Regenfall aus Haftwasser im Auffanggerät und dem einmal täglichen Verlust in der Sammelkanne ergeben Fehlbeträge von 16,6% im Sommer und 13,1% im Jahr. 5. Die Verdunstungsverluste aus der Sammelkanne betragen im Mai, Juni und Juli etwa 6% der Monatssumme, langjährig etwa 3,4%. 6. Der Vergleich von Regenschreibern verschiedener Bauausführung zeigt Unterschiede bis zu 25% gegenüber der normalen Form in Abhängigkeit von der Bauform, Windgeschwindigkeit und Niederschlagsintensität. 7. Größere Auffangflächen kompensieren den Windeinfluß. 8. Die verschiedenartige Aufstellung von Regenmessern im Bodenniveau ergibt Unterschiede von nur wenigen Promille, die durch die Verdunstung aus der Sammelkanne erklärt werden. — Die gerätebedingten Fehler 1 bis 7 können als Gerätekonstante berücksichtigt werden. Nicht zu berechnen ist der Einfluß des Windes, der je nach Aufstellung des Geräts bis zu 50% beträgt. Um diesen Fehler auszugleichen, wurden Windschutzringe erprobt. Die besten Ergebnisse brachte ein „Schwenkregenschirm“, der sich mit dem Wind einstellt. — Die Ergebnisse werden auf dem Goldberger See angewendet, der als „Groß-Niederschlags-Messer“ dient. Er weist einen Fehlbetrag des Niederschlags gegenüber den Seespiegelanstiegen von 20% auf. Werden allen Reduktionen angebracht, dann geht der Fehlbetrag gegen Null.

DIEM

D. RICHTER: *Ein Beitrag zur Bestimmung der Verdunstung von freien Wasserflächen dargestellt am Beispiel des Stechlinsees*. Abh. Meteorol. Dienstes der DDR, Nr. 88, 11 (1969) Berlin.

Mit Verdunstungskesseln, die auf einem Floß montiert sind, wird die Verdunstung des Stechlinsees gemessen und diese bei verschiedenen Kesseln verglichen. Eine empirisch gewonnene Formel zur Berechnung der Verdunstungshöhe dient zur Ergänzung der ausgefallenen Werte. Außerdem wird die Verdunstungshöhe nach der Austauschmethode und nach der Wärmehaushaltmethode berechnet und die Ergebnisse der drei Methoden verglichen. Dabei zeigt sich, daß beim mittleren Jahresgang die gemessene Verdunstungshöhe gut mit der übereinstimmt, die durch die Austauschmethode bestimmt wird. Ein Vergleich mit anderen Gewässern (Ederstausee, Mittellandkanal) weist auf den Einfluß der Tiefe des Sees auf den Jahresgang der Verdunstung hin, und weiter zeigt sich, daß sich im Herbst die Verdunstung verschiedener Seen (hier Stechlinsee, Haussee, Breiter Lucin) weniger unterscheidet als im Frühjahr.

WALK

# Thesaurus Mathematicae

*Neudrucke wichtiger mathematischer Werke*

*Reprints of important mathematical works*

Band 1: E. HEINE

**Handbuch der Kugelfunctionen.** Theorie und Anwendungen.  
2., umgearbeitete und erweiterte Auflage. 2 Bände in 1 Band. 1878–1881. Neu-  
druck 1961. XVI, 484 und XII, 380 Seiten. Gr.-8°. Leinen DM 78.—

Band 2: H. MINKOWSKI

**Diophantische Approximationen.** Eine Einführung in die  
Zahlentheorie.  
1907. Neudruck 1961. 235 Seiten. Gr.-8°. Leinen DM 27.—

Band 3: M. CHASLES

**Traité des sections coniques** faisant suite au traité  
de géométrie supérieure.  
Teil 1 (alles Erschienene). Mit 5 Tafeln. 1865. Neudruck 1962. XII, 368 Seiten.  
Gr.-8°. Leinen DM 56.—

Band 4: K. WEIERSTRASS

**Formeln und Lehrsätze zum Gebrauche der elliptischen  
Functionen.**  
Herausgegeben von H. A. Schwarz. 2. Ausgabe 1893. Neudruck 1962. XII,  
96 Seiten. Gr.-8°. Leinen DM 22.—

Band 5: C. F. GAUSS

**Abhandlungen zur Methode der kleinsten Quadrate.**  
VIII, 208 Seiten. 1887. Neudruck 1964. Gr.-8°. Leinen DM 26.—

Band 6: H. HASSE

**Vorlesungen über Klassenkörpertheorie.**  
1967. VI, 275 Seiten. Gr.-8°. Leinen DM 90.—

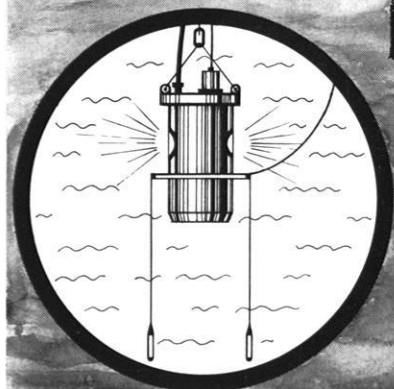
Band 7: A. CLEBSCH u. P. GORDAN

**Theorie der Abelschen Functionen.**  
1866. Neudruck 1967. XIV, 333 Seiten. Gr.-8°. Leinen DM 48.—

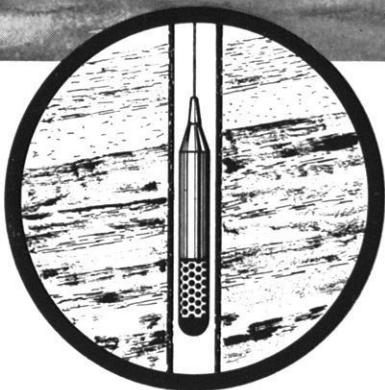


Physica-Verlag · Würzburg · Wien

# Offshore Seismic Well Velocity Surveys with AIRPULSER



Two-detector-well-geophone  
Pressure and velocity receiver  
Tool Diameter 3 3/4" and 2"



**PRAKLA GMBH · 3000 HANNOVER 1 · P. O. BOX: 4767  
PHONE: 80721 · TELEX: 922847 · CABLE: PRAKLA  
GERMANY**

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