

ZEITSCHRIFT
FÜR
G E O P H Y S I K

Herausgegeben im Auftrage der

Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

von

W. Dieminger, Lindau über Northeim

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

Jahrgang 31

1965

Heft 2



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

INHALTSVERZEICHNIS

FUCHS, K.: Investigation on the Wave Propagation in Wedge-shaped Media	51
CHATTERJEE, N. D.: Paläomagnetische Untersuchungen an ladinischen Eruptiven der westlichen Dolomiten, Norditalien	90
Vorlesungsverzeichnis	107
Buchbesprechungen	111

DIE ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

erscheint zweimonatlich. Der Bezugspreis beträgt je Jahrgang 48,— DM, Einzelhefte je nach Umfang. Abonnements verlängern sich jeweils um einen Jahrgang, falls keine ausdrückliche Abbestellung zum Ende eines Jahrgangs vorliegt.

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

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

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

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

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

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

Prof. Dr. WALTER DIEMINGER, Max-Planck-Institut für Aeronomie, 3411 Lindau über Northeim (Hann.)

Anschrift der *Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft*:

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

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

Bekanntmachung lt. Bayer. Pressegesetz: Verlag: PHYSICA-VERLAG Rudolf Liebing K.-G., Würzburg, Münzstr. 12. Pers. haft. Ges.: Rudolf Liebing, Arnulf Liebing und Hilde- und Haller, sämtlich Buchhändler in Würzburg. Kommanditisten: Friedr. Gäbler, Buchhändler, und Charlotte Kuhnert, beide Würzburg.

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

Printed in Germany



PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1965

Investigation on the Wave Propagation in Wedge-shaped Media¹⁾

By K. FUCHS, Clausthal-Zellerfeld²⁾

Eingegangen am 6. Juli 1964

Summary: The paper is concerned with elastic body waves propagating from the open end of a wedge in vacuum (air) towards the wedge axis. Instead of the general solution of the wave equation in a wedge, a special solution is constructed by the method of images. This solution is valid until the wave front arrives at the wedge axis. In the case of the liquid wedge with free boundaries expressions are derived for the phase and group velocity, for the amplitude of the signal maximum and its time of arrival. Synthetic seismograms are calculated by the method of images. At large distances the wave propagation in a wedge can be approximated by the theoretical and experimental knowledge on wave propagation in plane parallel plates. In the immediate vicinity of the wedge axis propagation in a wedge is different from that in plates with corresponding thickness.

The propagation of elastic waves in solid wedges is studied by model seismology. Also in this case propagation in a wedge differs from what might be expected from plate theory and experiments. Within a wedge the wave proceeds to a far smaller width of the wedge with the velocity of the compressional waves in an unbounded medium than it would have done in plates of corresponding thickness. Finally the method of images is extended to the case of the solid wedge.

Zusammenfassung: Die Ausbreitung elastischer Körperwellen in flüssigen und festen Keilen in Luft wird behandelt. Die Wellen laufen vom offenen Ende her in den Keil in Richtung auf seine Achse ein. Statt der allgemeinen Lösung der Wellengleichung wird mit Hilfe des Spiegelungsverfahrens eine spezielle Lösung gefunden, die bis zum Eintreffen der Wellenfront an der Keilachse gültig ist. Im Falle des Flüssigkeitskeiles mit freien Grenzflächen werden Ausdrücke für die Phasen- und Gruppengeschwindigkeit, für die Amplitude des Signalmaximums und seine Ankunftszeit abgeleitet. Das Spiegelungsverfahren gestattet die Konstruktion von synthetischen Seismogrammen. In großer Entfernung von der Keilachse kann die Wellenausbreitung im Keil durch die Ausbreitung in planparallelen Platten angenähert werden. In unmittelbarer Nähe der Keilachse weicht die Wellenausbreitung im Keil von der Ausbreitung in entsprechenden Platten ab.

Die Ausbreitung elastischer Wellen in Festkörperkeilen wird modellseismisch untersucht. Auch hierbei weichen in der Nähe der Keilachse die Meßergebnisse von dem ab, was nach Theorie und Experiment an planparallelen festen Platten zu erwarten ist. In einem Keil läuft die Welle bis zu weit kleineren Keilmächtigkeiten mit Vollraumgeschwindigkeit, als von der Ausbreitung in Platten her zu erwarten ist. Schließlich wird das Spiegelungsverfahren auch auf den Festkörperkeil erweitert.

¹⁾ Doctoral thesis submitted at the Bergakademie Clausthal, Germany. Contribution No. 27 to the research program "Determination of Crustal Structure in Central Europe" of the DEUTSCHE FORSCHUNGSGEMEINSCHAFT.

²⁾ Dr. KARL FUCHS, Institut für Geophysik der Bergakademie Clausthal, Technische Hochschule, 3392 Clausthal-Zellerfeld, Germany.

1 Introduction

The detection of hidden structures within the layered earth's crust is of special concern to seismology. As long as the length of the seismic signal is small compared to the thickness of the layer under investigation, no substantial difficulties are encountered in interpreting the seismic data. However, when the thickness of the layer becomes comparable with the length of the signal, deformation of the signal, dependence of phase and group velocity on wave length, i.e. dispersion is to be expected.

The dispersion of seismic waves in layered media with plane parallel boundaries has been treated thoroughly by EWING, JARDETZKY, PRESS [9]. Unfortunately, however, plane parallel interfaces are not the rule but rather the exception within the earth's crust. Usually the interfaces are not parallel, but they form angles less than 10° . These are the wedge-shaped media. In this paper such a structure will be termed a 'wedge'.

It is not necessary to stress the importance of such wedge-shaped media in stratigraphic or geological traps in oil exploration.

Wave propagation in wedge-shaped media is not only encountered in seismology. In this connection, the famous studies of v. BÉKÉSY [2] about the discrimination of the pitch of a note by means of the wedge-shaped basilar membrane within the cochlea of the human ear might be mentioned.

Quite a lot of both theoretical and experimental work on wave propagation in a wedge had been carried out. The major stress in these works had been on the behaviour of surface waves in a wedge, especially when they cross the wedge axis. KNOPOFF, GANGI [19], ANGONA [1] and DE BREMAECKER [4] investigated the behaviour of Rayleigh waves when they arrive at the wedge axis by model experiments for various wedge angles. LAPWOOD [24] studied the transmission of a Rayleigh wave around a 90° corner theoretically. The behaviour of Love waves in a wedge had been treated by HOMMA [13] and NOYER [28]. More recently there are the papers of HUDSON [14], HUDSON, KNOPOFF [15], [16], KANE, SPENCE [17], KUO, NAFF [21], KUO, THOMPSON [22], PILANT, KNOPOFF, SCHWAB [30] on surface waves in wedges.

KUHN [20] performed experiments on the behaviour of various waves occurring at a wedge embedded in elastic media by threedimensional model seismology. KUHN used wedge angles of 10° and 30° . No dispersion phenomena are reported. The reason is probably that the ratio of wave length to wedge width is larger than unity in the whole region of investigation. This would mean that only the undispersed plate wave has been registered. Another possibility might be that the wedge angle has not been small enough to make the dispersion observable.

BOIS et al [3] present an example of a seismogram registered above a aluminium wedge with 9° aperture embedded in perspex. They mention a deformation of the signal near the wedge axis, which they interpreted as being caused by multiple reflections within the wedge.

EPINAT'EVA [7], EPINAT'EVA et al [8] illustrate the peculiarities of seismograms registered in the field above wedge-shaped structures. They do not mention dispersion.

For a solid wedge the theory of the propagation of elastic waves is particularly complicated due to the additional presence of shear waves. As regards the fluid or airfilled wedge some theoretical papers on wave propagation exist. Most of them treat the diffraction of a wave at the wedge axis which impinges on it from outside the wedge: CARSLAW [6], MACDONALD [27]. KELLER, BLANK [18] investigated the wave which propagates towards the axis from inside the wedge. The very detailed monograph of FRIEDLANDER [10] should be mentioned as well.

The present paper will be concerned with the propagation of body waves inside wedges and with the resulting signal deformation. The investigations have been stimulated during a routine refraction survey in an area, where wedge-shaped structures were suspected. A significant decrease of the velocity of the first arrivals was measured in the vicinity of the suspected wedge axis. The question arose, whether such

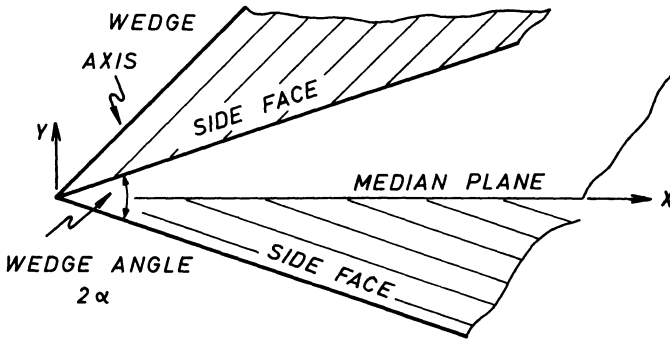


Fig. 1: Geometry of wedge.

a decrease of velocity could be explained as a dispersion phenomenon due to the presence of a wedge, or whether it could be due to lateral changes in the physical parameters of the medium under investigation.

Figure 1 explains the terms used in the description of a wedge. The wedge is bounded by its two side faces which intersect at the wedge axis forming the wedge angle 2α . The wedge angle is bisected by its median plane.

The wedge angles will vary between 30° and 2.5° . Diffraction at the wedge axis is not included in the present study. Dispersion phenomena occur especially observable if the wave propagates within the wedge towards the axis. In this paper, therefore, the studies will be restricted to waves entering the wedge from its open end and propagating towards the wedge axis.

Only the simplest cases of fluid and solid wedges in vacuum (or air) will be treated here. But even in these cases the exact theoretical solution becomes involved. However, within the scope of the present investigation we can be contented with a solution valid only till the wave front arrives at the wedge axis. For the sake of simplicity only

two-dimensional wave propagation has been considered, i.e. wave propagation perpendicular to the wedge axis with planes of equal phase and wave fronts parallel to the wedge axis.

Firstly, the liquid wedge will be investigated. In this case we can use the method of images for a theoretical solution of the problem. The same method will be used to construct synthetic seismograms for wave propagation in a liquid wedge. In the second part, wave propagation in a solid wedge will be studied by two-dimensional model seismology. The method of images will finally be extended to the propagation of plane waves within a solid wedge in vacuum.

2 Construction of a solution of the wave equation in a liquid wedge by the method of images

2.1 The method of images

To get a solution of the wave equation in the liquid wedge, which satisfies the boundary conditions at the side faces of the wedge, the method of images is used (see e.g. SOMMERFELD [38]). This method replaces wave propagation in a wedge by propagation in an unbounded medium by adding all the effects of the successive images of the original source. The respective signs of the image sources are identical or alternating corresponding to free or rigid side faces. The sum of the effects of all image sources represents the complete solution of the wave equation until the moment of arrival of the wave front at the wedge axis. We note that till this time the boundary conditions are satisfied. As soon as the wave front arrives at the wedge axis, a diffracted wave is produced. This stage of propagation can no longer be described by such a simple picture of image sources (see fig. 2).

Figure 3 depicts the construction of the wave fronts in a 20° -wedge in case of a line source placed at a finite distance R from the axis on the median plane (parallel to the axis). The image sources are located on a cylinder of radius R around the wedge axis S . In the case of a 20° -wedge a total of 8 image sources contribute to the wave propagation in the wedge until the arrival of the front at the axis. If the primary source is located on the median plane there are in general $2n$ image sources where:

$$2n = 2 \left\{ \frac{90^\circ + \alpha}{\alpha} \right\}, \quad (1)$$

2α is the wedge angle,

$$\{A\} = \text{largest integer} < A. \quad (2)$$

With the primary source Q_0 the image sources move to infinity. In this case the wave fronts become planes being tangent to cylinders of radii $a \cdot t$ around the axis, where a is the wave velocity in an unbounded medium and t the time needed for the front to arrive at the axis (see bottom part of fig. 3).

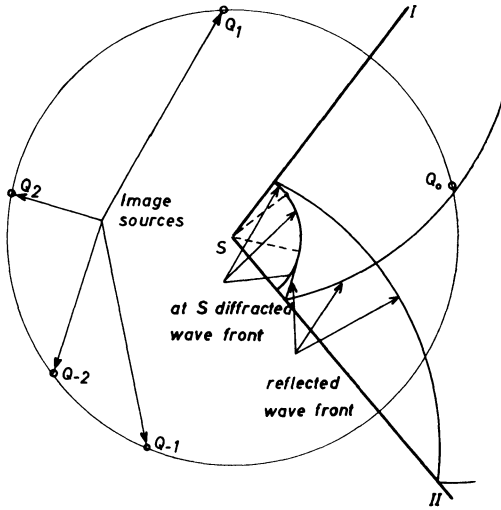


Fig. 2: Diffraction at the wedge axis.

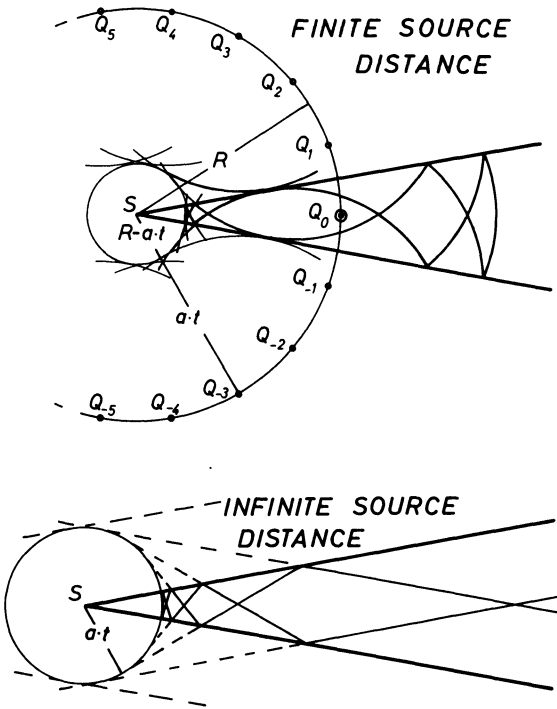


Fig. 3: Method of images at 20°-wedge.

2.2 Theory of propagation of plane waves within a liquid wedge

To get an approximate knowledge about dispersion and signal deformation within a wedge, a plane wave propagating along the median plane towards the wedge axis (with wave front parallel to the axis) is studied. In a first step the common frequency spectrum of all the signals which interfere on the median plane is calculated. The next step is to derive the phase and group velocity and the absolute value of the maximum amplitude of the interference signal and its travel time.

In the case of a plane wave entering the wedge from the open end the image sources are to be conceived at infinity. Again the entering signal might have a front. Till this front arrives at the wedge axis the ensemble of signals proceeding from the $2n + 1$ sources (see eq. (1)) satisfy the boundary conditions. The primary signal entering the wedge from Q_0 is given by the following expression, S_0 denoting the pressure:

$$S_0(t, x, y) = \begin{cases} 0 & \text{for } t + \frac{x}{a} \leq -T; \\ S_0\left(t + \frac{x}{a}\right) & \text{for } t + \frac{x}{a} \geq -T. \end{cases} \quad (3)$$

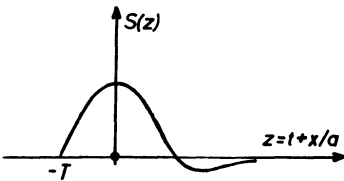


Fig. 4: Example of primary pressure signal entering the wedge.

Here T is the time between the arrival of the front and the maximum of S_0 . e.g. the signal might have a form as in figure 4.

Till the moment $t = -T$, when the front arrives at the wedge axis, this signal is followed by a trail of reflected signals given by:

$$\begin{aligned} S_{11} &= -S_0 \left[t + \frac{1}{a} (x \cdot \cos 2\alpha + y \cdot \sin 2\alpha) \right]; \\ S_{12} &= -S_0 \left[t + \frac{1}{a} (x \cdot \cos 2\alpha - y \cdot \sin 2\alpha) \right]; \\ &\vdots \\ S_{n1} &= (-1)^n \cdot S_0 \left[t + \frac{1}{a} (x \cdot \cos 2n\alpha + y \cdot \sin 2n\alpha) \right]; \\ S_{n2} &= (-1)^n \cdot S_0 \left[t + \frac{1}{a} (x \cdot \cos 2n\alpha - y \cdot \sin 2n\alpha) \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

Here n has the value of equation (1). If only those reflections are to be considered which contribute to the interference signal on the median plane until the moment $t = -T$, n must be reduced to:

$$n = \left\{ \frac{90^\circ}{2\alpha} \right\}. \quad (5)$$

On the median plane of the wedge $y = 0$ (see fig. 1) the contributions of the respective reflections might be combined to:

$$S_m = \begin{cases} 0 & \text{for } t + \frac{x}{a} \cos 2m\alpha \leq -T; \\ (-1)^m \cdot 2 \cdot S_0 \left(t + \frac{1}{a} \cdot x \cdot \cos 2m\alpha \right); & \text{for } t + \frac{x}{a} \cos 2m\alpha \geq -T; \end{cases} \quad (6)$$

$$m = 1, \dots, \left\{ \frac{90^\circ}{2\alpha} \right\}.$$

Now let the primary signal $S_0(t, x)$ have a Fourier transform on the median plane:

$$p_0(\omega, x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-T - \frac{x}{a}}^{+\infty} e^{-i\omega t} \cdot S_0 \left(t + \frac{x}{a} \right) \cdot dt. \quad (7)$$

On using the abbreviation:

$$p_0(\omega) = p_0(\omega, 0) = \frac{1}{2\pi} \cdot \int_{-T}^{+\infty} e^{-i\omega z} \cdot S_0(z) \cdot dz \quad (8)$$

one derives from equ. (7):

$$p_0(\omega, x) = e^{i \cdot \frac{\omega x}{a}} \cdot p_0(\omega). \quad (9)$$

In general $p_0(\omega)$ is considered as complex. For the Fourier transform of the m^{th} pair of reflections S_m one obtains from (6):

$$p_m(\omega, x) = (-1)^m \cdot 2 \cdot \frac{1}{2\pi} \cdot \int_{-T - \frac{x}{a} \cdot \cos 2m\alpha}^{+\infty} e^{-i\omega t} \cdot S_0 \left(t + \frac{x}{a} \cdot \cos 2m\alpha \right) dt. \quad (10)$$

Using the same abbreviation as in (8) one gets finally:

$$p_m(\omega, x) = (-1)^m \cdot 2 \cdot e^{i \cdot \frac{\omega x}{a} \cdot \cos 2m\alpha} \cdot p_0(\omega). \quad (11)$$

The Fourier transform $P_n(\omega, x)$ of the interference signal composed of all signals from S_0 to S_n equals the sum of the Fourier transforms $p_m(\omega, x)$ of the individual signals S_m :

$$P_n(\omega, x) = \sum_0^n p_m(\omega, x) = p_0(\omega) \cdot e^{i \cdot \frac{\omega x}{a}} + 2 \sum_1^n (-1)^m e^{i \cdot \frac{\omega x}{a} \cdot \cos 2m\alpha}. \quad (12)$$

This can be abbreviated to:

$$P_n(\omega, x) = p_0(\omega) \cdot f_n\left(\frac{\omega x}{a}\right) \cdot e^{i \cdot g_n\left(\frac{\omega x}{a}\right)} \quad (13)$$

where:

$$f_n\left(\frac{\omega x}{a}\right) \cdot e^{i \cdot g_n\left(\frac{\omega x}{a}\right)} = e^{i \cdot \frac{\omega x}{a}} + 2 \cdot \sum_{m=1}^n (-1)^m \cdot e^{i \cdot \frac{\omega x}{a}} \cdot \cos 2 m x \quad (14)$$

The expressions $f_n\left(\frac{\omega x}{a}\right)$ and $g_n\left(\frac{\omega x}{a}\right)$ can be calculated numerically. This was done on the electronic computer ZUSE 22 R of the Bergakademie Clausthal. As an example these expressions are plotted in figures 5 and 6 for wedge angles of 15° and 4° .

As soon as the spectrum $P_n(\omega, x)$ is known, one can derive the interference signal $S_{(n)}(t, x)$ as its inverse Fourier transform:

$$S_{(n)}(t, x) = \int_{-\infty}^{+\infty} p_0(\omega) \cdot f_n\left(\frac{\omega x}{a}\right) \cdot e^{i \left[\omega t + g_n\left(\frac{\omega x}{a}\right) \right]} d\omega \quad (15)$$

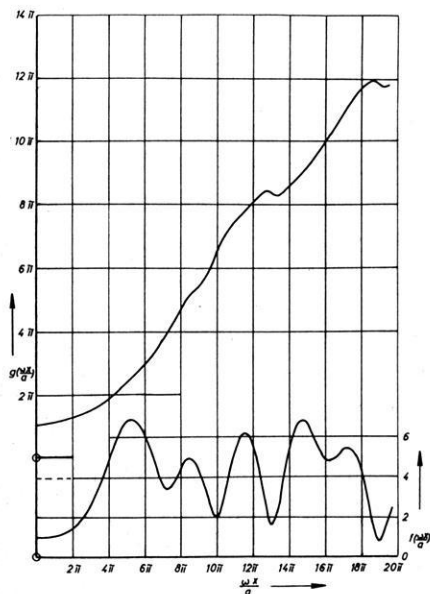


Fig. 5: f_n and g_n for a liquid 15° -wedge ($n = 5$).

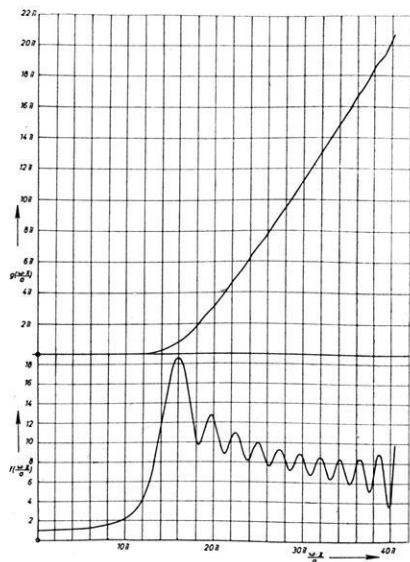


Fig. 6: f_n and g_n for a liquid 4° -wedge ($n = 22$).

Now the velocity of the signal maximum will be calculated. For the following it is to be assumed that the spectrum of the signal has a sufficiently narrow band width $2\Delta\omega$, centered at the dominant frequency ω_0 (see fig. 7). The band width should be so narrow that in the region $\omega_0 - \Delta\omega \leq \omega \leq \omega_0 + \Delta\omega$ there is:

$$p_0(\omega) = p_0(\omega_0) \quad (16)$$

and

$$f_n\left(\frac{\omega x}{a}\right) = f_n\left(\frac{\omega_0 x}{a}\right). \quad (17)$$

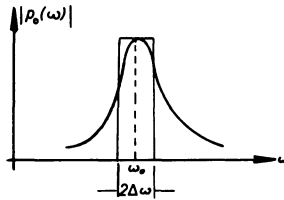


Fig. 7: Spectrum of $S_0(t, x)$.

Providing such a sufficiently narrow band width, one derives from (15):

$$S_{(n)}(t, x) = p_0(\omega_0) \cdot f_n\left(\frac{\omega_0 x}{a}\right) \int_{\omega_0 - \Delta\omega}^{\omega_0 + \Delta\omega} e^{i[\omega t + g_n(\frac{\omega x}{a})]} d\omega. \quad (18)$$

Furthermore it should be supposed that one can approximate $g_n\left(\frac{\omega x}{a}\right)$ by the following expression:

$$g_n\left(\frac{\omega x}{a}\right) = g_n\left(\frac{\omega_0 x}{a}\right) + \left(\frac{\partial g}{\partial \omega}\right)_{\omega_0} \cdot (\omega - \omega_0). \quad (19)$$

This expression is to be substituted in equ. (18):

$$S_{(n)}(t, x) = p_0(\omega_0) \cdot f_n\left(\frac{\omega_0 x}{a}\right) \cdot e^{i[\omega_0 t + g_n(\frac{\omega_0 x}{a})]} \int_{-\Delta\omega}^{+\Delta\omega} e^{i \cdot \delta\omega [t + (\frac{\partial g}{\partial \omega})_{\omega_0}]} d(\delta\omega); \quad (20)$$

where:

$$\delta\omega = \omega - \omega_0. \quad (21)$$

On evaluating the integral one gets for $S_{(n)}(t, x)$:

$$S_{(n)}(t, x) = p_0(\omega_0) \cdot f_n\left(\frac{\omega_0 x}{a}\right) \cdot 2 \Delta \omega \cdot \frac{\sin \left[t + \left(\frac{\partial g}{\partial \omega} \right)_{\omega_0} \right] \cdot \Delta \omega}{\left[t + \left(\frac{\partial g}{\partial \omega} \right)_{\omega_0} \right] \cdot \Delta \omega} \cdot e^{i \cdot \left[\omega_0 t + g_n\left(\frac{\omega_0 x}{a}\right) \right]}. \quad (22)$$

Equation (22) represents a wave propagating in the negative x -direction. The carrier frequency ω_0 has a phase velocity c :

$$\frac{c}{a} = - \frac{1}{g'_n\left(\frac{\omega_0 x}{a}\right)}, \quad (23)$$

where ' stands for the first derivative with respect to the argument $\frac{\omega_0 x}{a}$. This carrier frequency is modulated by the signal, which has its maximum for:

$$t_n^* + \left(\frac{\partial g_n}{\partial \omega} \right)_{\omega_0} = 0; \quad (24)$$

i.e. at a certain distance x the maximum of the signal arrives at t_n^* :

$$t_n^* = - \left(\frac{\partial g_n}{\partial \omega} \right)_{\omega_0}. \quad (25)$$

This is finally:

$$t_n^* = - \frac{x}{a} \cdot g'_n\left(\frac{\omega_0 x}{a}\right). \quad (26)$$

From (26) an expression for the velocity of the signal maximum, the group velocity is derived:

$$\frac{U}{a} = - \frac{1}{g'_n + \frac{\omega_0 x}{a} \cdot g''_n}. \quad (27)$$

The amplitude of the signal maximum is:

$$|S_{(n)}(t_n^*, x)| = |p_0(\omega_0)| \cdot f_n\left(\frac{\omega_0 x}{a}\right) \cdot 2 \Delta \omega. \quad (28)$$

Thus the variation of amplitude with distance x from the wedge axis is essentially given by $f_n\left(\frac{\omega_0 x}{a}\right)$.

Before discussing the expressions for c , U , t_n^* and f_n the entrance of a plane signal into the wedge and the build up of the interference signal should be considered more closely with the help of an example. Figure 8 depicts the entrance of a plane rectangular signal on the median plane of a 15° -wedge.

If the distance x from the wedge axis is sufficiently large, the primary signal S_0 and the pair of reflections S_1, \dots, S_n all arrive separated in time on the median plane. On further propagation of the system of signals towards the axis the pair S_1 reaches the primary signal S_0 at a

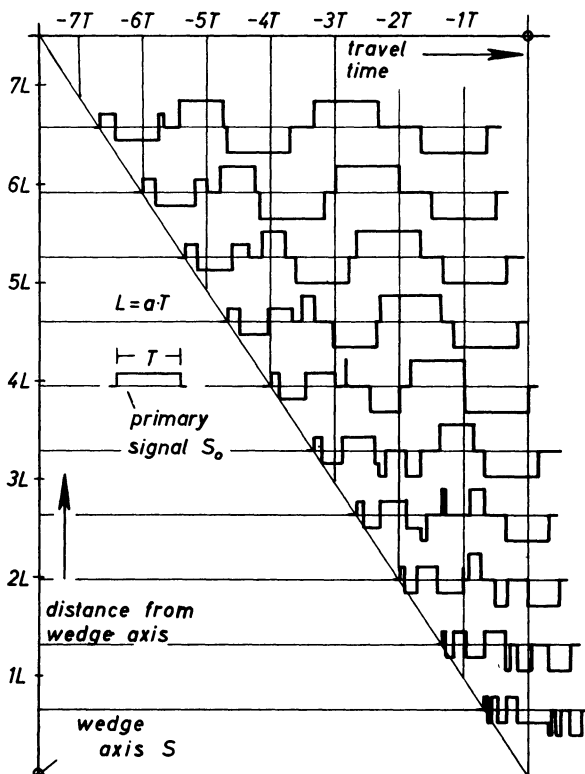


Fig. 8: Entrance of a plane rectangular signal on the median plane of a liquid 15° -wedge.

certain distance x_1 , while the rest of $n - 1$ reflection pairs still propagates separated from one another. From now onwards S_0 and S_1 should be regarded as one signal $S_{(1)}$ having the common spectrum:

$$\begin{aligned}
 P_1(\omega, x) &= \sum_0^1 p_m(\omega, x) = p_0(\omega) \cdot (e^{i \cdot \frac{\omega x}{a}} - 2 \cdot e^{i \cdot \frac{\omega x}{a} \cos 2\alpha}) \\
 &= p_0(\omega) \cdot f_1\left(\frac{\omega x}{a}\right) \cdot e^{i \cdot g_1\left(\frac{\omega x}{a}\right)}.
 \end{aligned} \tag{29}$$

Knowing $g_1 \left(\frac{\omega x}{a} \right)$ one can derive the arrival time t_1^* of the maximum of $S_{(1)}$ from equ. (26) at a certain critical distance x_1 , together with its respective phase and group velocity.

On further progress of the signal towards the axis, the reflection pair S_2 catches up with the interference signal $S_{(1)}$ at a certain distance x_2 to form the new interference signal $S_{(2)}$ with the common spectrum P_2 :

$$\begin{aligned} P_2(\omega, x) &= \sum_0^2 p_m(\omega, x) = p_0(\omega) \cdot \left[e^{i \cdot \frac{\omega x}{a}} + 2 \cdot \sum_1^2 (-1)^m \cdot e^{i \cdot \frac{\omega x}{a} \cos 2m\alpha} \right] \\ &= p_0(\omega) \cdot f_2 \left(\frac{\omega x}{a} \right) \cdot e^{i g_2 \left(\frac{\omega x}{a} \right)}. \end{aligned} \quad (30)$$

Knowing $g_2 \left(\frac{\omega x}{a} \right)$ the arrival time t_2^* of the maximum of $S_{(2)}$ can be calculated from equ. (26). Step by step the rest of the reflections starts interfering with the already existing interference signal and finally at a certain critical distance x_n all the n reflection pairs take part in the interference with the primary signal S_0 .

But there is still a difficulty in the determination of the critical distances x_v . Even with signals of finite duration having a front and an end, it is not at all certain whether interference of two signals commences only when the front of the following signal reaches the end of the preceding signal. The problem of the determination of the critical distance becomes evident, if the interfering signals do have a front but no end, e.g.:

$$f(t) = \begin{cases} 0 & \text{for } t \leq 0; \\ e^{-t} \sin \omega_0 t & \text{for } t \geq 0. \end{cases} \quad (31)$$

We would estimate these critical distances x_v in the following considerations.

The preceding calculations of arrival time t_n^* , phase velocity c and group velocity U are only valid for vanishing band width of the signal. Now the well-known uncertainty relation between circular frequency band width $2 \Delta \omega$ and duration θ of a signal states that the product of both quantities has a lower bound (see e.g. BRILLOUIN [5], p. 87):

$$2 \Delta \omega \cdot \theta \geq 2 \pi. \quad (32)$$

From (32) one recognizes that with $\Delta \omega \rightarrow 0$ the duration grows beyond every limit.

The signal duration θ and the circular frequency band width $2 \Delta \omega$ of a function $f(t)$ having a complex Fourier spectrum $p(\omega)$ are defined by BRILLOUIN as follows:

$$\theta = \frac{1}{|f(0)|} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} |f(t)| \cdot dt; \quad (33)$$

$$2 \Delta \omega = \frac{1}{|p(0)|} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} |p(\omega)| \cdot d\omega. \quad (34)$$

The finite duration of the signal implies that all the n signals S_v contribute to the interference signal only in the immediate neighbourhood of the wedge axis. With growing distance x one signal after the other is leaving the interference signal and can be observed as separate events.

The uncertainty relation (32) permits at least an estimation of the critical distance x_v , which should be defined as follows:

in the critical distance x_v the time interval between the maximum of $S_{(v)}$ and of S_v equals the duration θ of S_0 given by equ. (33).

Since the maximum of $S_{(v)}$ arrives in the distance x at the time t_v^* and the maximum of S_v at the time $-\frac{x}{a} \cos 2\nu\alpha$, the critical distance x_v is determined following the above definition by the relation:

$$-\frac{x_v}{a} \cos 2\nu\alpha - t_v^*(x_v) = \theta; \quad (35)$$

or in a nondimensional form:

$$-\frac{\omega_0 x_v}{a} \cos 2\nu\alpha - \omega_0 t_v^*(x_v) = \omega_0 \cdot \theta. \quad (36)$$

By equ. (32) θ is:

$$\theta \geq \frac{2\pi}{2\Delta\omega}, \quad (37)$$

so that from equ. (36) one gets the following inequality:

$$-\frac{\omega_0 x_v}{a} \cos 2\nu\alpha - \omega_0 t_v^*(x_v) \geq \frac{2\pi}{\left(\frac{2\Delta\omega}{\omega_0}\right)}. \quad (38)$$

$\frac{2\Delta\omega}{\omega_0}$ is the relative band width of the signal. The usual signals in seismic prospecting exhibit a relative band width between 0.5 and 1 (see e.g. RICKER [34]). For an estimation the relative band width in (38) is chosen to be 0.5:

$$-\frac{\omega_0 \cdot x_v}{a} \cos 2\nu\alpha - \omega_0 t_v^*(x_v) \geq 4\pi. \quad (39)$$

As soon as the t_v^* are known the relation equ. (39) allows for an estimation of minimum value of x_v . As a rule the contribution of the signal S_v to the interference signal $S_{(v)}$ starts already at a distance $x > x_v$. For instance, the interference of the n^{th} reflection pair with the $S_{(n-1)}$ signal starts in the case of a 4° -wedge at $\frac{\omega_0 x_n}{a} \geq 48$ ($n = 22$), and in the case of a 10° -wedge at $\frac{\omega_0 x_n}{a} \geq 26$ ($n = 8$).

In the figures 9, 10 and 11 the arrival times t_v^* have been plotted. The transition from the t_v^* -curve to the t_{v-1}^* -curve was established in the distance \bar{x} , where:

$$t_v^*(\bar{x}_v) = t_{v-1}^*(\bar{x}_v). \quad (40)$$

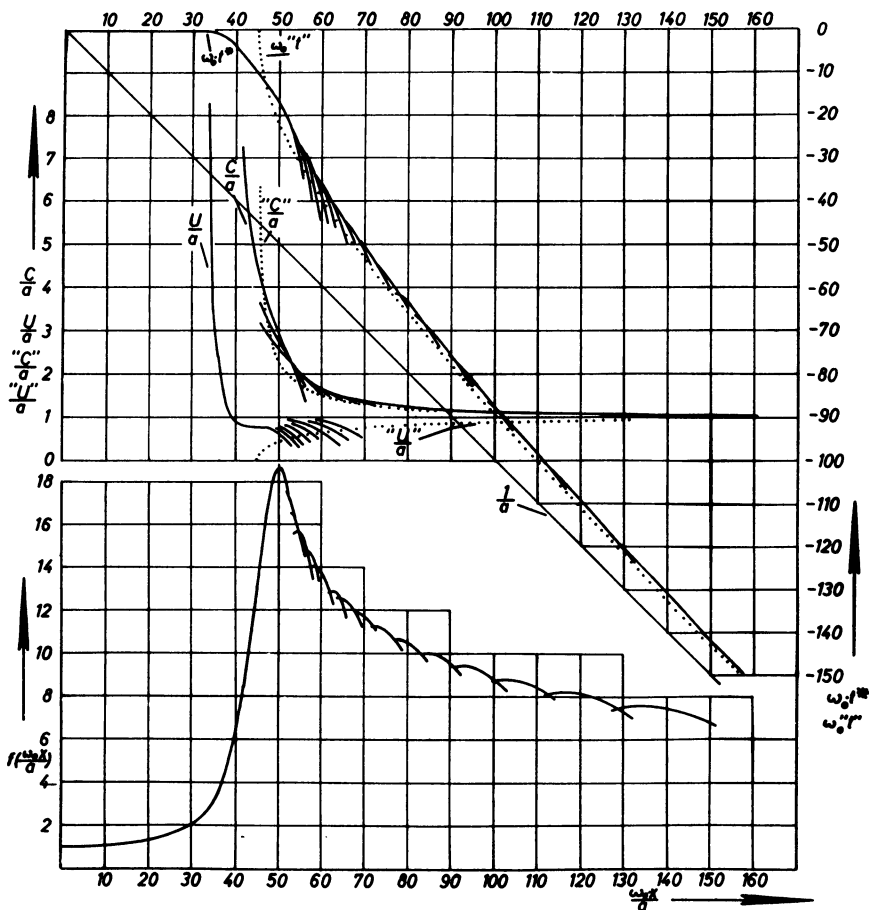


Fig. 9: Dispersion in a liquid 4° -wedge.

In all the examples this \bar{x}_v is larger than x_v . From the figures 9—11 one recognizes that $t_v^* \approx t_{v-1}^*$ in a rather large neighbourhood of \bar{x}_v . This means that the error in time due to inaccurate knowledge of x_v is not very important. This error can be estimated as being not greater than the error in practical determination of the arrival time of the signal maximum.

The dispersion quantities c/a , t^* and U/a have been calculated for a number of wedge angles with the help of the electronic computer ZUSE 22 R. Some typical examples have been plotted in figures 9, 10 and 11:

figure 9: 4° -wedge; figure 10: 10° -wedge; figure 11: 15° -wedge.

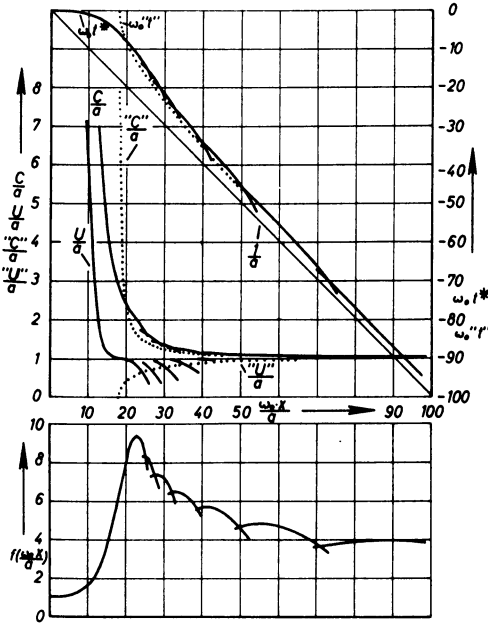


Fig. 10:

Dispersion in a liquid 10°-wedge.

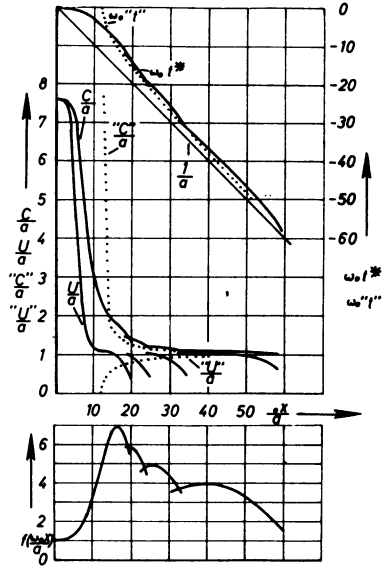


Fig. 11:

Dispersion in a liquid 15°-wedge.

The abscissa of these figures is the nondimensional distance $\frac{\omega_0 x}{a}$. The figures contain:

1. $f_v\left(\frac{\omega_0 x}{a}\right)$ the amplitude of the signal maximum (the primary signal S_0 having amplitude 1);
2. $\left(\frac{U}{a}\right)_v$ the velocity of the signal maximum (group velocity);
3. $\left(\frac{c}{a}\right)_v$ the phase velocity of the carrier;
4. $\omega_0 t_v^*$ the nondimensional arrival time of the signal maximum. In an unbounded medium the maximum of the primary signal would arrive at the wedge axis at $t = 0$.

For comparison the figures contain a number of other quantities:

5. $\frac{''U''}{a}$ } These quantities are derived from the first mode dispersion with-
 6. $\frac{''c''}{a}$ } in a liquid plate with free, parallel boundaries in such a manner
 7. $\omega_0 \cdot ''t''$ } as to substitute the width $2x \cdot \operatorname{tg} \alpha$ of the wedge at the distance x
 for the plate thickness $2H$ in the respective dispersion formulas
 (see e.g. REDWOOD [33], pp. 57—70). The following expressions
 are deduced:

$$\frac{''c''}{a} = \frac{\left(\frac{\omega_0 x}{a}\right)}{\sqrt{\left(\frac{\omega_0 x}{a}\right)^2 - \left(\frac{\pi}{2 \operatorname{tg} \alpha}\right)^2}}; \quad (41)$$

$$\frac{''U''}{a} = \frac{\sqrt{\left(\frac{\omega_0 x}{a}\right)^2 - \left(\frac{\pi}{2 \operatorname{tg} \alpha}\right)^2}}{\left(\frac{\omega_0 x}{a}\right)}; \quad (42)$$

$$\omega_0 \cdot ''t'' = \sqrt{\left(\frac{\omega_0 x}{a}\right)^2 - \left(\frac{\pi}{2 \operatorname{tg} \alpha}\right)^2}. \quad (43)$$

In a liquid plate with free boundaries no wave is transmitted with wave length larger than $4H$; in analogy to this a wave of frequency ω_0 should not reach a distance from the axis smaller than:

$$x_{c_0} = \frac{a \cdot \pi}{\omega_0 \cdot 2 \operatorname{tg} \alpha}. \quad (44)$$

The considerations about the value of the critical distance x_v and \bar{x}_v contain a number of definitions (equ. (33), (34)). Only practical examples can demonstrate whether these definitions lead to useful results.

2.3 Numerical examples of signal deformation within a liquid wedge

A number of numerical examples of signal propagation in a wedge has been calculated to get a comparison between the theoretically derived dispersion properties of a liquid wedge and the deformation of an actual signal within the wedge. To this end the interference signal has been calculated as a function of time at a number of consecutive distances x from the wedge axis. The time function of the interference signal was obtained by superposition of all multiple reflections on the electronic computer ZUSE 22 R with the help of the described method of images. The following signals entering a 10° -wedge have been used:

1. cos-1/2-signal (fig. 12):

$$S_0 = \begin{cases} 0 & \text{for } \left| \omega_0 \left(t + \frac{x}{a} \right) \right| \geq \frac{\pi}{2}; \\ \cos \omega_0 \left(t + \frac{x}{a} \right) & \text{for } \left| \omega_0 \left(t + \frac{x}{a} \right) \right| \leq \frac{\pi}{2}; \end{cases} \quad (45)$$

2. cos-3/2-signal (fig. 13):

$$S_0 = \begin{cases} 0 & \text{for } \left| \omega_0 \left(t + \frac{x}{a} \right) \right| \geq \frac{3\pi}{2}; \\ \cos \omega_0 \left(t + \frac{x}{a} \right) & \text{for } \left| \omega_0 \left(t + \frac{x}{a} \right) \right| \leq \frac{3\pi}{2}; \end{cases} \quad (46)$$

3. cos-5/2-signal (fig. 14):

$$S_0 = \begin{cases} 0 & \text{for } \left| \omega_0 \left(t + \frac{x}{a} \right) \right| \geq \frac{5\pi}{2}; \\ \cos \omega_0 \left(t + \frac{x}{a} \right) & \text{for } \left| \omega_0 \left(t + \frac{x}{a} \right) \right| \leq \frac{5\pi}{2}. \end{cases} \quad (47)$$

In the figures 12 to 14 (see page 68/69) the time has been chosen in such a manner that the center of the primary signal S_0 , which coincides with a signal maximum, arrives at the wedge axis at $t^* = 0$. Therefore, the arrival times at $x > 0$ are in general negative. The dotted lines mark the arrival times of the signal maximum predicted by the theory. They are taken from figure 10 by passing over from the ν^{th} travel time curve to that of order $(\nu - 1)$ at the corresponding points \bar{x} , when x is increasing. In the following, these numerical examples are compared with the previous theoretical results.

2.4 Discussion of signal propagation in a liquid wedge

Figure 12 to 14 demonstrate the satisfying agreement of the theoretical arrival times t^* of the signal maximum and the corresponding time of the signals in the numerical examples. As signal one has obviously to take the envelope of the local oscillation. With the cos-1/2-signal (fig. 12) this agreement is not good, also the maximum of the signal is not so clearly recognized as in the other two examples. This is not very surprising since the spectra of the cos-5/2-signal and of the cos-3/2-signal have by far a smaller band width than that of the cos-1/2-signal (see fig. 15, page 68).

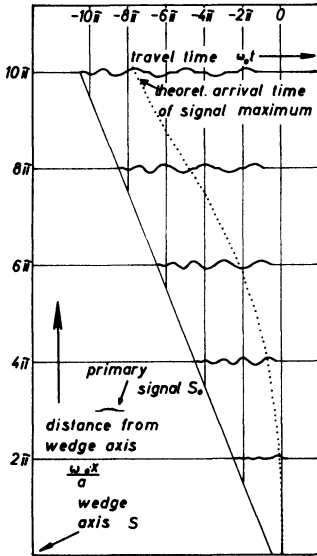


Fig. 12:

Entrance of a $\cos^{-1/2}$ -signal on the median plane of a liquid 10° -wedge.

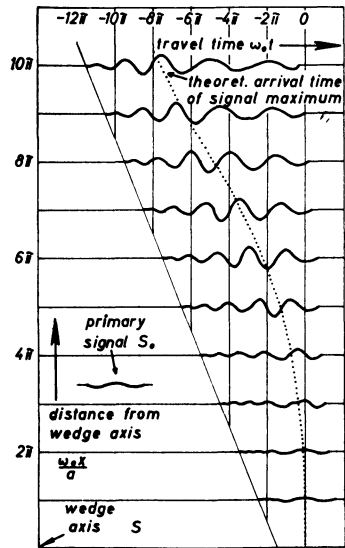


Fig. 13:

Entrance of a $\cos^{-3/2}$ -signal on the median plane of a liquid 10° -wedge.

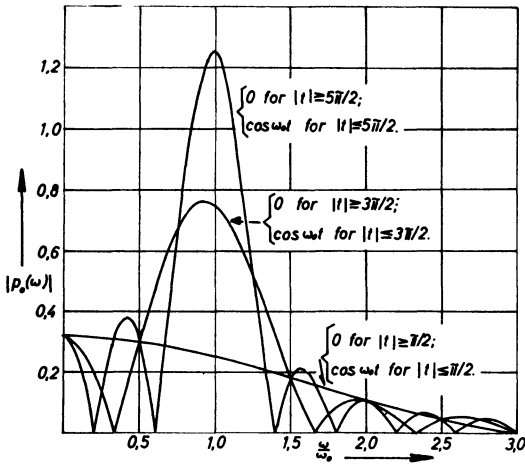


Fig. 15: Spectra of primary signals in figures 12—14.

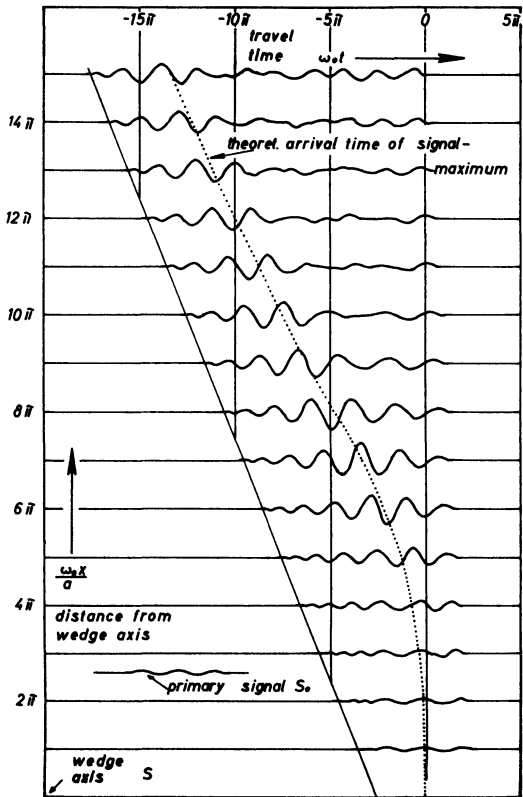


Fig. 14: Entrance of a $\cos\frac{5}{2}$ -signal on the median plane of a liquid 10° -wedge.

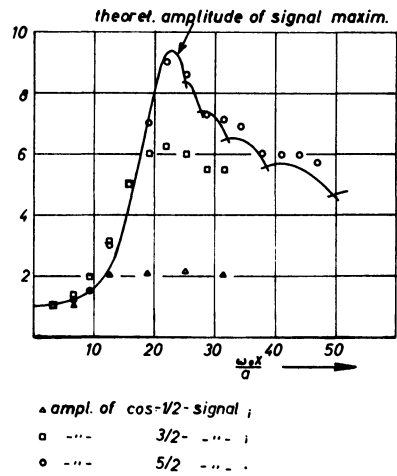


Fig. 16: Comparison of amplitude of the signal maxima from figures 12—14 with theoretical amplitude (see figure 10).

On the other hand it is surprising to note that the agreement is already very satisfying in case of the $\cos\text{-}3/2$ -signal. This example gives an idea of the necessary relative band width of signals to which the above dispersion theory might be applied. Following figure 15 the theory is already applicable to signals of relative band width $\frac{2\Delta\omega}{\omega_0} = 1$. The signals used in seismic prospecting normally have this relative band width, e.g. the well-known Ricker-wavelet (RICKER [34]).

Also the increase in maximal amplitude predicted by theory can be tested by the examples in figure 12 to 14. In figure 16 the theoretical value of the amplitude of the signal maximum and those taken from the numerical examples are plotted as a function of the nondimensional distance $\frac{\omega_0 x}{a}$. The maximal amplitude appears in the theoretically expected distance. Again the $\cos\text{-}5/2$ -signal displays the best agreement. Thus the comparison between theoretical results and numerical examples demonstrates that the definition of the critical distance \bar{x}_v does make sense for a relative band width smaller than 1.

Which conclusions may now be drawn from the dispersion theory and the numerical examples of signal propagation within a liquid wedge? As an answer to this let us consider figures 9 to 11 and 12 to 14, from which the following points may be noted:

1. As compared to propagation in an unbounded medium the signal maximum is delayed within a wedge. The smaller the wedge angle, the larger are the values of delay and the delay commences at larger distances.

2. The amplitude of the signal maximum increases on approaching the wedge axis up to a certain distance \hat{x} , beyond which its maximum amplitude decreases rapidly for $x < \hat{x}$. The smaller the wedge angle, the larger is f_{\max} and \hat{x} , and the larger is the attenuation of the amplitude.

3. A comparison between the arrival times " t " — derived from the theory of dispersion for a liquid plate (see (43)) — and t^* for the liquid wedge reveals little or no difference for large distances. But on approaching the axis, t^* is gradually delayed as against " t ". The most significant difference is to be observed at the distance x_{c_0} (equ. (44)). Here " t " reaches the value 0, together with the group velocity " U "/ a . This means, within a plate of thickness $2H$ smaller than $2x_{c_0} \operatorname{tg} \alpha$ no energy can be transmitted. This is not so within a wedge with a width smaller than $2x_{c_0} \operatorname{tg} \alpha$, in which case the signal propagates still further towards the axis. In this part of the wedge the velocity U of the signal maximum increases considerably and attains values U/a larger than 1 near the axis. At the same time the amplitude, however, is strongly attenuated.

4. Although in this region group velocities U greater than the velocity a in an unbounded medium occur, the signal maximum does not arrive earlier at the wedge axis S than it would have arrived at the same point S in an unbounded medium.

Therefore group velocity U larger than a does not lead to a physical contradiction. This phenomenon can be compared with propagation of electromagnetic waves in media with strong absorption. Here the group velocity is formally larger than the velocity c of light in vacuum. v. LAUE [23] pointed out that in such a region of strong absorption the notion of group velocity is losing its significance as velocity of energy, since in such media practically no energy is being transferred.

SOMMERFELD [37] showed that even in a dispersive medium there are always the forerunners in front of the main signal, which are propagating with velocity of light in vacuum. A similar phenomenon is to be observed in the numerical examples. While the signal maximum is delayed, the front of the signal propagates all the time with the velocity in an unbounded medium, and the beginning of the signal is diminishing its amplitudes and is dominated by high frequencies.

5. Since the nondimensional distance $\frac{\omega_0 x}{a}$ is used in all figures as abscissa all the dispersion phenomena are dependent on frequency and distance: the smaller the frequency, the larger the distance from the axis at which the described phenomena commence. On the other hand, for large ω_0 the deviation from propagation in an unbounded medium commences only at the immediate neighbourhood of the axis. Thus the occurrence of the high frequency forerunners observed in the numerical examples is explained by the above theory.

In this connection it is remarkable that the region of maximally increased height of the signal maximum is moving towards the axis as frequency is increased. Thus a certain frequency is associated with a certain distance from the wedge axis, where maximum amplitudes occur. The smaller the wedge angle, the stronger is the increase in amplitude, and the region of this increase is more sharply defined; i.e. the correspondence of frequency with distance is better for smaller wedge angles. Therefore the observation of signal amplitudes in liquid wedges with small angles might be a method of frequency analysis. The smaller the wedge angle, the higher is the resolving power of this spectral analysis.

According to v. BÉKÉSY [2] this analysis of frequencies is used by the human ear. In his famous experiments on sensation of pitch by the wedge-shaped basilar membrane within the cochlea of the human ear he discovered that the place of maximal amplitude depends on the frequency of sound. The angle of the basilar membrane is about 3° to 4° , i.e. according to the above theory for the liquid wedge (see fig. 9) the membrane displays a rather sharp discrimination of frequencies.

It is likely that the increase of amplitude observed by v. BÉKÉSY might originate from an interference of multiple reflections within the basilar membrane. The only difference to the above theory is that within the basilar membrane the waves are excited near the wedge axis and propagate towards the open end of the wedge. But this should only be a formal difference. This is a very stimulating parallel; a complete discussion would go beyond the scope of this paper.

3 The propagation of elastic waves within a solid wedge

3.1 Introduction

A theoretical treatment of wave propagation in a solid wedge becomes involved due to the presence of both compressional and shear waves. Even the method of images is applicable only in special cases (see section 3.3). Therefore model experiments have been used to investigate the dispersion of elastic waves in a solid wedge.

From what is known about wave propagation in a solid plate with plane parallel boundaries, it can be expected that a transition of velocities should occur on approaching the wedge axis from the open end. The theory of elastic waves of length λ within a plane parallel plate of thickness $2H$ states that for $2H/\lambda \gg 1$ the compressional wave propagates with velocity a . With decreasing ratio $2H/\lambda$ the group velocity is diminishing as well; finally for $2H/\lambda \rightarrow 0$ it is attaining the value:

$$a' = \sqrt{\frac{4\mu(\lambda + \mu)}{\rho(\lambda + 2\mu)}} \quad (48)$$

which is the velocity of the plate wave (see e.g. EWING et al. [9]). GUTDEUTSCH [12] calculated the dispersion curves for the symmetrical modes of wave propagation within a solid plate of Poisson's constant 0.25 up to the 10th order. From these curves it is evident that the group velocities in the Airy phases approach the value a for $2H/\lambda \gg 1$ while for decreasing value $2H/\lambda$ they are gradually approaching the velocity of the plate wave. Due to the plate theory the value of the plate velocity should already be reached for a ratio $2H/\lambda \approx 4.8$.

Wave propagation in a plate has been investigated by model experiments by SHAMINA et al. [36] and LAVERGNE [25]. SHAMINA found that for $2H/\lambda < 0.6$ the wave always propagates with velocity a' of the plate wave and for $2H/\lambda > 1.1$ the wave propagates with velocity a of the unbounded medium. Within the accuracy of measurement the experiments of LAVERGNE confirm these results.

Such a transition is to be expected for the wave propagation in a solid wedge. But according to what has been experienced at the liquid wedge, it is very likely that the transition takes place in another manner as might be suggested by the experience on wave propagation in a plate.

The answers to the following questions are of particular interest:

1. Is the expected transition from velocity a to a' to be observed at all within a wedge?

2. If the transition is observable what is the maximum seize of the wedge angle which still permits the recognition of the velocity a' ?

¹⁾ λ , μ being Lamé's constants and ρ the density.

3. At which distance x from the wedge axis does the transition take place? This distance is expected to be a function of the wedge angle.

4. To what extent can we approximate wave propagation in a wedge by what we know about wave propagation in plane parallel plates both in theory and experiments?

Tentative answers to these questions will be given in the following by model experiments and theory. As in the case of the liquid wedge only the wave entering the solid wedge from the open end is to be regarded. The phenomena of diffraction at the axis and of the wave leaving the wedge in the reversed direction are not taken into account. Within a sufficiently small vicinity of the first arrivals the influence of those waves can be neglected in the experiments.

3.2 Two-dimensional seismic model experiments at a solid wedge

3.21 The model seismic equipment

The model seismic equipment of the Institut für Geophysik of the Bergakademie Clausthal has been used for the following experiments. It was already described in detail by RAO, KLUSMANN, GUTDEUTSCH [32]. The receiver side remained essentially unchanged, while the transmitter side has been modified as suggested by SCHICK [35]. The schematic diagram of the apparatus is depicted in figure 17. A quartz stabilized 100 cps time mark generator is triggering a frequency divider, which in turn generates rectangular signals with succession frequencies of 100, 50, 25 or 12.5 cps by choice. The frequency-divider triggers on the one hand the horizontal displays of the CRO, on the other hand it opens two current gates in the high voltage pulse generator (HVPG) by driving the Beckmann-double-pulse-generator and two multivibrators. The HVPG generates high voltage rectangular pulses of duration variable between 2 and 20 μ sec. The electrical signal is applied to a cylindrical crystal of Barium-titanite in firm contact with the model. This gives rise to elastic disturbances spreading out in the model and finally reaching the receiver crystal. The received signal is transformed into an electrical which after amplification and filtering is applied to the

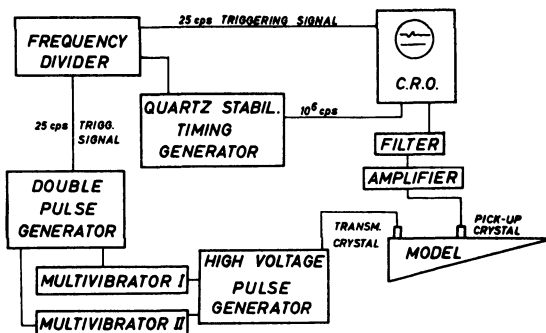


Fig. 17: Schematic diagram of model seismic apparatus.

vertical plates of the CRO's trace I. Trace II of the CRO displays a 1 Mcps time mark from the quartz stabilized time mark generator. For the following experiments a rectangular pulse of the HVPG of duration $T = 20 \mu\text{sec}$ and amplitude $A = 1500$ volts has been used.

3.22 The models

Two-dimensional models have been used for the experiments. Following the theory of the generalized plane stress in a plate with plane parallel boundaries (LOVE [26]), which was applied to model seismology by OLIVER, PRESS, EWING [29] the wave propagation in such a plate is described by the two-dimensional wave equation; it is only to be postulated that the wave length is large compared with the thickness of the plate and that the elastic displacement be averaged over the thickness of the plate. The velocity a of the compressional waves in an unbounded medium is replaced by the velocity a' of the plate wave within the two-dimensional wave equation (see equ. (48)). In a plate with thickness small compared to the wave length, but with lateral extensions very much larger than the wave length, an elastic wave is propagated with a' . On decreasing one of the lateral dimensions of the plate, the plate gradually becomes a rectangular bar and finally a thin rod, where elastic waves propagate with velocity a'' of the long wave limit for longitudinal waves in a bar (so called bar-wave):

$$a'' = \sqrt{\frac{\mu(3\lambda + 2\mu)}{\rho(\lambda + \mu)}} \quad (49)$$

The three-dimensional semi-infinite medium is modelled by the two-dimensional plate. Then the transition from velocity a to a' is to be replaced by the transition form a' to a'' .

Up to now the transition from the longitudinal plate wave to the bar wave has not been explained theoretically. But surely it must be similar to the transition described for the one from compressional waves in an unbounded medium to the longitudinal plate wave. As long as this transition is not explained sufficiently, it must be admitted that inference of velocities in three dimensions from the velocities observed at two-dimensional models is only possible in limiting cases. Table 1 gives the corresponding quantities in two- and three-dimensional models:

Table 1: Corresponding 2d to 3d quantities.

2d-quantity	corresponding 3d-quantity
plate of infinite lateral extensions	infinite medium or semi-infinite medium
thin bar	thin plate
velocity a' of longitudinal waves in a plate	velocity a of compressional waves in an unbounded medium
velocity a'' of the bar wave	velocity a' of longitudinal waves in a plate

¹⁾ λ, μ being Lamé's constants and ρ the density.

By preliminary experiments the velocity a' of the longitudinal plate wave was determined at a aluminium plate to:

$$a' = 5.41 \pm 0.03 \text{ mm}/\mu\text{sec} . \quad (50)$$

The wedges were cut out of the same plate. Likewise the velocity a'' was determined at a thin bar out of the same material:

$$a'' = 5.08 \pm 0.03 \text{ mm}/\mu\text{sec} . \quad (51)$$

Poisson's constant σ is derived from these two values to:

$$\sigma = 0.34 \pm 0.03 . \quad (52)$$

The two-dimensional pseudo-constant σ' of Poisson is:

$$\sigma' = \frac{\sigma}{2 - \sigma} , \quad (53)$$

which results in this case to:

$$\sigma' = 0.26 \pm 0.02 . \quad (54)$$

σ' is about the same as that used by GUTDEUTSCH for the calculation of the dispersion curves.

The wedges for the following experiments have been prepared out of an aluminum plate with thickness of 3 mm. Wedges of the following angles were investigated: 30° , 25° , 15° , 7.5° , 5° , 2.5° . All measurements were performed with the wedge in air. The transmitting crystal was placed in an approximate distance of 100 cm from the wedge axis on the side face of the wedge (see figure 17). The receiving crystal was moved on the same side face of the wedge. Since only the determination of velocities was of interest, the travel times of the first arrival were measured referring to an arbitrary origin of time.

3.23 Results of measurements and their discussion.

The results of measurements are shown in figures 18 and 19 (see pages 76 and 77). The travel times have been plotted against distance x from the wedge axis. To increase the accuracy of time reading the travel times have been reduced by:

$$\bar{t} = t - \frac{A - x}{5.0} \quad (\mu\text{sec}) . \quad (55)$$

A and x are to be measured in mm. A is an arbitrary constant chosen to make the reduced travel time \bar{t} sufficiently small; it is not affecting the values of the velocities, which are derived from \bar{t} and x by:

$$\frac{1}{v} = \frac{1}{5.0} - \frac{\Delta \bar{t}}{\Delta x} . \quad (56)$$

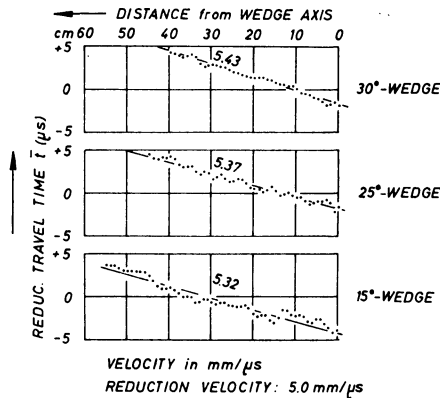


Fig. 18: Velocities of first-arrivals in aluminium-wedges of 30°, 25°, 15°.

The arrival times of the beginning of the signal have been measured in the range from 0 to 500 or 600 mm respectively from the wedge axis at 10 mm intervals. Out of the reduced time diagrams the following velocities of first arrivals are calculated (see table 2):

Table 2: Velocities of first arrivals within two-dimensional wedges

Wedge angle	Velocity of first arrival v (mm/ μ sec)	dominant wave length λ (mm)	Range of observations	
			$\dots \leq x \leq \dots$	$\dots \leq \frac{\omega_0 x}{a} \leq \dots$
30°	5.43 ± 0.03	110	400 ... 0	$7.3 \pi \dots 0$
25°	5.37 ± 0.04	130	450 ... 0	$6.9 \pi \dots 0$
15°	5.32 ± 0.04	130	550 ... 0	$8.5 \pi \dots 0$
7.5°	5.35 ± 0.04	150	600 ... 10	$8.0 \pi \dots 1.3 \pi$
	4.90 ± 0.10	260	100 ... 0	$0.8 \pi \dots 0$
5.0°	5.37 ± 0.04	350	600 ... 30	$3.4 \pi \dots 1.7 \pi$
	4.67 ± 0.05	510	300 ... 0	$1.2 \pi \dots 0$
2.5°	5.08 ± 0.02	310	500 ... 0	$3.2 \pi \dots 0$

The dominant wave length λ of the first arrival has been determined by equating the time difference between first arrival and first minimum to a quarter period $T/4$. The results of measurements can be summarized as follows:

1. In the case of the 30°- and 25°-wedge the first arrival propagates with velocity a' of the plate wave right up to the wedge axis within the accuracy of measurement;
2. In the case of the 15°-wedge a very slight decrease of the first arrival velocity is to be noted. There is no indication that the velocity decreases gradually on approaching the wedge axis; the arrival times can still best be fitted by a straight line.

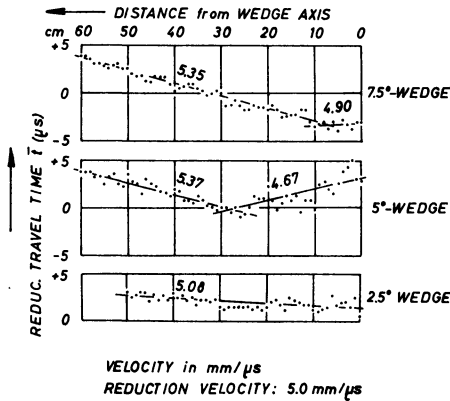


Fig. 19: Velocities of first-arrivals in aluminium-wedges of 7.5°, 5°, 2.5°.

3. In the case of the 7.5°-wedge in the range from 600 to 100 mm distance from the axis the same velocity as in the 15°-wedge is to be observed. Also the wave length is approximately the same in both cases. At about 100 mm the velocity suddenly decreases to 4.90 mm/μsec, accompanied by a strong deformation of the signal. The dominant wave length increases from 150 to 260 mm.

4. In the 5°-wedge the decrease of velocity happens already at 300 mm distance from the axis; again the dominant wave length increases at the transition.

5. In the 2.5°-wedge the velocity of the first arrival measured 5.08 mm/μsec over the total range from 500 to 0 mm distance. This is the velocity a'' of the long wave limit of longitudinal waves in a bar.

6. In spite of using always the same electrical excitation for the transmitting crystal it has been observed that the dominant wave length increases with decreasing wedge angle. In the immediate neighbourhood of the transmitting crystal dominant wave lengths of 100 mm have been measured for all wedge angles. Even on changing the duration of the electrical rectangular pulse the dominant wave length changes only negligibly within the range of observation near the wedge axis. Obviously here the dominant wave length is more determined by the wedge angle rather than by the primary signal.

The transition from velocity a' to a'' has been observed in the case of the 7.5°- and 5°-wedge. Taking into account the dominant wave length, the distance of transition x_{tr} can be estimated by:

$$x_{tr} \approx \lambda \cdot \frac{0.032}{\operatorname{tg} \alpha} \quad (57)$$

where λ is the dominant wave length of the signal and 2α the wedge angle. This formula agrees with the observations at the other wedge angles. For all wedge angles

larger than 7.5° the transition distance has been too small to be detected in our measurements. In those cases the signal propagates as if in an unbounded medium. For smaller wedge angles the transition from velocity a to the plate velocity a' should occur at a measurable distance from the axis.

Since the width $2H$ of the wedge at the distance x is $2x \cdot \operatorname{tg} \alpha$ the transition takes place where the width of the wedge is:

$$2H \approx \lambda \cdot 0.064. \quad (58)$$

That is, the signal propagates with velocity a towards points where the width of the wedge is about 1/10 of the value predicted by plate experiments of SHAMINA and LAVERGNE.

Surely the validity of the formula is at the moment restricted to wedges in air. The inference from the two-dimensional model to three-dimensional conditions should still be investigated. Nevertheless the formula gives a notion in which manner the transition in a wedge might take place.

To test how far the results of the described experiments can be generalized, and whether the method of images is applicable to the solid wedge we consider a numerical example of signal propagation.

3.3 A solution of the wave equation in the solid wedge by the method of images

3.31 The method of images

Unfortunately the method of images described in section 2.1 fails to work in general for the solid wedge since on reflection of a compressional (p) wave with a cylindrical front not only a cylindrical p -wave but also a shear (s) wave is generated having a front of higher order. Only for plane waves the method of images is still applicable. For the following derivation the coordinate system is rotated about the angle α , half of the wedge angle (see figure 20). To apply the method of images to a solid wedge it must be assumed that the line source is situated at infinity, for the sake of simplicity on the median plane of the wedge. A plane p -wave enters the wedge. At a finite distance from the wedge axis all other wave types have fallen far behind the p -wave, including the guided waves of the type sps in case the distance of the source from the side face of the wedge is large enough; also the surface waves arrive much later. The primary p -wave is accompanied by the reflected plane p - and s -waves.

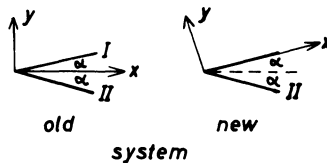


Fig. 20: New coordinate system.

In the case of the fluid wedge wave propagation in the wedge was replaced by wave propagation in an unbounded medium by the method of images. The same is applicable for the solid wedge in the case of plane waves. The boundary conditions of vanishing normal and tangential stress on the side faces ($y = 0$; $y = -x \cdot \operatorname{tg} 2\alpha$) of the wedge are satisfied by adding the reflected p - and s - waves to the primary p -wave. The primary p -wave generates on each side face a reflected p - and s -wave. In turn each reflection produces a pair of p - and s -waves.

In a solid wedge of p -wave velocity a and s -wave velocity b the boundary conditions are satisfied if at the incidence of a plane p -signal on the side face of the wedge under the angle γ_{pv} , the displacement potential of which may be:

$$\Phi_{iv}(t, x, y) = P \left(t + \frac{x}{a} \cdot \sin \gamma_{pv} - \frac{y}{a} \cdot \cos \gamma_{pv} \right), \quad (59)$$

a p -wave is reflected under the same angle γ_{pv} and the amplitude r_{11v} with the displacement potential:

$$\Phi_{rv}(t, x, y) = r_{11v} \cdot P \left(t + \frac{x}{a} \cdot \sin \gamma_{pv} + \frac{y}{a} \cdot \cos \gamma_{pv} \right), \quad (60)$$

and a s -wave is reflected under the angle γ_{sv} and the amplitude r_{12v} with the displacement potential:

$$\Psi_{rv}(t, x, y) = r_{12v} \cdot P \left(t + \frac{x}{b} \cdot \sin \gamma_{sv} + \frac{y}{b} \cdot \cos \gamma_{sv} \right). \quad (61)$$

Correspondingly, at the incidence of a plane s -signal under the angle γ_{sv} on the side face of the wedge with the displacement potential:

$$\Psi_{iv}(t, x, y) = P \left(t + \frac{x}{b} \cdot \sin \gamma_{sv} - \frac{y}{b} \cdot \cos \gamma_{sv} \right) \quad (62)$$

a reflected s -wave under the same angle γ_{sv} and amplitude r_{22v} with displacement potential:

$$\Psi_{rv}(t, x, y) = r_{22v} \cdot P \left(t + \frac{x}{b} \cdot \sin \gamma_{sv} + \frac{y}{b} \cdot \cos \gamma_{sv} \right) \quad (63)$$

and a reflected p -wave under the angle γ_{pv} and amplitude r_{21v} with displacement potential:

$$\Phi_{rv}(t, x, y) = r_{21v} \cdot P \left(t + \frac{x}{a} \cdot \sin \gamma_{pv} + \frac{y}{a} \cdot \cos \gamma_{pv} \right) \quad (64)$$

is being reflected.

The relation between γ_{pv} and γ_{sv} is given by SNELL's law:

$$\frac{\sin \gamma_{pv}}{a} = \frac{\sin \gamma_{sv}}{b}. \quad (65)$$

r_{11v} , r_{12v} , r_{21v} , r_{22v} are the well-known reflection coefficients for plane waves at a free boundary with $a/b = \sqrt{3}$:

$$r_{11v} = \frac{4 \operatorname{ctg} \gamma_{pv} \operatorname{ctg} \gamma_{sv} - (1 + 3 \operatorname{ctg}^2 \gamma_{pv})^2}{4 \operatorname{ctg} \gamma_{pv} \operatorname{ctg} \gamma_{sv} + (1 + 3 \operatorname{ctg}^2 \gamma_{pv})^2}; \quad (66)$$

$$r_{12v} = -\frac{4 \operatorname{ctg} \gamma_{pv} \cdot (1 + 3 \cdot \operatorname{ctg}^2 \gamma_{pv})}{4 \operatorname{ctg} \gamma_{pv} \operatorname{ctg} \gamma_{sv} + (1 + 3 \operatorname{ctg}^2 \gamma_{pv})^2}; \quad (67)$$

$$r_{21v} = \frac{4 \operatorname{ctg} \gamma_{sv} (1 + 3 \cdot \operatorname{ctg}^2 \gamma_{pv})}{4 \operatorname{ctg} \gamma_{pv} \cdot \operatorname{ctg} \gamma_{sv} + (1 + 3 \operatorname{ctg}^2 \gamma_{pv})^2}; \quad (68)$$

$$r_{22v} = r_{11v}. \quad (69)$$

It can be deduced from equations (59)—(64) that the primary p -wave and all the reflected p -waves have, apart from a factor, the displacement potential:

$$P \left(t + \frac{x}{a} \cdot \sin \gamma_{pv} \pm \frac{y}{a} \cdot \cos \gamma_{pv} \right). \quad (70)$$

Correspondingly all the s -waves generated by the primary p -wave and its reflections have, apart from a factor, the displacement potential:

$$P \left(t + \frac{x}{b} \cdot \sin \gamma_{sv} \pm \frac{y}{b} \cdot \cos \gamma_{sv} \right). \quad (71)$$

If a p -wave has a front:

$$t + \frac{x}{a} \cdot \sin \gamma_{pv} \pm \frac{y}{a} \cos \gamma_{pv} = -T, \quad (72)$$

then the fronts of the corresponding s -wave are:

$$t + \frac{x}{b} \cdot \sin \gamma_{sv} \pm \frac{y}{b} \cdot \cos \gamma_{sv} = -T, \quad (73)$$

where T is the time interval between front and signal maximum. The maximum arrives for $t = 0$ at the wedge axis. It can be seen from (72) that all the p -fronts are tangents to the circle with radius $a \cdot (t + T)$ around the wedge axis S , and that all the s -fronts are tangents to the circle with radius $b \cdot (t + T)$ around S (see equ. (73)).

As in the case of the liquid wedge a numerical example of a plane signal entering the solid wedge and of its deformation by interference with multiple reflections will be presented. First of all the necessary formulas will be derived in a general manner, so as to be applicable to arbitrary values of a , b and 2α .

Primarily a plane, compressional signal might enter the wedge in the direction of the median plane with the front parallel to the wedge axis. Its displacement potential Φ_{i1} might be given by:

$$\Phi_{i1}(t, x, y) = \begin{cases} 0 & \text{for } z \leq -T; \\ P \left(t + \frac{x}{a} \cdot \sin \gamma_{p1} - \frac{y}{a} \cos \gamma_{p1} \right) & \text{for } z \geq -T. \end{cases} \quad (74)$$

Here and subsequently z stands for the argument of P . In this case the angle of incidence γ_{p1} is:

$$\gamma_{p1} = 90^\circ - \alpha. \quad (75)$$

According to equ. (60) and (61) the primary p -signal gives rise to a reflected p -wave with displacement potential:

$$\Phi_{r1} = \begin{cases} 0 & \text{for } z \leq -T; \\ r_{111} \cdot P \left(t + \frac{x}{a} \cdot \sin \gamma_{p1} + \frac{y}{a} \cos \gamma_{p1} \right) & \text{for } z \geq -T; \end{cases} \quad (76)$$

and a reflected s -wave with displacement potential:

$$\Psi_{r1} = \begin{cases} 0 & \text{for } z \leq -T; \\ r_{121} \cdot P \left(t + \frac{x}{b} \cdot \sin \gamma_{s1} + \frac{y}{b} \cdot \cos \gamma_{s1} \right) & \text{for } z \geq -T. \end{cases} \quad (77)$$

From the total displacement potentials:

$$\Phi_1 = \Phi_{i1} + \Phi_{r1} \quad (78)$$

and:

$$\Psi_1 = \Psi_{r1} \quad (79)$$

the x -component of the displacements $u(t, x, y)$ and the y -component $w(t, x, y)$ are calculated according to:

$$u = \frac{\partial \Phi}{\partial x} - \frac{\partial \Psi}{\partial y}; \quad (80)$$

$$w = \frac{\partial \Phi}{\partial y} + \frac{\partial \Psi}{\partial x}. \quad (81)$$

The resultant displacements on the side face I ($y = 0$) of the wedge is given by (taking into account equ. (65)):

$$u_1 = \begin{cases} 0 & \text{for } z \leq -T; \\ \left[(1 + r_{111}) \sin \gamma_{p1} - \frac{a}{b} r_{121} \cdot \cos \gamma_{s1} \right] \cdot \frac{P'}{a} & \text{for } z \geq -T; \end{cases} \quad (82)$$

$$w_1 = \begin{cases} 0 & \text{for } z \leq -T; \\ \left[-(1 - r_{111}) \cos \gamma_{p1} + r_{121} \cdot \sin \gamma_{p1} \right] \cdot \frac{P'}{a} & \text{for } z \geq -T. \end{cases} \quad (83)$$

More generally one derives that if a plane p -signal resulting from the primary signal by multiple reflections is incident on the side face I with angle γ_{pv} , it gives rise to a resultant horizontal displacement $U_v(t, x, 0)$ and a resultant vertical displacement $w_v(t, x, 0)$:

$$u_v = \begin{cases} 0 & \text{for } z \leq -T; \\ \left[(1 + r_{11v}) \cdot \sin \gamma_{pv} - \frac{a}{b} r_{12v} \cos \gamma_{sv} \right] \cdot R_v \cdot \frac{P'}{a} & \text{for } z \geq -T; \end{cases} \quad (84)$$

$$w_v = \begin{cases} 0 & \text{for } z \leq -T; \\ \left[-(1 - r_{11v}) \cdot \cos \gamma_{pv} + r_{12v} \sin \gamma_{pv} \right] \cdot R_v \cdot \frac{P'}{a} & \text{for } z \geq -T. \end{cases} \quad (85)$$

Accordingly a s -signal resulting from the primary signal by multiple reflections and incident on the side face I with angle $\gamma_{s\mu}$ gives rise to a resultant horizontal displacement $u_\mu(t, x, 0)$ and a resultant vertical displacement $w_\mu(t, x, 0)$:

$$u_\mu = \begin{cases} 0 & \text{for } z \leq -T; \\ \left[r_{21\mu} \cdot \sin \gamma_{p\mu} + \frac{a}{b} (1 - r_{22\mu}) \cos \gamma_{s\mu} \right] \cdot R_\mu \cdot \frac{P'}{a} & \text{for } z \geq -T; \end{cases} \quad (86)$$

$$w_\mu = \begin{cases} 0 & \text{for } z \leq -T; \\ \left[r_{21\mu} \cdot \cos \gamma_{p\mu} + (1 + r_{22\mu}) \cdot \sin \gamma_{p\mu} \right] \cdot R_\mu \cdot \frac{P'}{a} & \text{for } z \geq -T. \end{cases} \quad (87)$$

In equ. (84)—(87) R_v and R_μ signify the reduction factors of the incident waves which results from amplitude reduction due to reflection in the course of the history of the respective waves (e.g. spp, sppssp, etc.). These reduction factors are the products of the corresponding reflection coefficients.

Till the arrival of the primary signal front at the wedge axis a total of m_p p -reflections and of m_s s -reflections might contribute to the displacements on the side face I. Thus the resultant signal of the horizontal displacement $u(t, x, 0)$ is:

$$u(t, x, 0) = \sum_1^{m_p} u_v + \sum_{m_p+1}^{m_p+m_s} u_\mu. \quad (88)$$

Accordingly the resultant signal of the vertical displacement $w(t, x, 0)$ is given by:

$$w(t, x, 0) = \sum_1^{m_p} w_v + \sum_{m_p+1}^{m_p+m_s} w_\mu. \quad (89)$$

Practically the determination of the various angles of incidence γ_{pv} for wedge angles less 20° should be done by electronic computers. Likewise the reflection coefficients, the reduction factors and the factors of P'/a in equ. (82)—(87) are determined by automatic computers.

3.32 A numerical example for the propagation of a signal in a 10° -wedge. Comparison with the results of model experiments

For a 10° -wedge with Poisson's constant 0.25 (i.e. $b/a = 1/\sqrt{3}$) the resultant vertical displacement on side face I has been calculated as a function of time for various distances. The primary $\cos\text{-}5/2$ -signal is given by:

$$\frac{P'}{a} = \begin{cases} 0 & \text{for } |\hat{z}| \geq \frac{5\pi}{2}; \\ \cos \omega_0 \left(t + \frac{x}{a} \sin \gamma_{p1} - \frac{y}{a} \cos \gamma_{p1} \right) & \text{for } |\hat{z}| \leq \frac{5\pi}{2}; \end{cases} \quad (90)$$

$$\hat{z} = \omega_0 \left(t + \frac{x}{a} \sin \gamma_{p1} - \frac{y}{a} \cos \gamma_{p1} \right).$$

The time functions for the various distances from the axis is given in figure 21 in the usual form of a seismogram. The non-dimensional time $\omega_0 t$ and the nondimensional distance $\frac{\omega_0 x}{a}$ have been used.

This numerical example shall now be compared with the results of the model experiments. With decreasing distance at first the signal in the immediate neighbourhood of the first arrival propagates with velocity a of the unbounded medium and with no deformation. But starting at the distance $\frac{\omega_0 x}{a} \approx 10\pi$ a decrease of amplitude for the first arrival is to be observed, while the amplitudes of the rest of the signal increase. For distances $\frac{\omega_0 x}{a} \leq 4\pi$ the first arrival is strongly deformed.

The beginning of the signal still propagates with velocity a . Whether the actual begin of the signal will be registered as first arrival or a later phase of the interference signal depends now on the upper cut-off frequency of the detector and on the signal to noise ratio. For distances $\frac{\omega_0 x}{a} \leq 2\pi$ the beginning of the signal has faded out so far that under natural conditions of registration only the phase connected with the dashed

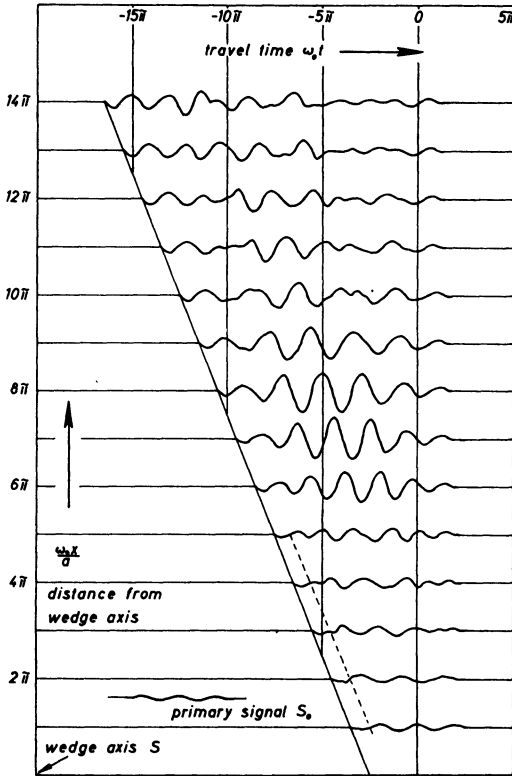


Fig. 21: Entrance of a $\cos 5/2$ -signal in a solid 10° -wedge (with $b/a=1/\sqrt{3}$). Vertical displacement w on side face I.

line will be recorded as first arrival (see figure 21). The velocity of this arrival is less than a . Here the beginning of the plate velocity can be supposed to commence.

The numerical example furthers the understanding of the transition from velocity a of the unbounded medium to velocity a' of the plate wave. The transition is not discontinuous, however the zone of transition does not exceed a range of 3π in the case of the 10° -wedge. This means that the transition occurs within a zone of 1.5

times the wave length. In special cases the actual observation of the transition will depend on the recording instrument and on the signal to noise ratio. The numerical example confirms the result of model experiments that the first arrival propagates with velocity a to far smaller wedge distances and widths than could be expected from dispersion theory of the plane parallel plate. It does not show the increase of wave length on passing the transition region. Perhaps the 10° -wedge is still too large. According to the estimation formula (57) the transition from velocity a to a' should occur at a distance of about 1π in the case of the 10° -wedge. Perhaps the increase of wave length becomes only apparent for smaller wedge angles.

4 Summary and conclusions

Instead of the general solution of the wave equation in a wedge-shaped medium a special solution is constructed for plane waves, which is valid till the arrival of the front of the signal at the wedge axis. From this solution expressions for phase and group velocities and for the travel time of the signal maximum have been derived. The most significant results for the liquid wedge with free boundaries are:

1. The maximum of the signal in a wedge propagates more slowly than in an unbounded medium;
2. The smaller the wedge angle, the larger is the distance from the axis where the retardation of the signal commences;
3. The amplitude of the signal maximum increases as the signal approaches the wedge axis; the smaller one selects the wedge angle, the larger is the distance from the axis at which the signal attains its maximum value; the smaller the wedge angle, the larger is the value of this maximum amplitude. Finally the amplitude decreases very steeply;
4. In a first approximation the theory of the liquid plate with plane parallel boundaries is applicable to wave propagation in a liquid wedge. But while a liquid plate of a certain thickness is not able to propagate waves of frequencies less than the cut-off frequency, in a liquid wedge the signal always reaches the wedge axis, although with considerable loss of energy.
5. These phenomena are frequency-dependent: the smaller the dominant frequency of the signal, the larger is the distance from the wedge axis where the phenomena occur.

Wave propagation in a solid wedge has been investigated by two-dimensional model experiments. The principle results are:

1. The transition from velocity a of compressional waves in an unbounded medium to velocity a' of longitudinal plate waves could only be observed in wedges with angles less than 7.5° ; for larger angles the velocity a was registered right up to the wedge axis within the limits of measurable accuracy;

2. In case of the 7.5° - and 5° -wedge velocities less than a'' (that is in the three-dimensional case the velocity a' of the longitudinal plate wave) have been observed behind the transition point;

3. for the 2.5° -wedge only the velocity a'' could be determined;

4. the transition takes place suddenly; the transition distance x_{tr} is in the case of a wedge in air and Poisson's constant 0.25 approximately:

$$x_{tr} \approx \lambda \cdot \frac{0.032}{\operatorname{tg} \alpha}$$

where 2α is the wedge angle and λ the dominant wave length of the signal;

5. The dominant frequency decreases suddenly as the signal passes the transition region.

In the experiments the transition of velocities was observed at wedge models in air. The same phenomena are to be expected at a wedge embedded in country rock, although the formula for the distance of transition might change considerably.

These results are significant for the interpretation of seismic refraction data in areas where wedge-shaped structures are suspected. In this connection one should bear in mind the following points:

1. In these regions a sudden change of the observed velocities of refraction arrivals is not always due to a change of the physical properties of the medium or a change of the dip of a wave-guiding interface. It might just as well be due to the presence of a wedge;

2. In the case of wedges with angles less than 7.5° a sudden change of the observed velocity is to be expected in the neighbourhood of the wedge axis. This change is characterized by the following features:

a) the velocity changes abruptly from the velocity a in an unbounded medium to the velocity a' of the plate wave;

b) the dominant wave length increases in passing through the transition region. Narrow band filtering is certainly not advisable, since it might conceal the change of the dominant frequencies.

This paper is only a first step in the treatment of wave propagation in a wedge. Amplitude measurements and experiments at wedges embedded in country rock will form the next step of investigation.

Acknowledgements

The author is indebted to his teacher Professor Dr. H. MENZEL for his guidance and friendly help.

The model seismic apparatus of the Institute für Geophysik and the electronic computer ZUSE 22 R at the Institute für Angewandte Mathematik of the Technische Hochschule Clausthal have been placed at disposal by the Deutsche Forschungsgemeinschaft, Bad Godesberg.

The ZUSE KG, Bad Hersfeld temporarily allowed the use of their electronic computer Z 23 in their branche office at Hamburg.

Dr. D. WEDEL was helpful during the programming of the dispersion quantities. All this assistance is gratefully acknowledged.

Last not least the author wants to thank his colleagues Dr. R. GUTDEUTSCH and Dr. J. KLUSSMANN at the Institut für Geophysik of the Technische Hochschule Clausthal for stimulating discussions and their cooperation during the reconstruction of the model seismic apparatus.

References

- [1] ANGONA, F. A.: Two-dimensional modeling and its application to seismic problems. — *Geophysics*, Vol. 25 (1960), pp. 468—482.
- [2] BÉKÉSY, G. v.: Zur Theorie des Hörens. Die Schwingungsform der Basilarmembran. — *Phys. Ztschr.*, Bd. 29 (1928), pp. 793—810.
- [3] BOIS, P., J. CHAUVÉAU, G. GRAU und M. LAVERGNE: Sismogrammes synthétiques; possibilités, techniques de réalisation et limitations. — *Geophys. Prosp.*, Vol. 8 (1960), pp. 260—314.
- [4] BREMAECKER, J. CL. DE: Transmission and reflection of Rayleigh waves at corners. — *Geophysics*, Vol. 23 (1958), pp. 253—266.
- [5] BRILLOUIN, L.: *Science and information theory*. — Academic Press, New York—London (1960), 351 p.
- [6] CARSLAW, H. S.: Diffraction of waves by a wedge of any angle. — *Proc. London Math. Soc.*, Vol. 18 (1919), pp. 291—306.
- [7] EPINAT'ÉVA, A. M.: Kinematische Eigenheiten refraktierter Wellen in Medien mit keilförmigen Schichten. — *Izv. Acad. Sci. USSR, Geophys. Ser. No. 3* (1956).
- [8] EPINAT'ÉVA, A. M., L. A. IVANOVA, V. V. KUHN und L. R. SPORT: Certain problems of the method of seismic exploration of the paleozoic basement in Western Siberia. — *Trans. (Trudy) Inst. of Physics of the Earth Acad. Sci. USSR, No. 12* (1960).
- [9] EWING, W. M., W. S. JARDETZKY und F. PRESS: *Elastic waves in layered media*. — Mac Graw-Hill Book Company, New York (1957), 380 p.
- [10] FRIEDLAENDER, F. G.: *Sound pulses*. — Cambridge University Press (1958), 202 p.

- [11] GRANNEMANN, W. W.: Diffraction of a longitudinal pulse from a wedge in a solid. — J.A.S.A., Vol. 28 (1956), pp. 494—497.
- [12] GUTDEUTSCH, R.: Über Vielfacheinsätze elastischer Wellen an Schichten. — Ztschr. f. Geophys., Jhrg. 28 (1962), pp. 11—46, 53—78.
- [13] HOMMA, S.: Love waves in a surface layer of varying thickness. — Geoph. Mag., Tokyo, Vol. 24 (1952), pp. 9—14.
- [14] HUDSON, J. A.: SH waves in a wedge-shaped media. — Geoph. Journ., Vol. 7 (1963) 5, pp. 517—546.
- [15] HUDSON, J. A. und L. KNOPOFF: Transmission and reflection of surface waves at corners. — 1. Love waves. — Journ. Geoph. Res., Vol. 69 (1964) 2, pp. 275—280.
- [16] HUDSON, J. A. und L. KNOPOFF: Transmission and reflection of surface waves at corners. — 2. Rayleigh waves (theoretical). — Journ. Geoph. Res., Vol. 69 (1964) 2, pp. 281—289.
- [17] KANE, J. und J. SPENCE: Rayleigh wave transmission on wedges. — Geophysics, Vol. 28 (1963) 5, pp. 715—723.
- [18] KELLER, J. B. und A. BLANK: Diffraction and reflection of pulses by wedges and corners. — Commun. pure appl. Math., Vol. 4 (1951), pp. 75—94.
- [19] KNOPOFF, L. und A. F. GANGI: Transmission and reflection of Rayleigh waves by wedges. — Geophysics, Vol. 25 (1960) 6, pp. 1203—1214.
- [20] KUHN, V. V.: The peculiarities of seismic waves in media with pinching out layers (from model investigations). — Bull. (Izv.) Acad. Sci. USSR Geoph. Ser. (1961), pp. 1749—1767 (engl. transl. AGU, pp. 1136—1147).
- [21] KUO, J. und J. NAFFÉ: Period equation of Rayleigh waves in a layer over-lying a half-space with a sinusoidal interface. — Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 50 (1960), pp. 427—439.
- [22] KUO, J. T. und G. A. THOMPSON: Model studies on the effect of a sloping interface on Rayleigh waves. — Journ. Geoph. Res., Vol. 68 (1963) 22, pp. 6187—6199.
- [23] LAUE, M. v.: Die Fortpflanzung der Strahlung in dispergierenden und absorbierenden Medien. — Ann. d. Physik (4) 18 (1905), pp. 523—566.
- [24] LAPWOOD, E. R.: The transmission of a Rayleigh pulse round a corner. — Geoph. Journ., Vol. 4 (1961), pp. 174—196.
- [25] LAVERGNE, M.: Etude sur modele ultrasonique du probleme des couches minces en sismique refraction. — Geoph. Prosp., Vol. 9 (1961), pp. 60—73.
- [26] LOVE, A. E.: A treatise on the mathematical theory of elasticity. — Cambridge University Press (1959), 643 p.
- [27] MACDONALD, H. M.: Electric waves (Appendix D). — Cambridge University Press (1902), 186 p.
- [28] NOYER, J. DE: The effect of variation in layer thickness on Love waves. — Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 51 (1961), pp. 227—236.
- [29] OLIVER, J., F. PRESS und M. EWING: Two-dimensional model seismology. — Geophysics, Vol. 19 (1954), pp. 202.

- [30] PILANT, W. L., L. KNOPOFF und F. SCHWAB: Transmission and reflection of surface waves at a corner. — Journ. Geoph. Res., Vol. 69 (1964) 2, pp. 291—297.
- [31] PRESS, F.: A seismic model study of the phase velocity method of exploration. — Geophysics, Vol. 22 (1957), pp. 275—285.
- [32] RAO, H., R. GUTDEUTSCH und J. KLUSMANN: Aufbau einer modellseismischen Apparatur. — Ztschr. f. Geoph., Jhrg. 25 (1959), pp. 253—264.
- [33] REDWOOD, M. R.: Mechanical waveguides. — Pergamon Press, Oxford (1960), 300 p.
- [34] RICKER, N.: The form and laws of propagation of seismic waves. — Geophysics, Vol. 18 (1953), pp. 10—40.
- [35] SCHICK, R.: Modellseismische Arbeiten. I. Teil: Methodische Grundlagen und technische Einzelheiten. — Veröffentl. d. Landeserdbebendienstes Baden-Württemberg, Stuttgart (1962) 107 p.
- [36] SHAMINA, O. G. und O. I. SILAYEVA: The propagation of elastic pulses in free boundary layers of finite thickness. — Bull. (Izv.) Acad. Sci. USSR Geoph. Ser. (1958), pp. 302 to 316 (engl. transl. AGU, pp. 168—174).
- [37] SOMMERFELD, A. und L. BRILLOUIN: Über die Fortpflanzung des Lichtes in dispergierenden Medien. — Ann. d. Phys. (4) 44, (1914), pp. 177—240.
- [38] SOMMERFELD, A.: Vorlesungen über theoretische Physik, Bd. VI: Partielle Differentialgleichungen der Physik. — Akademische Verlagsanstalt Geest & Portig, Leipzig (1954), 332 p.

Paläomagnetische Untersuchungen an ladinischen Eruptiven der westlichen Dolomiten, Norditalien

Von N. D. CHATTERJEE, Göttingen¹⁾

Eingegangen am 25. Juni 1964

Summary: Measurements of amounts and directions of remanent magnetization and subsequent stability tests of Ladinian basic eruptives from some 8 localities of western Dolomites showed that for the most part, the net magnetization is primarily dictated by the present geomagnetic field. A satisfactory cleaning of the viscous component of magnetization was feasible only in a few samples. Computation of geomagnetic poles from reliably cleaned samples of two localities (latitude $11^{\circ}42' E$, longitude $46^{\circ}24' N$) resulted in the following values for middle Triassic:

$151^{\circ} E$, $50^{\circ} N$ and $159^{\circ} E$, $42^{\circ} N$.

These results compare favourably with the existing data on the positions of Triassic geomagnetic poles of the extraalpine European continent.

Zusammenfassung: Durch eine vorsichtige Beseitigung des viskosen Anteils der natürlichen remanenten Magnetisierung einiger ladinischer Eruptivgesteine der westlichen Dolomiten (Probeentnahmestellen $11^{\circ}42' E$ und $46^{\circ}24' N$) wurde das stabile „fossile“ magnetische Feld ermittelt. Aus der Richtung dieser stabilen Remanenz konnten für die mittlere Trias folgende erdmagnetische Pollagen berechnet werden:

$151^{\circ} E$, $50^{\circ} N$ und $159^{\circ} E$, $42^{\circ} N$.

Diese Werte stimmen mit den triadischen paläomagnetischen Daten des außeralpinen europäischen Kontinents recht gut überein.

Einleitung und Problemstellung

Die Richtung der remanenten Magnetisierung eines Gesteins, I_{rn} , gemessen in I (Gauss), läßt sich mit der Richtung des erdmagnetischen Feldes zur Zeit der Bildung dieses Gesteins gleichsetzen. Bei Eruptivgesteinen wird die remanente Magnetisierung als Thermoremanenz bei der Abkühlung unter die Curie-Temperatur erzeugt. Unter der Annahme eines zentralen Dipolfeldes für das erdmagnetische Hauptfeld läßt sich aus der so ermittelten Feldrichtung die Pollage des Hauptfeldes zur Zeit der Abkühlung des Eruptivgesteins berechnen (z. B. COX und DOELL, 1960). Drei der Hauptschwierigkeiten bei der Polbestimmung sind:

1. die Annahme eines zentralen Dipolfeldes,
2. die Überprägung der ursprünglichen thermoremanenten Magnetisierung durch eine viskose isothermale Remanenz, und
3. tektonische Verstellung des gesamten Gesteinskörpers nach der Abkühlung.

¹⁾ NIRANJAN D. CHATTERJEE, Mineralogisch-Petrologisches Institut der Universität Göttingen, Lotzestraße 16—18.

Es wird angenommen, daß innerhalb einer relativ kurzen geologischen Zeitspanne sich die sekulare Variation ausgleicht und das magnetische Erdfeld sich einem idealen geozentrischen Dipolfeld nähert (vgl. NAIRN, 1960, S. 285). Eine Unterscheidung der thermoremanenten ursprünglichen und der nachträglichen viskosen Magnetisierung ist möglich wegen der unterschiedlichen Härte dieser Remanenzen gegenüber magnetischen Wechselfeldern. Die Korrektur der tektonischen Verstellung läßt sich aus Geländebeobachtungen leicht vollziehen. Wenn die so ermittelte erdmagnetische Polage deutlich abweicht von Polbestimmungen für die gleiche Formation aus Gesteinen von anderen Lokalitäten, dann müssen großräumige geotektonische Vorgänge, d. h. großräumige relative Verschiebungen, zur Erklärung herangezogen werden.

Paläomagnetische Untersuchungen an permischen Quarzporphyren der Umgebung von Bozen ergaben Pollagen, die von den übrigen Bestimmungen aus dem europäischen Perm erheblich abweichen (DIETZEL, 1960; VAN HILTEN, 1960). Daraus schloß VAN HILTEN auf eine Verfrachtung dieses Kurstenanteils von mindestens 2000 km. Zur Wende Paläozoikum/Mesozoikum soll dieser verfrachtete Block in der Position des heutigen Marokko gelegen haben. Aus den paläotektonischen Rekonstruktionsversuchen von S. W. CAREY (1958) glaubte VAN HILTEN (1960, Abb. 50 und S. 82—84) entnehmen zu können, daß das Dolomitenbecken zur altmesozoischen Zeit ebenfalls in der Gegend des heutigen Marokko gelegen hat¹⁾, was er als Bestätigung seiner Ergebnisse ansah. G. F. L. DIETZEL, der auch den Bozener Quarzporphyr paläomagnetisch untersuchte und eine verhältnismäßig geringere Abweichung der Pollage feststellte (siehe Zusammenstellung der Daten bei VAN HILTEN, 1960, S. 81 und Abb. 49) als VAN HILTEN, räumte jedoch die Möglichkeit ein, in der Säkularvariation die Ursache dieser Abweichung zu suchen, zumindest aber weitere Meßdaten abzuwarten, um eventuell auf eine solche Verfrachtung zu schließen, als er schrieb:

“... Consequently, we can not exclude the possibility that the deviating Permian pole of the Merano area is the result of a shortlived divergence of the Permian magnetic field.

Only if more areas in the Alps or at the southern side of the Alpine Mountain system would appear to have a similar deviation of their pole positions would this be a strong argument in favour of geotectonic causes of the above mentioned difference” (DIETZEL, 1960, S. 52).

Die ladinischen basischen Ergüsse der westlichen Dolomiten ergaben durch ihr günstiges zeitliches und räumliches Auftreten (siehe Abb. 1, S. 92) eine willkommene Gelegenheit, dieser Frage nachzugehen.

Geologische Übersicht

Das verfaltete und metamorphosierte varistische Gebirge der Dolomiten wurde von permischen kontinentalen Sandsteinfohlen der Verrucano- und Grödner-Schichten mit zwischengeschalteten Quarzporphyr-Ergüssen überlagert. Bereits zur oberpermischen Zeit stellten sich marine Bedingungen ein, unter denen in der Trias eine faziell

¹⁾ Es ist zumindest sehr fraglich, ob die Rekonstruktionsergebnisse von CAREY (1958) den geologischen Tatsachen des betreffenden Gebietes gerecht werden.

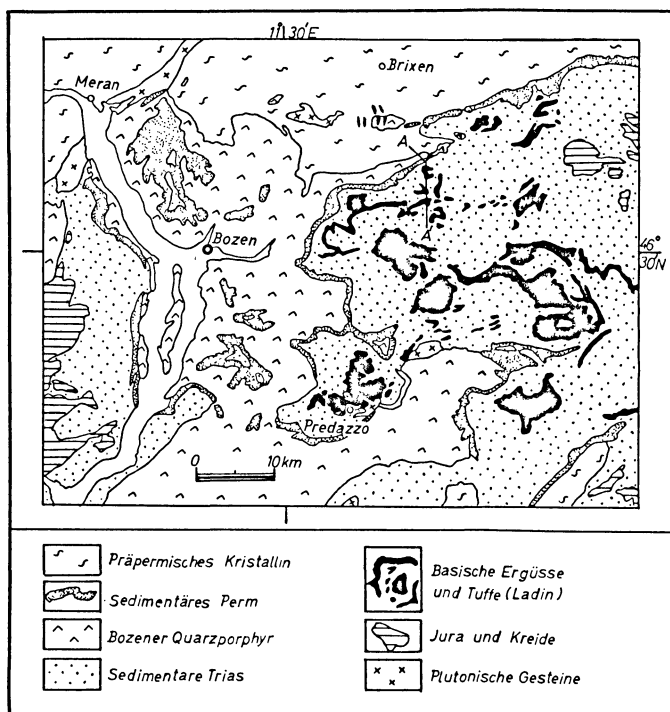


Abb. 1: Geologische Übersichtskarte der westlichen Dolomiten.

stark differenzierte Schichtenfolge zur Sedimentation kam. Diesen mächtigen triadischen Sedimenten eingeschaltet sind die zur paläomagnetischen Untersuchung herangezogenen basischen Ergüsse und Tuffe, deren ladinisches Alter heute als gesichert gilt (VON KLEBELSBERG, 1935; LEONARDI, 1955). Das ganze Gebiet wurde etwa zur Mitteltertiärzeit flachwellig verfaultet (vgl. SCHAFFER, 1951, S. 254) und von Verwerfungen und lokalen Aufschiebungen kleineren Ausmaßes (siehe Abb. 2) durchzogen. Verschiedene plutonische Gesteinskomplexe (etwa bei Predazzo und Monzoni) drangen auch zur Zeit des Tertiärs in das Gebiet ein.

Petrographie der ladinischen Eruptiva

Ein kurzer Überblick über die petrographische Beschaffenheit der basischen Eruptivgesteine, die zur paläomagnetischen Untersuchung die Proben lieferten, wird im folgenden gegeben. Für eine detaillierte Darstellung sei der interessierte Leser auf die Publikation von LEITMEIER (1941) hingewiesen.

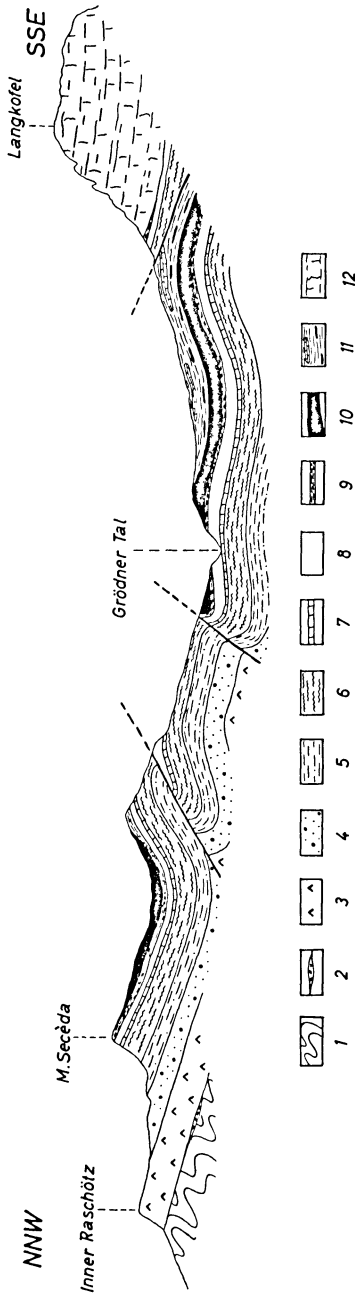


Abb. 2: Ein NNW-SSE-Profil entlang der Linie A-A' der Abb. 1. Profillänge ca. 11 km.

Erläuterung: 1 Varristisches Grundgebirge; 2 Verrucano; 3 Bozener Quarzporphyr; 4 Grödener Sandstein; 5 Bellerophon-Schichten; 6 Werfener Schichten; 7 Muschelkalk; 8 Sarl-(Mendel)-Dolomit; 9 Buchensteiner Schichten; 10 Basische Ergüsse; 11 Wengener und Cassianer Schichten und 12 Schlern-Dolomit.

Das ladinische Alter der basischen Ergüsse 10 geht einfach daraus hervor, daß sie von Buchensteiner Schichten (oberstes Anis bis Ladin) unterlagert und von den noch ladinischen Wengener bzw. Cassianer Schichten überlagert werden. Der flachwellige Faltenbau sowie gelegentliche Abschiebungen sind aus dem Profil ersichtlich.

Obwohl eine eingehende mineralogische Untersuchung, vor allem der Erzminerale, in diesen Effusiven sehr wünschenswert wäre (vgl. BALSLEY und BUDDINGTON, 1960), konnte diese im Rahmen dieser Untersuchung nicht erfolgen. Auf die Wichtigkeit derselben auch in unserem speziellen Beispiel wird später noch einmal zurückzukommen sein.

Die Hauptbestandteile dieser Gesteine sind ein basischer Plagioklas und ein monokliner Pyroxen, neben etwas zersetzten Olivinen, Kalifeldspäten und verschiedenen Titan- und Eisenoxydmineralen. Während die Minerale Plagioklas, Pyroxen und manchmal auch Erze in zwei Generationen auftreten und den Gesteinen ein mehr oder minder deutliches porphyritisches Gefüge verleihen, scheinen Kalifeldspat und Rutil lediglich in der Grundmasse vertreten zu sein.

Der Olivin zerfällt meist in ein oft schalenmäßig aufgebautes Aggregat von Chlorit und Serpentin, womit auch der sekundäre Hämatit verbunden zu sein scheint. Die Plagioklasleisten der beiden Generationen sind meist mehr oder weniger stark zerfallen. Manchmal findet man aber auffallende frische Körner, an denen 62 bis 70% An-Gehalt gemessen werden konnte. Die Pyroxene zeigen optische Eigenschaften, die den Augiten sehr nahe stehen. In einer Röntgenaufnahme konnten deutliche Reflexe bei 3,24, 2,995, 2,951, 2,900 und 2,510 Å beobachtet werden, die mit den von ZWAAN (1954, S. 248—249) gegebenen Daten für Titanaugit recht gut übereinstimmen.

Neben Hämatit und Rutil, die beide zum Teil wenigstens sekundär sein dürften, findet man ein anderes Erzmineral, das im Dünnschliff nicht zu identifizieren ist. In einer Probe aus dem Aufschluß 1 (mit sehr stabiler Thermoremanenz! — siehe später) wurde das Mineral, neben Hämatit, als fast reiner Magnetit mit $a_0 = 8,38 \text{ \AA}$ erkannt. Erzminerale, die im Dünnschliff ähnlich aussehen wie dieser Magnetit (es ist keineswegs anzunehmen, daß sie alle reine Magnetite sind!), kommen manchmal in zwei Generationen vor und sind offensichtlich der Träger der Thermoremanenz. In der Tabelle 1 sind die Korngrößen dieses Erzminerals für verschiedene Aufschlüsse zusammengefaßt worden.

Probeentnahme und Meßergebnisse

Für die paläomagnetischen Untersuchungen wurden insgesamt acht Aufschlüsse in den basischen Laven ausgesucht. Hier war es möglich, frische orientierte Proben zu entnehmen und die jeweiligen Lagerungsverhältnisse einwandfrei (entweder an Hand der Schichtung der benachbarten Sedimentgesteine oder an assoziierten Tufflagen) festzustellen. Bei der Auswahl der Aufschlüsse wurde darauf geachtet, daß die Probeentnahmestellen nicht innerhalb des Kontakthofes der tertiären plutonischen Komplexe, etwa bei Predazzo oder Monzoni, lagen (vgl. MEITZNER, 1963, S. 350). Aus jedem Aufschluß wurde dann eine Anzahl orientierter Proben gesammelt, mit einem mittleren Abstand von 1 m zwischen jeder Probe.

Aus den orientierten Handstücken wurden dann jeweils ein bis neun Würfel von 3 cm Kantenlänge orientiert herausgesägt und deren remanente Magnetisierung nach

Richtung und Betrag mit einer Förstersonde (flux-gate magnetometer) gemessen. Die Meßwerte für die Handstücke wurden gemittelt aus Einzelmessungen an den Würfeln, und aus den Handstück-Mittelwerten wurden die repräsentativen Daten für die betreffenden Aufschlüsse berechnet. Die Meßergebnisse sind in der Tabelle 1 zusammengefaßt wiedergegeben.

Tabelle 1.

Aufschluß Nr.	<i>N</i>	<i>n</i>	I_{rn} in 10^{-5} Γ	<i>D</i>	<i>i</i>	\bar{d}_e in μ	\bar{d}_g	Stabilität von I_{rn}
1	5	10	43,6	20°	+14°		3	stabil
2	2	4	35,8	19°	+28°		10	teilweise stabil
3	5	14	8,2	3°	+70°		25	instabil
4	5	18	119,1	322°	- 8°	200	8	instabil
5	5	18	7,7	343°	+67°		30	instabil
6	3	7	7,5	344°	+63°		50	instabil
7	5	15	6,5	7°	+69°		30	instabil
8	5	9	86,6	311°	+63°	150	10	instabil

N Anzahl der orientiert entnommenen Handstücke,

n Anzahl der zu magnetischen Messungen gelangten Würfel,

I_{rn} Natürliche remanente Magnetisierung, ausgedrückt in 10^{-5} Gauß (Γ),

D Deklination von I_{rn} (Der Winkel von I_{rn} gegen geographisch Nord, gezählt über Osten),

i Inklination von I_{rn} (Der Winkel von I_{rn} gegen die Horizontale, positiv nach unten),

\bar{d}_e, \bar{d}_g Mittlere Korngröße der ferromagnetischen Minerale. \bar{d}_e bezieht sich auf die Erzminerale der ersten Generation, \bar{d}_g diejenigen der Grundmasse (siehe Abschnitt über petrographische Beschreibung).

Die Richtung des heutigen erdmagnetischen Feldes im Untersuchungsgebiet beträgt:

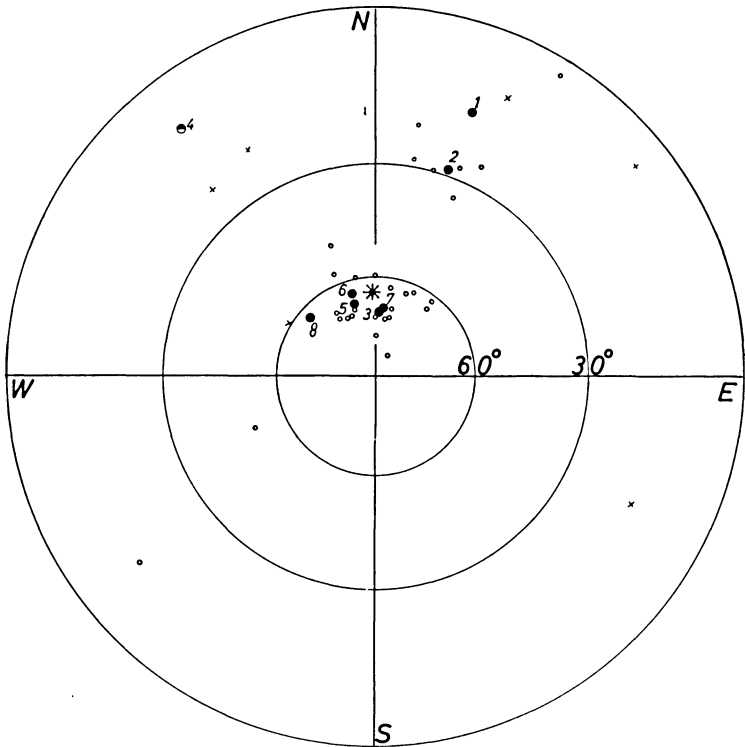
$$D = 358^\circ 40', i = + 63^\circ 30'.$$

Stabilitätsprüfung der remanenten Magnetisierung

Der größte Teil der remanenten Magnetisierung bei einem Ergußgestein (wie in unserem Beispiel) ist eine Thermoremanenz, d. h., die Magnetisierung kommt vorwiegend bei relativ hoher Temperatur beim Unterschreiten des Curie-Punktes zustande. Diese bei höherer Temperatur erworbene Magnetisierung entspricht nach der Erstarrung der Laven einem metastabilen Zustand und ist einem Alterungsprozeß unterworfen (vgl. COX und DOELL, 1960, S. 651). Gleichzeitig mit der Alterung entsteht aber meist unter dem Einfluß des heutigen Erdfeldes eine viskose Remanenz.

Hinzu kommt noch die chemische Magnetisierung, die durch chemische Änderung der ferromagnetischen Komponenten entstehen kann. Die oben angegebenen Richtungen der Remanenz (Tabelle 1) sind also nicht unmittelbar der Richtung der ursprünglichen Thermoremanenz gleichzusetzen.

In der Abb. 3 sind die beobachteten Richtungen der natürlichen remanenten Magnetisierung aller acht Aufschlüsse dargestellt worden. Schon da fällt auf, daß mit Ausnahme von den Aufschlüssen 1, 2 und 4 alle anderen Magnetisierungsrichtungen



<i>Mittelwert einzelner Handstücke</i>		<i>Die heutige</i>		<i>Mittelwert einzelner Aufschlüsse</i>
<i>Inklination (positiv)</i>	○	<i>Feldrichtung</i>	*	<i>Inklination (positiv)</i>
<i>" (negativ)</i>	×			<i>" (negativ)</i>
				● ¹
				○ ⁴

Abb. 3: Lagenkugelprojektion der gemessenen Magnetisierungsrichtungen in den basischen Eruptiven. Die mittleren Magnetisierungsrichtungen einzelner Handstücke und die der einzelnen Aufschlüsse sind dargestellt worden. Für die Werte mit positiven Inklinationen wurde die untere Halbkugel und für diejenigen mit negativen Inklinationen die obere Halbkugel benutzt.

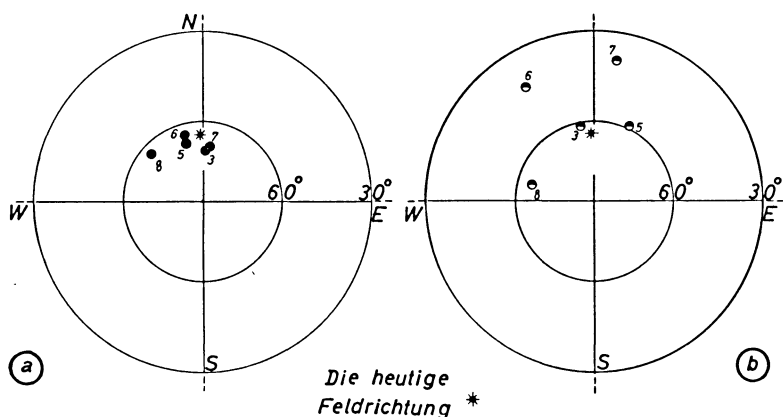


Abb. 4: Untere Kugelprojektion der mittleren Magnetisierungsrichtungen der Aufschlüsse 3, 5, 6, 7 und 8 (a) vor der tektonischen Rückformung und (b) nach der tektonischen Rückformung.

mit dem heutigen Erdfeld praktisch zusammenfallen. Es ist also anzunehmen, daß die Gesteine der Aufschlüsse 3, 5, 6, 7, 8 eine von dem heutigen Erdfeld stark beeinflusste Remanenz zeigen.

Das erste Anzeichen dafür, daß diese Aufschlüsse mit ihren mit der heutigen Erdfeldrichtung zusammenfallenden Magnetisierungsrichtungen tatsächlich instabil sind, liefert bereits der klassische „fold-test“ von J. W. GRAHAM (siehe COX und DOELL, 1960, S. 655—658). Die Abb. 4a und 4b stellen die mittleren Magnetisierungsrichtungen dieser Aufschlüsse vor und nach der tektonischen Rückformung dar. Aus der bedeutend stärkeren Gruppierung dieser Richtungen um das heutige Erdfeld vor der Rückformung muß man annehmen, daß die dominierende Komponente dieser Remanenz nach der Faltung entstanden ist. Bekanntlich sind die triadischen Folgen hier zur Mitteltertiärzeit verfaltet worden, so daß die danach entstandene Viskoseremanenz gut mit der heutigen Feldrichtung übereinstimmen sollte.

Als eine zwingendere Beweisführung für die Stabilität bzw. Instabilität einzelner Proben aus verschiedenen Aufschlüssen wurde eine Wechselfeldabmagnetisierung im Labor vorgenommen. Für die schrittweise Abmagnetisierung diente ein von J. TREU konstruiertes Gerät, mit dessen Hilfe eine bis 2500 Oerstedt reichende Feldstärke erzielt werden kann. Die Ergebnisse dieses Versuchs werden hier an Hand von fünf Beispielen erläutert, wobei drei Proben (Nr. 2, 3 und 5) aus dem Aufschluß 1 und je eine Probe aus den Aufschlüssen 4 (Probe Nr. 34/2) und 6 (Probe Nr. 42/1) stammen.

In der Abb. 5 sind die natürlichen remanenten Magnetisierungen I_{rn} (normiert) als eine Funktion der angewandten Wechselfeldstärken (gemessen in Oerstedt) dargestellt. Der erste Blick auf diese Abmagnetisierungskurven zeigt, daß die Proben 2 und 3 im

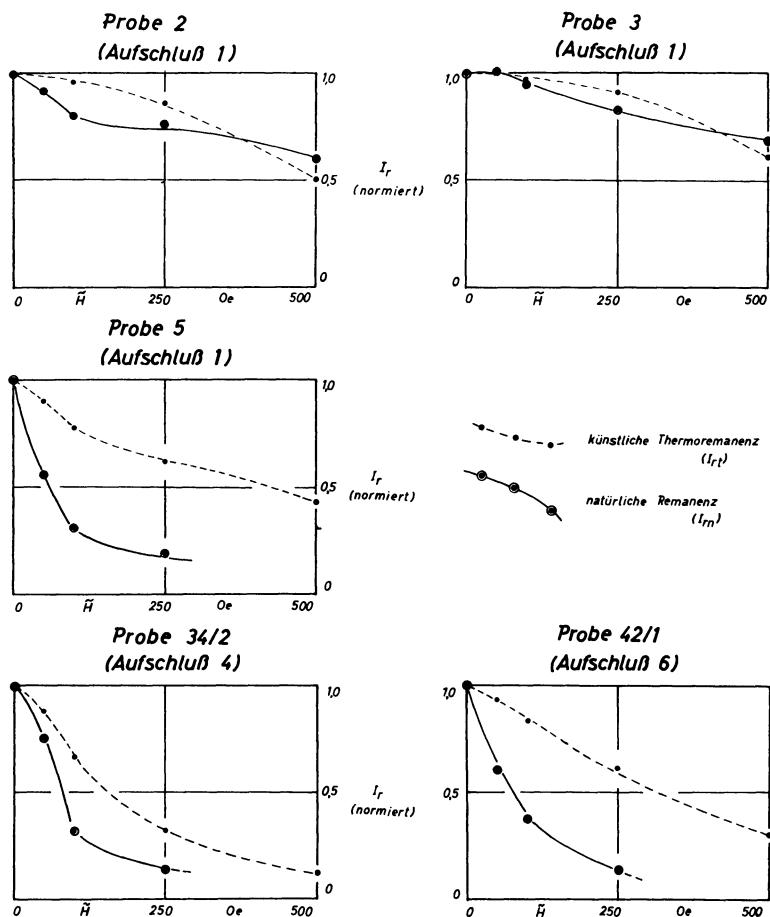


Abb. 5: Stabilitätsprüfung der I_{rn} und I_{rt} durch einen Wechselfeld-Abmagnetisierungsversuch. Dargestellt sind die normierten Werte von I_{rn} und I_{rt} als eine Funktion der angelegten magnetischen Wechselfeldstärke.

Gegensatz zu den Proben 5, 34/2 und 42/1 gegenüber magnetischen Wechselfeldern sich als bedeutend stabiler erweisen (vgl. SCHMUCKER, 1959, S. 187—189).

Um diese Ergebnisse weiterhin zu überprüfen, wurden diese Proben auf 700°C 15 Minuten lang erhitzt und dann im heutigen Erdfeld von 0,5 Oerstedt abgekühlt. Dabei muß offenbleiben, ob irgendeine Veränderung der magnetischen Eigenschaften der ferromagnetischen Komponenten eingetreten ist. Die Stabilität der so erzeugten künstlichen Thermoremanenz, I_{rt} , wurde durch Abmagnetisierung untersucht, deren Ergebnisse ebenfalls in Abb. 5 zu sehen sind. Ein Vergleich der beiden Kurven läßt

die Tatsache offenbar werden, daß die Wechselfeldstabilität der I_{rn} und I_{rt} bei den Proben 2 und 3 etwa gleich sind, während bei den Proben 5, 34/2 und 42/1 die künstlich erzeugte Thermoremanenz I_{rt} sich als wesentlich stabiler als die natürliche remanente Magnetisierung I_{rn} herausstellt.

Die Ergebnisse der Stabilitätsprüfungen sind aus der Tabelle 1 zu entnehmen.

Beseitigung der viskosen bzw. chemischen Remanenz

Die Stabilitätsprüfung ergab, daß der dominante Anteil der gemessenen remanenten Magnetisierung in den meisten Proben eine vom heutigen Erdfeld stark beeinflusste viskose oder chemische Remanenz sein muß. Um diese Meßdaten für paläomagnetische Zwecke zu verwenden, muß man daher erst versuchen, diesen unerwünschten Teil zu eliminieren, um die ursprüngliche natürliche Remanenz festzustellen. Auch in den stabilen Proben, deren Magnetisierungsrichtungen vom heutigen Erdfeld stark abweichen, mußte diese „Säuberung“ vorgenommen werden, um die fossile Feldrichtung genauer zu erfassen.

Dieser „Säuberungsprozeß“ besteht darin, daß man mit Hilfe der schrittweisen Wechselfeldabmagnetisierung oft den viskosen Anteil schon bei relativ niedrigeren Feldstärken entfernen kann, wobei die stabile natürliche Remanenz weniger geschwächt wird. Schwieriger zu entfernen ist allerdings die chemische Remanenz, die oft denselben Stabilitätsgrad aufweist wie die natürliche Thermoremanenz (vgl. Cox und DOELL, 1960, S. 659).

Der Arbeitsgang ist von AS und ZIJDERVELD (1958) beschrieben worden. Die Abmagnetisierungskurven für zwei stabile Proben (Nr. 2, 3, vgl. unsere Abb. 5) sind in üblicher orthogonaler Projektion dargestellt worden (Abb. 6). Aus den Abmagnetisierungskurven ist zu ersehen, daß ab etwa 500 Oerstedt die Kurven einen nach dem Nullpunkt tendierenden linearen Verlauf annehmen. Aus diesem linearen Abschnitt der Abmagnetisierungskurven entnimmt man die Magnetisierungsrichtung des fossilen magnetischen Feldes.

Während dieses Arbeitsgangs stellte es sich heraus, daß mit Ausnahme von den Aufschlüssen 1 und 2 alle übrigen Aufschlüsse für paläomagnetische Zwecke praktisch unbrauchbar sind, da eine befriedigende Säuberung von den unerwünschten Remanenzen einfach nicht durchführbar war. In den meisten Fällen sank die I_{rn} bereits bei 500 oder gar bei 250 Oerstedt in die Nähe der zuverlässigen Meßbarkeitsgrenze (vgl. Abb. 5). Die Abb. 7 zeigt an Hand einer solchen, aber relativ stabileren Probe (Nr. 56/2, Aufschluß 8), daß es kaum gelingt, den linearen Verlauf der Abmagnetisierungskurve eindeutig experimentell zu erfassen.

Es wäre eine lohnende Aufgabe, dieser Frage nachzugehen, warum die verschiedenen Proben von äußerlich sehr ähnlich anmutenden Gesteinen bei der Abmagnetisierung solch unterschiedliches Verhalten zeigen. Dazu wären detaillierte Messungen und eine sehr präzise mineralogische Untersuchung der ferromagnetischen Komponenten notwendig, was im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich war.

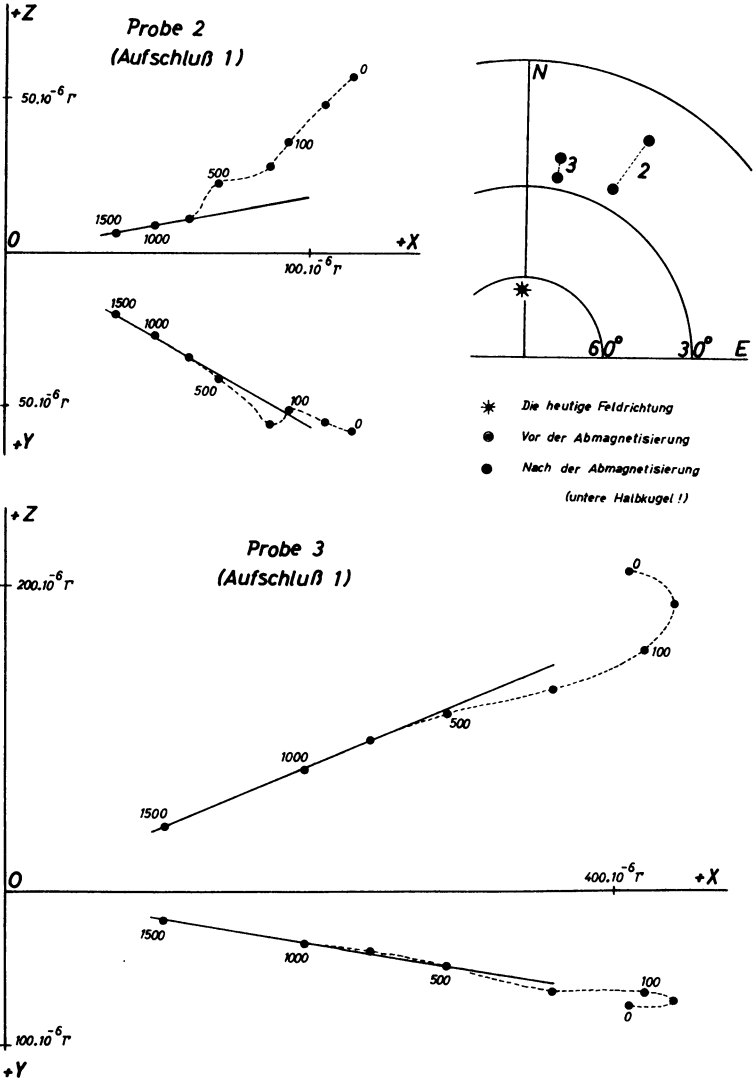


Abb. 6: „Säuberung“ des viskosen Anteils von I_{rn} durch eine Wechselfeld-Abmagnetisierung. Dargestellt ist jeweils der Verlauf der Abmagnetisierungskurve in einer orthogonalen Projektion (+ X = Nord, + Y = Ost und + Z = unten). Die stereographische Projektion zeigt die Magnetisierungsrichtungen vor und nach der Abmagnetisierung, wobei eine deutliche Tendenz der Wegwanderung von der heutigen Feldrichtung wahrnehmbar ist.

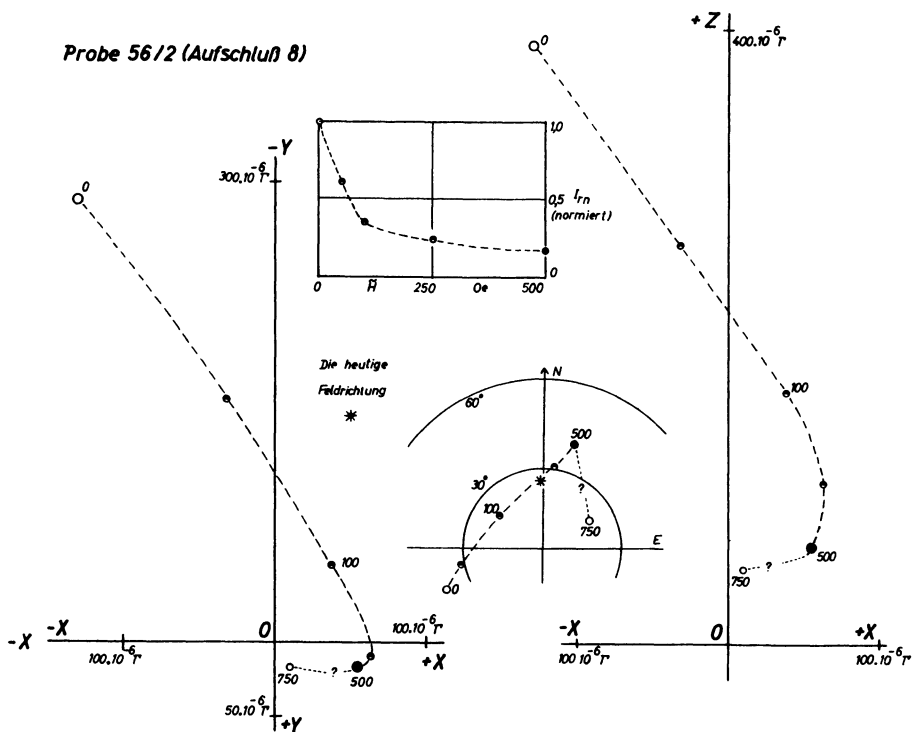


Abb. 7: Das Verhalten einer relativ instabileren Probe während der Abmagnetisierung. Es ist evident, daß der erwartete lineare Verlauf der Abmagnetisierungskurve wegen der rapiden Abnahme von I_{Tn} mit steigender H experimentell nicht ohne weiteres erfassbar ist. Die stereographische Projektion zeigt die Wanderung der Magnetisierungsrichtung während dieses Versuches. Es ist klar, daß die Richtungsänderung bis 500 Oersted reell ist und mit den übrigen Daten (vgl. Abb. 6) konform vor sich geht.

Die Ermittlungen des ladinischen fossilen Erdfeldes

Wie oben schon gezeigt wurde (vgl. auch Tabelle 1), schien praktisch nur der Aufschluß 1 und vielleicht auch noch der Aufschluß 2 für die Bestimmung der paläomagnetischen Pollage verwendbar zu sein¹⁾.

Da die Beseitigung des viskosen Anteils der Proben aus den Aufschlüssen 3 bis 8 sicher nur unvollständig gelungen wäre, werden die Daten der genannten Aufschlüsse nicht berücksichtigt. Wären sie mit einbezogen worden, hätte sich sicherlich eine

¹⁾ Lokalitätsangabe (1:100000 topographische Karte der westlichen Dolomiten).

Aufschluß 1: Nordhang des Val di San Pellegrino, etwa 2,5 km ESE von Moena.

Aufschluß 2: Nordabhang des Val Grumela, 1900 m ü. NN.; etwa 2,5 km NE Pozza.

signifikante *systematische Verschiebung* der ladinischen Feldrichtung in Richtung auf das heutige Feld nicht vermeiden lassen.

Betrachten wir zunächst den Aufschluß 1. Die relevanten Daten vor und nach der Abmagnetisierung sind unter Tabelle 2 zusammengefaßt.

Tabelle 2.

Handstück Nr.	D	i	Stabilität	Mittlere Magnetisierungsrichtungen		α_{95}	Bemerkungen
				D	i		
1	32°	+ 3°	stabil	Vor der Abmagnetisierung		18°	Bei der Berechnung von α_{95} wurde Handstück Nr. 5 außer acht gelassen. Es ist bemerkenswert, daß diese instabile Probe eine mit dem heutigen Erdfeld zusammenfallende Magnetisierungsrichtung zeigt.
2	27°	+24°	stabil				
3	10°	+27°	stabil				
4	10°	+20°	stabil				
5	344°	+63°	instabil	20°	+14°		
1	30°	+ 4°		Nach der Abmagnetisierung		7°	Es war nicht gelungen, die Nr. 5 befriedigend zu „säubern“.
2	29°	+ 9°					
3	10°	+22°					
4	17°	+12°					
5	—	—		24°	+13°		

α_{95} Der Öffnungswinkel eines Kegels, innerhalb dessen die berechnete (nach FISHER, siehe COX und DOELL, 1960, S. 670) wahre Magnetisierungsrichtung mit 95% Wahrscheinlichkeit liegt.

Abgesehen davon, daß die Probe 5 als ungeeignet ausscheidet, schrumpft also die Streuung der gemessenen Richtung etwas durch den Abmagnetisierungsvorgang. Die so ermittelte stabile fossile Feldrichtung ist sicherlich mit großer Zuverlässigkeit als wahre ladinische Feldrichtung annehmbar.

Analysiert man in ähnlicher Weise die Meßwerte des Aufschlusses 2, so kommt man zu dem Ergebnis, daß die ladinische fossile Feldrichtung (ohne tektonische Korrektur!) durch $D = 22^\circ$ und $i = +20^\circ$ angegeben werden kann. Die geringe Anzahl der Proben (vgl. Tabelle 1, Spalte „n“) aus diesem Aufschluß macht jedoch diese Angabe sicherlich weniger zuverlässig als die erstere.

Die Lage des ladinischen erdmagnetischen Poles

Bevor man aus den stabilen ladinischen erdmagnetischen Feldrichtungen die Pol-lage berechnen kann, muß man eine tektonische Korrektur vornehmen, da diese

stabile Remanenz durch spätere alpidische Bewegungen räumlich verstellt worden ist. In der Tabelle 3 sind die Ergebnisse der Pollagenberechnungen für die beiden Aufschlüsse wiedergegeben worden.

Tabelle 3.

Aufschluß Nr.	Vor der tektonischen Rückformung		Nach der tektonischen Rückformung		Berechnete Pollage		Bemerkungen
	<i>D</i>	<i>i</i>	<i>D</i>	<i>i</i>	Längengrad	Breitengrad	
1	24°	+13°	26°	+24°	151° E	50° N	Sehr zuverlässig
2	22°	+20°	23°	+ 3°	159° E	42° N	Weniger zuverlässig

Aus dem Vergleich der remanenten Magnetisierungsrichtungen vor der Abmagnetisierung, nach der Abmagnetisierung und nach der tektonischen Korrektur ersieht man, daß in diesen beiden spezifischen Fällen die tektonische Korrektur (vgl. Punkt 3 der Einleitung) von viel größerer Bedeutung als die Abmagnetisierung ist.

Abb. 8 gibt die Lagen der erdmagnetischen Pole aus Messungen an triadischen Gesteinen des europäischen Kontinents wieder, wobei die Einzeldaten aus den Zusammenstellungen von NAIRN (1960) und IRVING (1960 a, 1960 b, 1962) entnommen sind. Es ist evident, daß die jetzigen Meßdaten mit den bereits vorhandenen recht gut übereinstimmen.

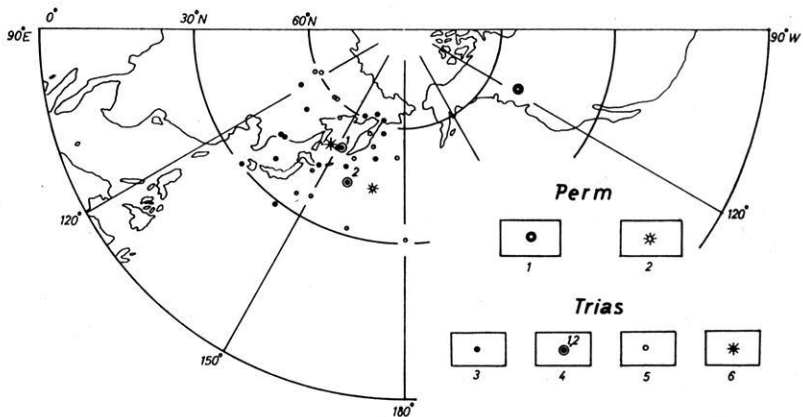


Abb. 8: Zusammenstellung der triadischen paläomagnetischen Pollagen aus westeuropäischen 3 und russischen 5 Lokalitäten. Zum Vergleich ist die von VAN HILTEN (1960) ermittelte permische Pollage aus Bozener Quarzporphyr 1 dargestellt worden. Die mittleren triadischen 6 und permischen 2 Pollagen sind aus NAIRN (1960) entnommen. Die Ergebnisse der jetzigen paläomagnetischen Untersuchungen der ladinischen Eruptiva aus den westlichen Dolomiten 4 ist ebenfalls in der polaren Projektion eingetragen worden.

Diskussion

Eingangs ist geschildert worden, daß VAN HILTEN (1960) glaubte, aus der abweichenden Position der permischen paläomagnetischen Pollage eine Verfrachtung der ganzen Südalpen um mindestens 2000 km schließen zu müssen. Die Ergebnisse paläomagnetischer Untersuchungen an triadischen Eruptiven derselben tektonischen Einheit zeigen jedoch, daß diese Pollagen mit den übrigen Pollagen gleichaltriger Formationen des außeralpinen europäischen Kontinents recht gut übereinstimmen. Danach müßte also eine großräumige relative Verschiebung der Südalpen gegenüber Zentraleuropa, wie sie von VAN HILTEN (1960) auf Grund permischer paläomagnetischer Studien vorgeschlagen wurde, in dem sehr kurzen Zeitraum zwischen Oberperm und Untertrias stattgefunden haben, was kaum annehmbar ist.

Professor E. BEDERKE machte mich auf dieses Problem aufmerksam. Dafür sowie für sein stetes Interesse an dieser Arbeit, danke ich ihm herzlich. Der inzwischen verstorbene Professor J. BARTELS erlaubte mir die Durchführung der magnetischen Messungen im Göttinger Geophysikalischen Institut, wofür ich ihm an dieser Stelle besonders danken möchte. Den Herren Dr. W. MEITZNER und J. TREU danke ich für die Einführung in die verschiedenen Meßmethoden. Dem ersteren sowie Herrn Dr. U. SCHMUCKER danke ich herzlich für viele anregende Diskussionen und für die Durchsicht des Manuskripts.

Literatur

- AS, J. A., und J. D. A. ZIJDERVELD: 1958, Magnetic cleaning of rocks in paleomagnetic research. *Geophys. Journ. Roy. Astr. Soc.*, 1, 308—319.
- BALSLEY, J. R., und A. F. BUDDINGTON: 1960, Puzzles in the interpretation of paleomagnetism. *Rec. Geol. Surv. India*, 86, 553—580.
- CAREY, S. W.: 1958, The tectonic approach to continental drift. *Continental drift: A Symposium. Univ. Tasmania*, 177—355.
- COX, A., und R. R. DOELL: 1960, Review of paleomagnetism. *Bull. Geol. Soc. Amer.*, 71, 645—768.
- DIETZEL, G. F. L.: 1960, Geology and Permian paleomagnetism of the Merano region, Province of Bolzano, N. Italy. *Geologica Ultraiectina*, No. 4, 58 S.
- VAN HILTEN, D.: 1960, Geology and Permian paleomagnetism of the Val-di-Non area, W. Dolomites, N. Italy. *Geologica Ultraiectina*, No. 5, 95 S.
- IRVING, E.: 1960a, Paleomagnetic pole positions I: Pole No. I/1 to I/144. *Geophys. Journ.*, 3, 96—111.
- Ders.: 1960b, Paleomagnetic pole positions II: Pole No. 2/1 to 2/41 and I/71. *Geophys. Journ.*, 3, 444—449.
- Ders.: 1962, Paleomagnetic pole positions V: Pole No. 5/1 to 5/95. *Geophys. Journ.*, 7, 263—274.

- VON KLEBELSBERG, R.: 1935, Geologie von Tirol, Borntraeger, Berlin, 872 S.
- LEITMEIER, H.: 1941, Aus Predazzo. Min. Petr. Mitt., 52, 155—266 und 283—314.
- LEONARDI, P.: 1955, Breve sintesi geologica delle Dolomiti occidentali. Boll. Soc. Geol. Italiana, 74, 3—79.
- MEITZNER, W.: 1963, Der Einfluß von Entmischung und Oxydation auf die magnetischen Eigenschaften der Titanmagnetite in Basalten bei 250° und 350° C. Beitr. Min. Petr., 9, 320—352.
- NAIRN, A. E. M.: 1960, Paleomagnetic results from Europe. Journ. Geol., 68, 285—306.
- SCHAFFER, F. X.: 1951, Geologie von Österreich. Franz Deuticke, Wien, 810 S.
- SCHMUCKER, U.: 1959, Gesteinsmagnetische Untersuchungen an permischen Nahe-Eruptiven. Geol. Rdsch., 48, 184—195.
- ZWAAN, P. C.: 1954, On the determination of pyroxenes by x-ray powder diagram. Leidse Geol. Mededel., 19, 167—276.

Nachtrag

Nach der Niederschrift der vorliegenden Arbeit wurde der Autor durch eine freundliche Mitteilung von Herrn Dr. D. VAN HILTEN (Delft, 1. Juni 1964) auf die Utrechter Dissertationen von J. DE BOER (1963) und R. GUICHERIT (1964) aufmerksam gemacht. In diesen beiden Arbeiten konnte das wesentliche Ergebnis von VAN HILTEN (1960), nämlich die Südalpen seien seit dem Perm großräumig verfrachtet worden, durch weitere paläomagnetische Messungen bestätigt und erhärtet werden. Das Postulat VAN HILTENS, daß das Dolomitenbecken samt der Bozener Quarzporphyrplatte zur permischen Zeit in der Position des heutigen Marokko gelegen haben soll, müßte jedoch einer neuen These weichen, nach der der besagte Krustenanteil im Perm in der Umgebung des heutigen Kaschmir (NW-Himalaya) lag und seither rund 4800 km bis zur jetzigen Lage in Norditalien transportiert worden ist (DE BOER, 1963, S. 165, Abb. 52). M. G. RUTTEN (1963, S. 13) und R. GUICHERIT (1964, S. 111—112) schließen sich ebenfalls dieser Meinung an.

Die von den verschiedenen Autoren ermittelten permischen paläomagnetischen Pollagen aus südalpinen Lokalitäten, wie sie von DE BOER (1963, S. 148—149) und GUICHERIT (1964, S. 106—107, Table X) zusammengestellt worden sind, zeigen eine imposante Abweichung von der gleichaltrigen paläomagnetischen Pollage des „stabilen“ außer-alpinen europäischen Kontinents. Dagegen sind die Ergebnisse der Pollagenbestimmungen für die Trias aus diversen Gegenden des gleichen Raumes keineswegs so eindeutig. Während DE BOER (1963, S. 154—157) in den Südalpen ebenfalls abweichende triadische Polrichtung feststellt, zeigen die Meßdaten von GUICHERIT (1964, S. 99, Table X) sowie die oben dargestellten eigenen Resultate *keine wesentliche Abweichung* von dem berechneten Mittelwert der triadischen Pollage des außer-alpinen Europas, wenn man den *Streubereich der tatsächlich gemessenen* Pollagen in Betracht zieht (siehe z. B. Abb. 8), was obligatorisch ist. Weiter ergaben von GUICHERIT (1964, S. 103) am Rande erwähnte Messungen an ladinischen Melaphyren aus den nordwestlichen Dolomiten Deklinations- und Inklinationswerte, die mit den Meßdaten des Autors bestens übereinstimmen und auf keinerlei Abweichung hindeuten.

Die Zusammenstellung der Ergebnisse der Pollagenbestimmungen am mittelpermischen Grödner Sandstein sowie am Oberkarbon der Julischen Alpen (GUICHERIT, 1964, Table X) zeigt ebenfalls keine erhebliche Abweichung von den „mittleren“ Pollagen der gleichen Formationen des „stabilen“ außeralpinen europäischen Kontinents.

Mit anderen Worten: die den Bozener Quarzporphyr unterlagernde Formation sowie die ihn unmittelbar überlagernden Formationen zeigen keine solchen abweichenden Pollagen, wenn auch alle an den Quarzporphyren selbst ermittelten Pollagen ausnahmslos zu vagabundieren scheinen. Angesicht dieser Tatsachen scheint es dem Autor verfrüht, basiert auf unserem heutigen Wissensstand eine großräumige Verfrachtung der Südalpen zu konstatieren, deren Mechanismus schwer zu erfassen ist (vgl. MACDONALD, 1964).

Literatur

- BOER, J. DE: 1963, The geology of the Vicentinian Alps (NE Italy), with special reference to their paleomagnetic history. *Geologica Ultraiectina*, No. 11, 178 S.
- GUICHERIT, R.: 1964, Gravity tectonics, gravity field and paleomagnetism in NE Italy. *Geologica Ultraiectina*, No. 14, 125 S.
- MACDONALD, G. J. F.: 1964, The deep structure of continents. *Science*, 143, No. 3609, 921—929.
- RUTTEN, M. G.: 1963, Paleomagnetism and Tethys. *Geologische Rundschau* 53, 9—16.

**Verzeichnis der geophysikalischen Vorlesungen
an den deutschsprachigen Universitäten und Hochschulen**

Sommersemester 1965

Universität Aachen

Einführung in die Geophysik III – Physik der Atmosphäre – (1)	ISRAËL
Grundlagen der Meteorologie (1)	ISRAËL

F. U. Berlin

Allgemeine Meteorologie I (2)	SCHERHAG
Klimaschwankungen (2)	SCHERHAG
Einführung in die Theoretische Meteorologie II (2)	FORTAK
Physik der Hochatmosphäre (1)	PAETZOLD
Meteorologische Instrumentenkunde II (1)	BURGER
Einführung in die Geophysik I (1)	STROBACH
Seismik I (1)	STROBACH
Einführung in die Meereskunde II (1)	STROBACH
Ausgewählte Kapitel aus der Geophysik: Lufterlektrizität (2)	FEUSSNER

Universität Bonn

Physikalische Klimatologie (3)	FLOHN
Synoptische Meteorologie II (Wetterkunde) (2)	LINGELBACH
Angewandte Mikroklimatologie (1)	SEEMANN

T. H. Braunschweig

Potentialtheorie in der Geophysik (2)	KERTZ
Einführung in die Geophysik (1)	KERTZ
Angewandte Geophysik (1)	FLATHE

Bergakademie Clausthal

Einführung in die Physik der festen Erde II (2)	ROSENBACH
Die Erde als Planet (2)	ROSENBACH
Theorie der geophysikalischen Aufschlußverfahren (2)	ROSENBACH
Moderne Entwicklungen geophys. Instrumente und Meßmethoden (2)	BEHRENS
Methoden der Radioaktivität in Geologie, Hydrologie und Bergbau (1)	WENDT

T. H. Darmstadt

Grundzüge der Meteorologie I (2)	KLUG
Wolkenphysik (1)	KLUG
Langwellige Strahlung in der Atmosphäre (2)	KASTEN

Universität Frankfurt

Erdmagnetismus und Geoelektrik (2)	BERCKHEMER
Wetterbesprechungen (3)	MÜGGE
Synoptische Meteorologie (2)	WACHTER
Theoretische Meteorologie II (2)	SCHMITZ

Bergakademie Freiberg

Angewandte Geophysik III (Seismik) (2)	MILITZER
Angewandte Geophysik III a (Spezielle Probleme der seismischen Erkundung) (2)	RISCHE
Angewandte Geophysik V (Radiometrische Verfahren und Bohrloch-Messungen) (2)	KÖHLER
Angewandte Geophysik VI (Spezielle Kapitel der Bohrlochmessung) (1)	ROTHE
Einführung in die angewandte Geophysik (2)	MILITZER
Angewandte Geophysik für Erdölgeologen (2)	PORSTENDORFER
Allgemeine Geophysik I und II (2)	BUCHHEIM
Ausgewählte Kapitel aus der allgemeinen Geophysik (2)	BUCHHEIM/RÖSLER
Einführung in die Meteorologie (2)	MÜLLER
Stoffliche Konstitution des Planetensystems (2)	HOPPE

Universität Freiburg

Einführung in die Geophysik II (Feldmeßmethoden) (2)	RAWER
--	-------

Universität Göttingen

Mathematische Behandlung geophysikalischer Beobachtungsreihen (2)	SIEBERT
Strahlung und Wärmehaushalt der Atmosphäre (2)	KLEINSCHMIDT
Probleme und Ergebnisse der extraterr. Forschung (1)	DIEMINGER
Extraterritoriale Methoden der Weltraumforschung (1)	EHMERT

Universität Hamburg

Dynamik der Atmosphäre (2)	BROCKS
Energetik der Atmosphäre (1)	FISCHER
Aerologische Meßtechnik (1)	STILKE
Statistische Analysen von Beobachtungsreihen II (1)	HASSE
Einführung in die Chemie des Meeres (1)	KALLE
Theorie des erdmagnetischen Feldes (2)	MENZEL
Einführung in die Geophysik I (2)	GUTDEUTSCH
Ausgewählte Kapitel aus der physikalischen Ozeanographie (2)	HANSEN

T. H. Hannover

Klimatologie (2)	DAMMANN
Thermodynamik der Atmosphäre (2)	DAMMANN

T. H. Karlsruhe

Allgemeine Meteorologie I (3)	DIEM
Wetterkunde (4)	DIEM
Numerische Methoden der Auswertung meteorologischer Daten mit Übungen III (1)	HÖSCHELE

Universität Kiel

Einführung in die Geophysik: Erdbeben (2)	JUNG
Aufbau und physikalischer Zustand des Erdinnern (3)	JUNG

Universität Mainz

Allgemeine Meteorologie (2)	JUNGE
Klimatologie (1)	JUNGE
Atmosphärische Turbulenz (2)	JUNGE
Wetterbesprechung (1)	JUNGE
Atmosphärische Optik (1)	BULLRICH
Meteorologische Instrumente (1)	BULLRICH
Einführung in die numerische Vorhersage III (1)	HINKELMANN

Universität München

Physikalische Eigenschaften der Gesteine (2)	ANGENHEISTER
Einführung in die Vorlesungen der Geophysik (2)	ANGENHEISTER mit SOFFEL
Struktur des oberen und mittleren Erdmantels (2)	ANGENHEISTER
Physik der festen Erde (2)	HARDTWIG
Laplace-Transformationen in der Geophysik (2)	HARDTWIG
Seismische Instrumentenkunde I (1)	FÖRTSCH
Einführung in das geophysikalische Praktikum I (Seismik) (2)	FÖRTSCH mit GIESE

Universität Münster

Spezielle Methoden der Geophysik (2)	BROCKAMP
Einführung in die Wettervorhersage (1)	GEORGII
Physik der Wolken und der Niederschläge (1)	GEORGII
Praktische Seismometrie (2 14tgl.)	BAULE

T. H. Stuttgart

Angewandte Geophysik (Geophysik II) (2)	HILLER
Der physikalische Aufbau des Erdinnern (1)	HILLER

Universität Tübingen

Grundlagen der allgemeinen und angewandten Geophysik, 4. Teil (angewandte Seismik, Geoelektrik) (2)	HILLER
Physik der hohen Atmosphäre (1)	MÜHLEISEN

Universität Graz

Einführung in die Plasmaphysik (unter spezieller Berücksichtigung
geophysikalischer Probleme) (5) **BURKARD**

T. H. Zürich

Allgemeine Geophysik (Seismik, Geoelektrik) (2)	GASSMANN
Geophysikalische Prospektion (Seismik) (2)	GASSMANN
Interpretation geoelektrischer Messungen (2)	M. WEBER
Strömungslehre I (3)	ACKERET
Physik der hohen Atmosphäre (2)	BLASER und DÜTSCH
Wolken- und Niederschlagsphysik (1)	M. DE QUERVAIN
Dynamik der Atmosphäre (2)	KUHN

Buchbesprechungen

H. E. LANDSBERG und J. VAN MIEGHEM: *Advances in Geophysics*, Band 8 und 9. Academic Press Inc. Publishers, New York and London 1961 und 1962. Preis: \$ 13,— und \$ 14,50.

Die stürmische Entwicklung der Geophysik während der letzten Jahre hat eine Fülle von Veröffentlichungen hervorgerufen, die es dem einzelnen Forscher schwer macht, sich neben den Fortschritten auf seinem Spezialgebiet auch noch über neue Erkenntnisse auf anderen Gebieten seiner Wissenschaft zu informieren. Einen gelungenen Versuch zur Lösung dieses in allen Wissenschaften immer stärker hervortretenden Problems stellt die bekannte Serie „Advances in Geophysics“ dar, die seit nunmehr zehn Jahren erscheint. Sie hat es sich zur Aufgabe gemacht, in kurzen, von jeweiligen Sachkennern verfaßten Aufsätzen einen allgemeinen Überblick über den derzeitigen Stand einzelner Sachgebiete der Geophysik zu geben.

Die Gliederung der Beiträge richtet sich nach folgender einheitlicher Konzeption: Ausgehend von bisherigen, gesicherten Ergebnissen werden neuere Arbeiten kritisch untersucht und der Versuch unternommen, mit ihrer Hilfe die alten Vorstellungen und Theorien neu zu durchdenken und im Bedarfsfall zu revidieren.

Ein reichhaltiges Literaturverzeichnis erleichtert dem Leser die eingehendere Beschäftigung mit Spezialfragen.

Die Serie umfaßt Beiträge aus dem weiten Gebiet der Allgemeinen Geophysik und ihrer Nachbarwissenschaften; die Inhaltsverzeichnisse der beiden Bände mögen das veranschaulichen.

Band 8 (1961) enthält folgende Aufsätze:

1. *Indices of Solar Activity* (75 S.) von R. G. ATHAY und C. S. WARWICK.

Nach einer allgemeinen Einführung in die Natur der Sonnenstrahlung werden zunächst die Erscheinungen der ungestörten Sonne beschrieben. Eine ausführliche Darstellung der Phänomene der gestörten Sonne leitet über zu den Auswirkungen dieser Vorgänge auf der Erdatmosphäre, Ionosphäre und das Erdmagnetfeld. Eine Zusammenstellung der direkten und indirekten Wirkungen der Sonnenaktivität einschließlich ihrer Meßmöglichkeiten schließt sich an.

2. *Satellite Studies of the Ionization in Space by Radio* (48 S.) von O. K. GARRIOTT und R. N. BRACEWELL.

Der Beitrag beschäftigt sich mit Ionosphärenmessungen durch Satelliten mit eingebauten Radiowellensendern. Registrierungen dieser Wellen am Erdboden liefern Aussagen über die Ionisation des dazwischen liegenden Mediums. Der Vorteil dieser Methode gegenüber der bisher üblichen liegt in der Möglichkeit, auch Aufschlüsse über den Ionisationszustand der oberhalb der *F*-Schicht liegenden Schichten zu erhalten. Außerdem könnte das Verfahren in Zukunft zur Untersuchung der Ionosphären benachbarter Planeten verwendet werden.

3. *Use of constant Level Balloons in Meteorology* (75 S.) von J. K. ANGELL.

Die Verwendung von Ballonen, die sich selbsttätig in konstanten Druckniveaus halten, bringt einige Vorteile für die meteorologische Auswertung mit sich. Sie ermöglichen die Untersuchung der Windverhältnisse über den Ozeanen und erbringen Daten vom LAGRANGESchen Typ, die für viele meteorologische Probleme den bisher verwendeten Daten vom EULERSchen Typ überlegen sind. Eine Fülle von Auswertungsbeispielen erläutert die Methode.

4. *Paleomagnetism* (83 S.) von R. R. DOELL und A. COX.

Der Artikel beginnt mit einer Beschreibung der Ergebnisse direkter Beobachtung des heutigen Erdmagnetfeldes. Anschließend wird die Physik der verschiedenen Typen der Gesteinsmagnetisierung behandelt. Eine ausführliche Interpretation der neuesten paläomagnetischen Meßergebnisse nebst ihrer Meßmethoden kennzeichnet den gegenwärtigen Erkenntnisstand und gibt Anlaß zu einer kritischen Diskussion möglicher Hypothesen über die Entstehung und Entwicklung des permanenten Magnetfeldes der Erde.

5. *Numerical Prediction of storm surges* (73 S.) von P. WELANDER.

Angesichts der zerstörenden Wirkungen von Sturmfluten kommt ihrer Vorhersage große Bedeutung zu. Bei gegebenen meteorologischen Bedingungen lassen sich mit den hier beschriebenen numerischen Methoden die Amplituden der zu erwartenden Sturmfluten mit einer Genauigkeit von wenigen Prozent bestimmen. Die tatsächliche Genauigkeit hängt also in erster Linie von der Genauigkeit der meteorologischen Wettervorhersage ab.

Band 9 (1962) enthält folgende Beiträge:

1. *The Focal Mechanism of Earthquakes* (76 S.) von W. STAUDER, S. J.

Einleitend werden die Methoden zur Bestimmung der Verwerfungsrichtung bei tektonischen Beben aus der Bewegung des ersten *P*-Einsatzes erläutert. Es folgt eine Beschreibung verschiedener mathematischer Modelle zur Darstellung von Herdvorgängen mittels der Theorie der Punktquellen. Eine Zusammenstellung von Auswertemethoden unter Benutzung der *S*-Wellen, Raleighwellen und freier Schwingungen des Erdkörpers schließt sich an. Mehrere Beispiele zeigen die Verwendbarkeit der verschiedenen Verfahren.

2. *Properties and Processes at the Earth's Surface in Relation to the General Circulation of the Atmosphere* (20 S.) von P. A. SHEPPARD.

In zusammengedrängter Form wird der Einfluß von Vorgängen am Erdboden auf die allgemeine Zirkulation der Atmosphäre behandelt. Nach allgemeinen dynamischen Betrachtungen des Problems wird auf Fragen des turbulenten Energieaustausches eingegangen. Eine Darstellung mehrerer den Wärmehaushalt beeinflussender Vorgänge sowie sich daraus ergebender Folgerungen schließen den Beitrag ab.

3. *Identification of Aerosols* (35 S.) von J. P. LODGE, Jr.

Trotz der großen Bedeutung der Aerosole für die Meteorologie ist die Kenntnis ihrer Natur und Eigenschaften noch recht gering. Der Aufsatz beschäftigt sich zunächst mit den verschiedenen Methoden zur Herstellung von Aerosolproben. Es folgt eine Darstellung der Meßverfahren für Konzentration, Größenverteilung und Zusammensetzung der Aerosole. Eine abschließende Übersicht über noch ungelöste Fragen der Luftchemie zeigt die Notwendigkeit weiterer Untersuchungen auf diesem Gebiet.

4. *Effects of Trapped Particles on the Geomagnetic Field* (60 S.) von J. R. APEL, S. F. SINGER und R. C. WENTWORTH.

Die während des Internationalen Geophysikalischen Jahres gewonnenen Daten haben wesentlich zum Verständnis des Mechanismus magnetischer Stürme beigetragen und dazu geführt, daß zumindest über die Grundzüge Klarheit besteht, wenn auch noch viele Einzel-

fragen ungelöst bleiben. Nach der heutigen Vorstellung kommen als Ursache der Hauptphase magnetischer Stürme und der großen Abweichungen vom theoretischen Erdmagnetfeld, die bei mehreren Raumflügen beobachtet wurden, im Erdfeld eingefangene, geladene Teilchen in Frage.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Beschreibung dieser Theorien und ihre Untermauerung durch empirische Daten.

Das Grundproblem besteht in der Berechnung der Störungen, welche durch das Vorhandensein geladener Teilchen im Erdmagnetfeld hervorgerufen werden. Diese Störungen haben zwei Ursachen: die Westdrift der Teilchen unter dem Einfluß des inhomogenen Feldes und die induzierte Magnetisierung durch die Spiralbahn der Ladungen um die Feldlinien; der zweite Effekt führt zur Entstehung des sogenannten diamagnetischen Ringstroms. Es werden sowohl Elektronen- als auch Protonengürtel behandelt. Die Annahme bestimmter plausibler Voraussetzungen führt zur Berechnung verschiedener Modelle, aus denen sich Anzahldichte und Stromdichte einer beliebigen Teilchenverteilung bestimmen lassen. Außerdem wird die Frage des Verschwindens eines Protonengürtels durch Ladungsaustausch diskutiert.

5. *Celestial Geodesy* (104 S.) von W. M. KAULA.

Als „Celestial Geodesy“ wird jener Teil der Geodäsie definiert, der sich zur Untersuchung des Gravitationsfeldes und der Erdfigur extraterrestrischer Objekte in Höhen zwischen 40 km und 400000 km bedient.

Der Aufsatz behandelt die Themen: Dynamik von Erdsatelliten mit einer ausführlichen Darstellung von Satellitenbahnanalysen unter Berücksichtigung aller Störeinflüsse; Beobachtungsmethoden; Vergleich und Zusammenfassung von Messungen an Satelliten und an der Erdoberfläche und geophysikalische Folgerungen aus den geodätischen Daten.

Von besonderem geophysikalischem Interesse ist die Verwendung derartiger Bahnbeobachtungen als nützliches Hilfsmittel für die Untersuchung der Eigenschaften des Erdinnern.

6. *The Problem of the Mantle-Crust Mix: Lateral Inhomogeneity in the Uppermost Part of the Earth's Mantle* (65 S.) von K. L. COOK.

Sowohl in ozeanischen als auch kontinentalen Regionen finden sich Gebiete, besonders innerhalb tektonisch aktiver Zonen, für die das einfache Krustenschema nicht zutrifft. In diesen Gebieten liegt die Kompressionswellengeschwindigkeit in Krustenniveau bei Werten von 7,4 bis 7,7 km/s, das heißt, zwischen den Werten für den oberen Erdmantel und denen für die darüberliegenden Basaltschicht. Als Ursache wird eine laterale Dichteinhomogenität in den obersten Schichten des Mantels angenommen. Für diese Annahme sprechen neben den geismischen Ergebnissen auch Daten gravimetrischer Messungen.

Nach einer sehr ausführlichen Zusammenstellung aller vorhandenen Ergebnisse aus verschiedenen Gebieten wird ein Modell beschrieben, welches auf der Hypothese von Konvektionsströmen im Erdmantel beruht, wobei das durch die Zwischengeschwindigkeit charakterisierte Material als Mischung aus Gesteinen vom Krusten- und vom Manteltyp postuliert wird.

Wenn das Modell auch nur einen Teil der vorhandenen Untersuchungsergebnisse befriedigt und noch einiger Modifikationen bedarf, so stellt es doch einen ersten Schritt auf dem Weg zur Lösung dieses Phänomens dar.

Die Ausstattung der Bände ist sehr gut, die Bebilderung klar und übersichtlich.

Dieser Serie ist noch eine recht lange erfolgreiche Zukunft zu wünschen. Sie sollte als unentbehrliches Hilfsmittel und Quelle fruchtbarer Anregungen keinem über sein eigenes Spezialgebiet hinaus interessierten Geophysiker fehlen.

H. BURKHARDT

W. J. HUMPHREYS: *Physics of the Air*. Dover Publication Inc., New York 1964. 676 Seiten (Library of Congress Catalog Cord Number: 63-19493).

Bei der Neuherausgabe von HUMPHREYS' klassischem Werk „Physics of the Air“ durch die Dover Publication Inc. 1964 handelt es sich um einen Nachdruck der dritten im Jahre 1940 erschienenen Auflage. „Physics of the Air“ erschien zuerst im Jahre 1920 und wurde in den Jahren 1929 und 1940 revidiert. Dieses Buch fand besonders in den Vereinigten Staaten als ein Standardwerk der Meteorologie weite Verbreitung; es stammt noch aus jener Zeit, als es möglich war, die Meteorologie in ihrer Gesamtheit in einem einzigen Lehrbuch darzustellen.

Beim Durchlesen merkt man, welchen Aufschwung die Meteorologie seit 1940 genommen hat, ein Aufschwung, der sowohl auf die modernen verfeinerten Beobachtungsmethoden als auch auf die Vervollkommnung theoretischer Ansätze zurückzuführen ist. Diese in den letzten 25 Jahren gewonnene Erweiterung unserer Erkenntnisse über die Atmosphäre fehlt naturgemäß in HUMPHREYS Buch. Obwohl recht ausführlich auf die atmosphärischen Zirkulationen eingegangen wird, wird man z. B. vergeblich nach den heute geläufigen Begriffen jet-stream und Vorticity suchen. So ist es auch nicht verwunderlich, daß einige Ausführungen z. B. über die Dynamik der Atmosphäre überholt sind.

Sieht man von diesem Mangel ab, so bleibt ein Buch, aus dem sich auch heutzutage großer Nutzen ziehen läßt; sind doch hier eine Fülle von Informationen über die atmosphärischen Phänomene zusammengetragen, die man sonst mühsam einzelnen Spezialwerken entnehmen muß. HUMPHREYS bemüht sich um eine recht eingehende und außergewöhnlich detaillierte Beschreibung und Erklärung der physikalischen Zusammenhänge, unterstützt durch eine Fülle von Abbildungen und Tabellen.

Das über 600 Seiten starke Buch besteht aus fünf Kapiteln. Kapitel I, welches etwas mehr als die Hälfte einnimmt, behandelt die Mechanik und Thermodynamik der Atmosphäre; es umfaßt ein Gebiet, welches normalerweise in meteorologischen Lehrbüchern bearbeitet wird. Man findet hier die Unterabschnitte: Aufbau der Atmosphäre, Statik, Thermodynamik, Strahlung, Zirkulationen, Kondensation, Verdampfung usw.

Das Kapitel II setzt sich mit der atmosphärischen Elektrizität und mit den Polarlichtern auseinander und ist sehr kurz gehalten (20 Seiten), da zu jener Zeit hierüber verhältnismäßig wenig bekannt war.

Ebenfalls auf 35 Seiten recht kurz behandelt ist im Kapitel III das Thema Akustik, welches die dynamischen Hintergründe der Schallausbreitung in der Atmosphäre und eine Beschreibung der natürlichen Schallquellen bringt.

Recht umfangreich ist hingegen das Kapitel IV über die atmosphärische Optik, das auch heute noch modern ist. Hier werden auf 120 Seiten die Phänomene der Refraktion, Reflexion, Diffraction, Streuung, Polarisation usw. des sichtbaren Lichtes ausführlich beschrieben und abgeleitet.

Das Buch endet im Kapitel V mit einer 60 Seiten umfassenden Diskussion über Klimaänderungen und ihre möglichen Ursachen.

Der Dover Ausgabe vorangestellt ist ein kurzer, HUMPHREYS Werk würdiger Aufsatz von Professor JULIUS LONDON, welcher mit dem Satz, dem auch der Rezensent beipflichten möchte, endet: „Its reprinting should be welcomed not only by the many old friends but also by the large number of 'new generation' meteorologists who might otherwise have missed this classic textbook.“

GÜNTER FISCHER



Seismik

Seeseismik

Gravimetrie

Aero-Magnetik

Geo-Elektrik

Sondermessungen

Das führende Unternehmen für geophysikalische Untersuchungen

Wollen Sie mitarbeiten?

Wir suchen Geophysiker, Geologen, Physiker,
Mathematiker, Akademiker und Ingenieure verwandter
Fachrichtungen

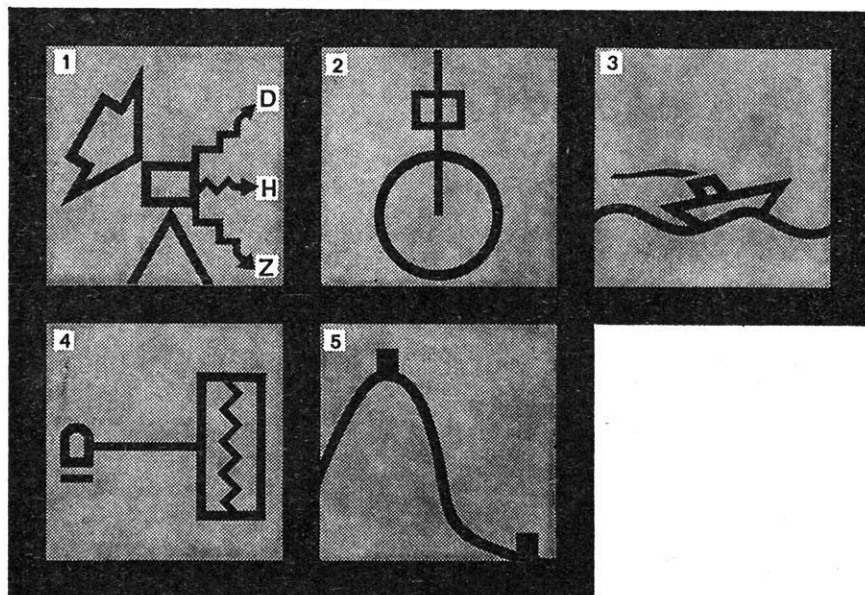


Gesellschaft für praktische Lagerstättenforschung GmbH
3 Hannover 1 · Postfach 4767 · Ruf: 8 07 21 · Telex: 0922847



CONTI ELEKTRO
ASKANIA-WERKE
BERLIN-MARIENDORF

ASKANIA INSTRUMENTE VON WELTRUF



1 Registrierung der Variationen der erdmagnetischen Komponenten D, H und Z - **Askania-Variograph Gv 3**

2 Magnet - Faden - Torsionskreis, die klassisch einfache Meßmethode - **Askania-Torsionsmagnetometer Gfz, Gfz/M und Gfh**

3 Zuverlässig auch bei Vertikalbeschleunigungen von 200 000 mgal und mehr - **Askania-Seegravimeter nach Graf**

4 Getrennte Aufstellung von Magnetometer und Schreiber - **Askania-Magnetograph Gm 1**

5 Schnelle Höhenmessungen auf ± 10 bis 30 cm genau - **Askania-Mikrobarometer Gb 5**

4-319

Nähere Informationen durch **CONTI ELEKTRO ASKANIA-WERKE** Berlin 42
CONTINENTAL ELEKTROINDUSTRIE AKTIENGESELLSCHAFT · DÜSSELDORF

CONTI ELEKTRO



SCHORCH



VOIGT & HAEFFNER · SCHORCH-WERKE · ASKANIA-WERKE · KABELWERK VOHWINKEL