

1 Z 22174 F

Januar

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 32

1966

Heft 1



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

INHALTSVERZEICHNIS

BOSUM, W./ HAHN, H.: Diagrams for the computation of magnetic field components, for their transformation into one another and for their upward continuation (two-dimensional case)	1
FRÖLICH, F. und H. LÖFFLER: Einflüsse auf die Korundtyp-Wechselwirkungen im System Hämatit-Ilmenit	26
SCHNEIDER, G., MÜLLER, ST. und L. KNOPOFF: Gruppengeschwindigkeitsmessungen an kurzperiodischen Oberflächenwellen in Mitteleuropa	33
Briefe an den Herausgeber	58
Buchbesprechungen	61

Dem Heft liegt ein Prospekt vom Umschau-Verlag, Frankfurt a. M., bei.

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 numerieren 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. 55983

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

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

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

Printed in Germany



PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1966

Diagrams for the computation of magnetic field components, for their transformation into one another and for their upward continuation (two-dimensional case)

By W. BOSUM, Hannover¹⁾ with contributions of A. HAHN, Hannover²⁾

Eingegangen am 1. März 1965

Summary: Diagrams for computing magnetic field components of two-dimensional bodies have already been designed by various authors. Some of the better known ones are here compiled in extended forms and under uniform aspects, under special consideration of their suitability for the calculation of ΔT -anomalies. These diagrams represent contour maps in a vertical plane above different types of bodies. In detail, these bodies are the thick and thin layer and the circular cylinder. Additionally, any arbitrary cross section limited by polygons can be formed by combination of appropriate thick layers. Moreover, it is demonstrated how diagrams permitting the field computation of the thick and thin layer can also be utilized for the transformation of the single field components of two-dimensional anomalies into one another and for their upward continuation.

Zusammenfassung: Diagramme zur Berechnung der magnetischen Feldkomponenten zweidimensionaler Körper wurden schon von verschiedenen Autoren entworfen. Einige der bekannten werden hier mit erweiterten Diagrammen unter einheitlichen Gesichtspunkten zusammengestellt unter besonderer Berücksichtigung ihrer Anwendung auf die Berechnung von ΔT -Anomalien. Diese Diagramme stellen Isanomalienpläne in einer vertikalen Ebene über verschiedenen Körpertypen dar. Im einzelnen sind diese die planparallele dicke und dünne Platte sowie der Kreiszyylinder. Durch Kombination von geeigneten dicken Platten läßt sich außerdem jeder beliebige, durch Poligone begrenzte Querschnitt bilden. Weiter wird gezeigt, daß die Diagramme, die die Feldberechnung der dicken und der dünnen Platte erlauben, auch zur Umrechnung der einzelnen Feldkomponenten zweidimensionaler Anomalien ineinander und zu ihrer Feldfortsetzung nach oben verwendet werden können.

1. Introduction

Isolated magnetic anomalies of smooth shape are generally interpreted by comparison to fields of homogeneous magnetized, simple bodies. Thereby it is of advantage to use the whole anomaly. In view of the multitude of occurring parameters, it is

¹⁾ Dr. WILHELM BOSUM, Bundesanstalt für Bodenforschung, Hannover-Buchholz, Alfred-Bentz-Haus.

²⁾ Dr. ALBRECHT HAHN, Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung, Hannover-Buchholz, Alfred-Bentz-Haus.

practical to choose, for such comprehensive interpretation, the indirect way, which means, a certain shape of the model body is assumed, its field is computed and compared to the measured anomaly. This method is advantageous in as much as detailed information can be obtained relative to shape and depth, possibly also to the magnetization of the body; at the same time, this comparison facilitates the direct recognition of the value of interpretation.

Contrasting this, in various direct interpretation methods, only single characteristic values, such as extreme and zero values, inclinations of tangents or model graphs are utilized; they provide fargoing presumptions as to the shape of bodies and their direction of magnetization. It remains open, though, what weight is to be attached to the information thus obtained.

With the abovenamed indirect evaluation method it is tried, step-by-step, to reduce the difference between measurement and computation, by altering the model body.

This process of approximation is continued, until the difference between measured and calculated values approaches the order of measuring errors or other uncertainties. Therefore, the accuracy of field computation is not required to be too perfect. The expenditure in time and work, however, should be kept as small as possible. This is especially easy with two-dimensional anomalies by employing suitable graphic methods.

In the following, a graphic method for the calculation of two-dimensional, magnetic model anomalies is described, that uses diagrams which are to be regarded as contour maps in a vertical plane above an inclined step, an infinite thick or thin layer or a cylinder. From a combination of inclined steps, any arbitrary cross-section, limited by polygons, can be formed¹⁾.

However, the diagrams here presented are not only applicable for calculating model anomalies but also for the transformation into one another of the different magnetic field components and for their upward continuation, both for the case of two-dimensional anomalies.

Two-dimensional field computations can also be applied in the approximate interpretation of arbitrary formed anomalies. In this way one often obtains important clues for the first draft of three-dimensional model bodies. It may further be kept in mind that according to a method specified by ROY and JAIN [11] finite anomalies can be transformed to two-dimensional ones, the interpretation of which would then lead to a cross section representative for the true three-dimensional body.

2. Description of diagrams

Diagrams for computing magnetic anomalies have already been given by several authors [1] [2] [4] [9]. They are based on two types of formula, the first of which has the following form:

$$F = K(p_1\varphi + p_2 \ln r_2/r_1) \quad (1)$$

F : magnetic field quantity; K, p_1, p_2 : constants; φ, r_1, r_2 : see Fig. 1

¹⁾ In more complicated forms of cross-sections it is often better to use graticules [6].

This formula leads to the diagram (Appx. 1) of the 2-dimensional broad vein or the inclined step respectively [2] [4]. For the broad vein is valid, f.i.

$$\varphi = \arctg \frac{t}{-x-a} - \arctg \frac{t}{-x+a}$$

$$r_1 = \sqrt{t^2 + (a+x)^2}$$

$$r_2 = \sqrt{t^2 + (a-x)^2}$$

$$\left. \begin{array}{l} p_1 = J_{II} \\ p_2 = J_I \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{Magnetization} \\ \text{parallel} \\ \text{the dip} \\ \text{vertical} \end{array}$$

$$K = 2 \sin \beta \quad (\text{see Fig. 1})$$

F in (1) then means the vertical component of the magnetic field intensity.

The two circular groups in Appx. 1 are yielded from (1) for $p_1 = 0$ and $K \cdot p_2 = 1$, or $p_2 = 0$ and $K \cdot p_1 = 1$, respectively. With an interpretation according to (1) with arbitrary ratios p_1/p_2 , the values of the one circular group must be multiplied with p_1 ,

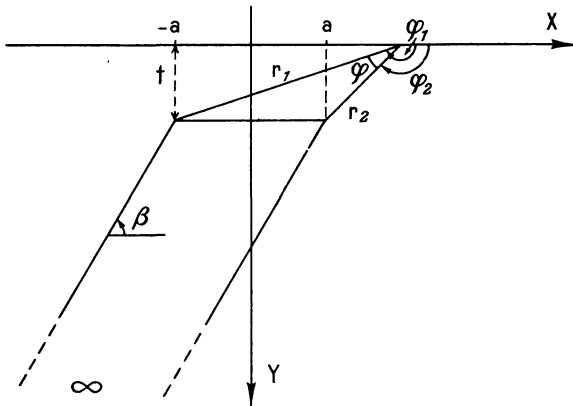


Fig. 1: See formula (1).

those of the other one with p_2 and then be added. For a graphical method this rule is a little complicated; therefore for 20 different ratios p_1/p_2 lying sufficiently close between 0 and infinite the sets of curves were constructed from the diagram of Appx. 1; they allow a direct reading of values from F to (1), under consideration of a factor. The Appx. 2–9 show some examples. For practical use, the diagrams have been transformed photographically to 20 different dimensions, with base lengths ($2a$ in Appx. 1) between 1 and 10 cm. Diagrams of uniform dimension were combined and arranged according to the ratio p_1/p_2 . The base length is taken from the model body.

The ratio p_1/p_2 is chosen in such a way as to attain the best conformity with the measured curve.

The second type of formula is the following:

$$F = K \frac{x \cos \varphi + y \sin \varphi}{x^2 + y^2} \quad (2)$$

F : magnetic field quantity; K : constant; x, y : coordinates (see Figs. 2 and 5).

With a corresponding meaning of the angle φ (see (12)), this formula represents, among others, the ΔZ -anomaly caused by a thin layer extending infinitely in depth.

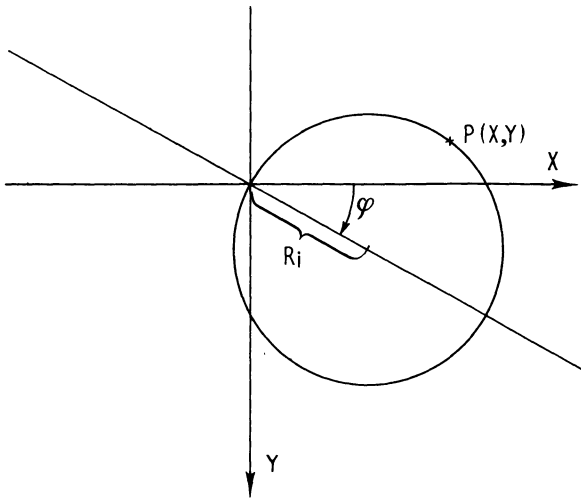


Fig. 2: See formula (2).

As is shown by BARANOV [1], the curves $F = \text{const.}$ are circles through the origin of coordinates. The centers of the circles lie on a straight line inclined at an angle φ with the positive x -axis.

The field quantity F is

$$F = \frac{K}{2 R_i}$$

R_i : Radius of the circle through the point $P(x, y)$ (see Fig. 2).

The diagram representing this type of formula is the wellknown chart by BARANOV (see Appx. 10).

The second type of formula is a limiting value of the first one, when $2a \ll \sqrt{x^2 + t^2}$, as can be concluded from para 4, p. 16.

All these diagrams permit the direct computation of the ΔZ , ΔH and ΔT -anomalies. The latter is derived from para 3.

Their application for the transformation of the field components into one another, also under simultaneous continuation upwards and for the upward continuation of one component is explained in the paragraphs 4 and 5.

3. Application of the diagrams for computing ΔT -anomalies

The measurement of the total field intensity T and interpretation of its anomalies ΔT becomes progressively more important, for one, by extensive airborne-magnetometer-surveys, for the other by the initiation of new-type magnetometers also in ground surveys, f.i. the proton-magnetometer and the Rb -magnetometer, which measure directly just the total field T .

The ΔT -anomaly is defined as difference between the quantity T of the existing field and the quantity T_0 of a regional field:

$$\Delta T = \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2} - \sqrt{X_0^2 + Y_0^2 + Z_0^2} \quad (3)$$

$X, Y, Z; X_0, Y_0, Z_0$: Components of the field or of the regional field, respectively.

This expression can be simplified if at the same time¹⁾

$$\Delta X = X - X_0 \ll X_0$$

$$\Delta Y = Y - Y_0 \ll Y_0$$

$$\Delta Z = Z - Z_0 \ll Z_0$$

In this case is

$$\Delta T = \sqrt{(X_0 + \Delta X)^2 + (Y_0 + \Delta Y)^2 + (Z_0 + \Delta Z)^2} - \sqrt{X_0^2 + Y_0^2 + Z_0^2}$$

from which follows, under neglect of the quadratic terms $\Delta X^2, \Delta Y^2, \Delta Z^2$:

$$\Delta T = \sqrt{X_0^2 + Y_0^2 + Z_0^2} \sqrt{1 + 2 \frac{X_0 \Delta X + Y_0 \Delta Y + Z_0 \Delta Z}{X_0^2 + Y_0^2 + Z_0^2}} - \sqrt{X_0^2 + Y_0^2 + Z_0^2}$$

The root

$$\sqrt{1 + 2 \frac{X_0 \Delta X + Y_0 \Delta Y + Z_0 \Delta Z}{X_0^2 + Y_0^2 + Z_0^2}}$$

is developed into a series up to the linear term and one obtains

$$\Delta T \approx \frac{X_0 \Delta X + Y_0 \Delta Y + Z_0 \Delta Z}{\sqrt{X_0^2 + Y_0^2 + Z_0^2}} \quad (4)$$

¹⁾ These presumptions shall permanently be valid in the following.

This, however, is the scalar product of the vectors $\vec{T}_0 = \{X_0, Y_0, Z_0\}$ and $\vec{\delta T} = \{\Delta X, \Delta Y, \Delta Z\}$ divided by the modulus of the vector \vec{T}_0 ; it can be understood as projection of the anomaly vector $\vec{\delta T}$ in the direction of the regional field¹⁾.

In the two-dimensional case, the anomaly vector lies in a plane vertically to the strike of the anomaly, i.e. in the "normal plane". Its projection in the direction of the regional field is practically done in two steps:

1. A projection of the anomaly vector into the direction of the vector which results from a projection of the regional field into the normal plane.
2. A projection into the meridian plane of the regional field.

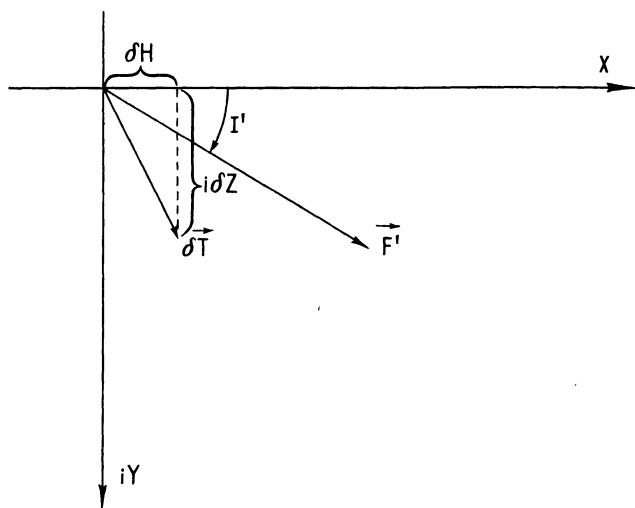


Fig. 3.

These projections take place in two planes vertical to each other. For describing the first one, the normal plane be regarded as a plane of complex numbers (Gauss plane). In Fig. 3, \vec{F}' means the projection of the vector of the regional field in the normal plane, I' the "apparent inclination" in this plane, and $\vec{\delta T}$ the anomaly vector.

¹⁾ In the following, a constant direction of the regional field is presumed. This means that the expansion of the anomaly to be interpreted must not be too great. However, in practice it was found that this is not an essential restriction, even not for airborne-magnetometer-surveys. Under this presumption, ΔT is a potential quantity.

The real axis lies horizontal and points to the northern semiplane; the imaginary axis points downwards. The anomaly vector δT looks in complex numbers as follows:

$\delta T = \delta H + i\delta Z$. δH : horizontal component of the magnetic anomalous field in the normal plane,

δZ : vertical component ΔZ of the magnetic anomalous field ($\delta Z = \Delta Z$).

Its projection towards \vec{F}' is

$$\Delta T^* = \text{Re}(\delta T e^{-iI'}) \quad (5a)$$

In model field computations, one obtains, by using complex numbers, directly $\overline{\delta T}$, the conjugate complex number to δT [4]. Introducing $\overline{\delta T}$ into the calculation, this yields, instead of (5a)

$$\Delta T' = \text{Re}(\overline{\delta T} e^{iI'}) \quad (5b)$$

whereby ΔT^* obviously is equal $\Delta T'$.

The second step, the projection into the meridian plane of the regional field, provides the quantity ΔT looked for. This projection is

$$\Delta T = \Delta T' \cos \psi = \text{Re}(\overline{\delta T} e^{iI'}) \cos \psi \quad (6)$$

ψ is the angle between the regional field vector and its projection in the normal plane; $\cos \psi$ results as scalar product of the unit vectors of the regional field ($\cos I, 0, \sin I$) and its projection in the normal plane ($\cos I' \cos \alpha, \cos I' \sin \alpha, \sin I'$), whereby α is the angle between meridian- and normal plane, to $\cos \psi = \cos I \cos I' \cos \alpha + \sin I \sin I'$.

From this is obtained, after several transformations and under use of the relation

$$\text{tg } I' = \frac{\text{tg } I}{\cos \alpha}$$

$$\begin{aligned} \cos \psi &= \sin I / \sin I' \\ &= \sqrt{\cos^2 \alpha \cos^2 I + \sin^2 I} \end{aligned} \quad (7)$$

To calculate the ΔT anomaly (6) of a body with arbitrary cross section F , we shall determine the complex anomaly $\overline{\delta T}$ in the normal plane. Thereby is valid [4]:

$$\overline{\delta T} = 2 M e^{iI'} \iint_F \frac{df}{z^2} = \delta H - i\delta Z \quad (8)$$

$$z = x - x_0 + i(y - y_0)$$

$$df = dx_0 dy_0 \quad (\text{see Fig. 4})$$

$$M = J \cos \psi. \quad (9)$$

M : Projection of the magnetization J in the normal plane

For a homogeneous magnetized thin layer, extending infinitely in depth, the integral (8) yields:

$$\frac{\delta T}{z} = 2 M e^{iY} \frac{b}{z} e^{i\beta} \quad (10)$$

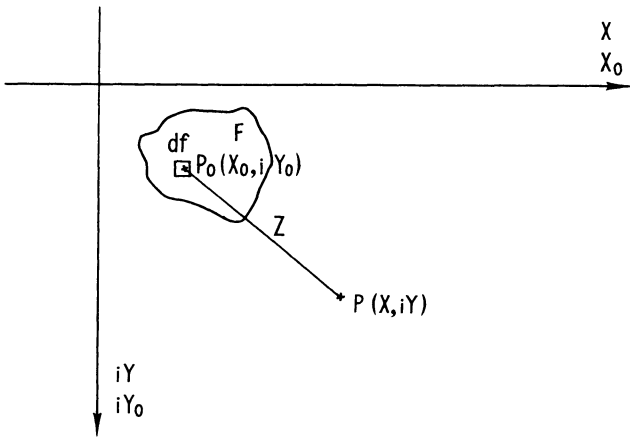


Fig. 4: See formula (8).

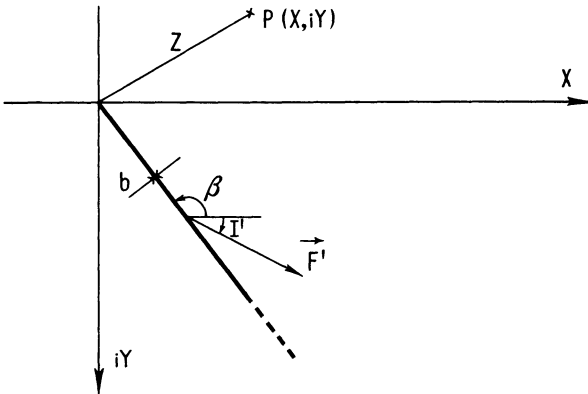


Fig. 5: See formula (10).

The symbols are explained in Fig. 5. The ΔT anomaly is to be obtained by inserting (10) in (6) under consideration of (9):

$$\begin{aligned} \Delta T &= \operatorname{Re} \left(2 b J \frac{e^{i(2I' + \beta)}}{z} \right) \cos^2 \psi \quad ^1) \\ &= 2 b J \cos^2 \psi \frac{x \cos(2I' + \beta) + y \sin(2I' + \beta)}{x^2 + y^2} \end{aligned} \quad (11)$$

For comparison, the wellknown formula for ΔZ be cited, which can be found as negative imaginary part of (10):

$$\Delta Z = 2 b J \cos \psi \frac{-x \sin(I' + \beta) + y \cos(I' + \beta)}{x^2 + y^2} \quad (12)$$

(11) and (12) are of the 2nd-type-formula (2) treated in para 2.

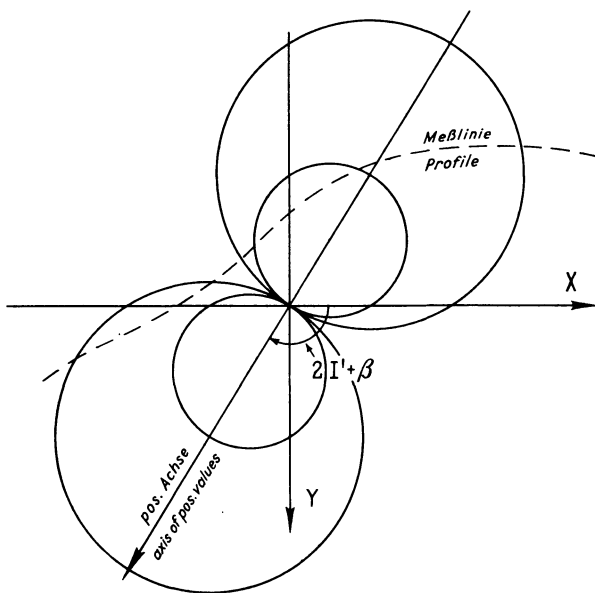


Fig. 6: The computation of the ΔT -anomaly of a thin layer according to (11).

For calculating the ΔT -anomaly of a thin layer according to (11), the diagram of Appx. 10 is plotted in such a way that its positive axis forms an angle $\varphi = 2I' + \beta$ with the positive x -axis (see Fig. 6), whereby the origin coincides with the top of the layer. The required values are read at the crosspoints of the circles with the measuring

¹⁾ Hereby it is assumed that the direction of the remanent magnetization in the normal plane corresponds to the direction of the regional field. Otherwise the exponential function gets the argument $I' + I_R' + \beta$, wherein I_R' is the angle which the resultant from induced and remanent magnetization forms in the normal plane with the horizontal x -axis.

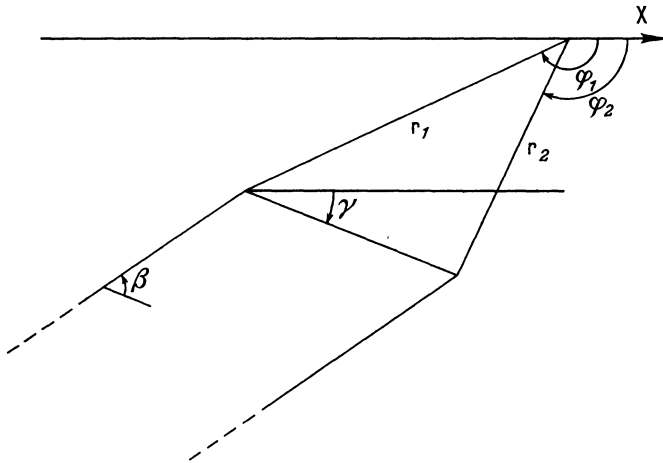


Fig. 7: See formula (13).

line (f.i. the surface) under consideration of the factor K in (2). For the calculation of ΔZ according to (12), the chart must be placed at an angle $\varphi = I' + \beta + \pi/2$.

For the general case of a broad layer that dips under the angle $(\beta - \gamma)$ and the upper face of which is inclined at an angle γ , one obtains as anomaly vector $\overline{\delta T}$ [4].

$$\overline{\delta T} = -2J \sin \beta \cos \psi e^{i(\beta - 2\gamma + I')} \ln \frac{r_2 e^{i\varphi_2}}{r_1 e^{i\varphi_1}} \quad (13)$$

Symbols see Fig. 7.

For ΔT therefore follows, according to (6).

$$\Delta T = -2J \sin \beta \cos^2 \psi \operatorname{Re} \left\{ e^{i(\beta - 2\gamma + 2I')} \ln \frac{r_2 e^{i\varphi_2}}{r_1 e^{i\varphi_1}} \right\} \quad (14)$$

$$\Delta T = -2J \sin \beta \cos^2 \psi \left[\cos(\beta + 2I' - 2\gamma) \ln \frac{r_2}{r_1} - \sin(\beta + 2I' - 2\gamma)(\varphi_2 - \varphi_1) \right] \quad (15)$$

ΔZ results as negative imaginary part of (13):

$$\Delta Z = 2J \sin \beta \cos \psi \left[\sin(\beta + I' - 2\gamma) \ln \frac{r_2}{r_1} + \cos(\beta + I' - 2\gamma)(\varphi_2 - \varphi_1) \right] \quad (16)$$

As a special case is obtained from (15) and (16) for $\gamma = 0$ the ΔT - or ΔZ -anomaly, respectively, for the broad vein with horizontal upper face.

The formulas (15) and (16) correspond to the first-type-formula in para 2, (1). Therefore, they can be evaluated with the charts described there.

Additionally may be regarded the anomaly of a circular cylinder which frequently is applied for the interpretation of magnetic measurements. For the anomaly vector $\overline{\delta T}$ is obtained [4]:

$$\overline{\delta T} = 2 \cos \psi J \frac{\pi R^2}{r^2} e^{i(I' - 2\varphi)} \quad (17)$$

(Symbols see Fig. 8). According to (6), therefore follows:

$$\Delta T = 2 \cos^2 \psi J \pi R^2 \frac{\sin(2\varphi - 2I' + \pi/2)}{r^2} \quad (18)$$

The ΔZ anomaly yields as negative imaginary part of (17) to

$$\Delta Z = 2 \cos \psi \cdot J \pi R^2 \frac{\sin(2\varphi - I')}{r^2} \quad (19)$$

The formulas (18) and (19) can be reduced to the expression

$$F = K \frac{\sin 2\varphi}{r^2} \quad (20)$$

whereby the constant factors form K and the coordinate system is inclined at an angle $(2I' - \pi/2)$, (I') respectively.

$$\frac{F}{K} = \frac{\sin 2\varphi}{r^2}$$

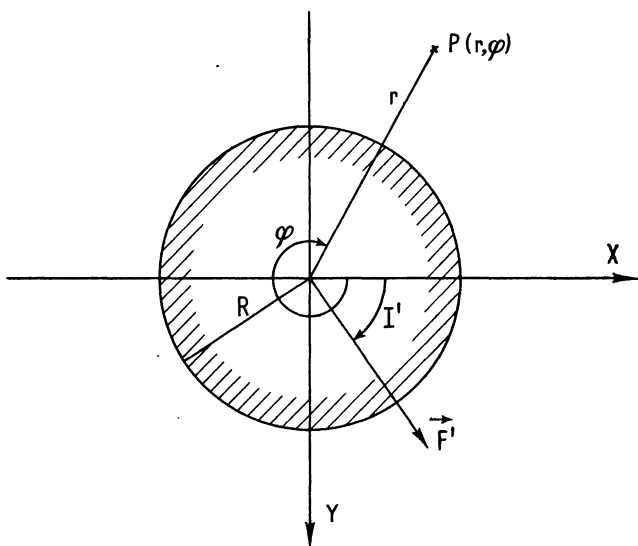


Fig. 8: See formula (17).

is plotted in Appx. 11 as contour map of the circular cylinder in a vertical plane. It has the shape of a four-leaved trefoil. The constant K results from comparing (18), (19) respectively, to (20). Thereby R has to be counted in the unit of the diagram. For determination of the ΔZ -anomaly, the x -axis of the diagram (Appx. 11) is placed at an angle $\varphi = I'/2$, for ΔT at an angle $\varphi = I' - \pi/4$.

Comparing in each case the expressions for ΔT and ΔZ in the above mentioned formulas (11) and (12), (15) and (16), (18) and (19), the following relation between ΔZ and ΔT is obtained:

$$\Delta T(I') = \cos \psi \cdot \Delta Z(2I' - \pi/2) \quad (21)$$

Under the above made presumptions for ΔT , this relation is valid for the two-dimensional case as has already been demonstrated by CHASTENET DE GERY and NAUDY [5]. It is very useful for the study of two-dimensional ΔT -anomalies, which according to that can be read as ΔZ -anomalies for a corresponding inclination, since one is accustomed to "think in ΔZ ".

4. The use of the diagrams for transforming the magnetic field components into one another

To transform the different field components into one another (two-dimensional case), it is recommendable to start from the result obtained at last, according to which $\Delta T(I')$ may be regarded as ΔZ for an inclination of $(2I' - \pi/2)$. (A similar result is obtained for δH .) Thus, all the transformations can be referred to the second boundary value problem of the potential theory (see Annex II).

At first, the calculation of ΔT from ΔZ be described. This can be best carried out according to (6) by using the relation $\overline{\delta T} = \delta H - i\Delta Z$. δH is determined according to Annex II from

$$\delta H = \frac{\partial \delta W}{\partial x} = -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{x-x_0}{(x-x_0)^2 + y^2} \Delta Z(x_0, 0) dx_0 \quad (22)$$

δW : magnetic potential.

From Annex I results ΔZ , if $u(x, y) = \Delta Z$ and $u(x_0, 0) = \Delta Z(x_0, 0)$, to

$$\Delta Z = -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{y}{(x-x_0)^2 + y^2} \Delta Z(x_0, 0) dx_0 \quad (23)$$

Then follows:

$$\begin{aligned} \Delta T &= \cos \psi \operatorname{Re} \{ \overline{\delta T} e^{iI'} \} \\ &= \cos \psi \operatorname{Re} \left\{ \left[-\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{x-x_0}{(x-x_0)^2 + y^2} \Delta Z(x_0, 0) dx_0 \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{i}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{y}{(x-x_0)^2 + y^2} \Delta Z(x_0, 0) dx_0 \right] \cdot e^{iI'} \right\} \end{aligned}$$

$$\Delta T(x, y) = \cos \psi \frac{1}{\pi} \left[-\cos I' \int_{-\infty}^{\infty} \frac{x-x_0}{(x-x_0)^2 + y^2} \Delta Z(x_0, 0) dx_0 - \sin I' \int_{-\infty}^{\infty} \frac{y}{(x-x_0)^2 + y^2} \Delta Z(x_0, 0) dx_0 \right] \quad (24)$$

On the other hand, the calculation of ΔZ from ΔT is carried out as follows:

Consider the given $\Delta T(I')$ as $\Delta Z(2I' - \pi/2) \cos \psi$, which with the help of (23) can be determined in the whole externally located source-free zone. From $\Delta Z(2I' - \pi/2) \cos \psi$ and $\delta H(2I' - \pi/2)$ that according to (22) is calculated from $\Delta Z(2I' - \pi/2) = \Delta T(I') \cdot 1/\cos \psi$, the anomaly vector

$$\overline{\delta T}(2I' - \pi/2) = \delta H(2I' - \pi/2) - i\Delta Z(2I' - \pi/2)$$

is obtained.

By transforming the coordinates follows

$$\overline{\delta T}(I') = \overline{\delta T}(2I' - \pi/2) e^{i(\pi/2 - I')}$$

Therefore, $\Delta Z(I')$, the negative imaginary part of $\overline{\delta T}(I')$, is:

$$\begin{aligned} \Delta Z(I') &= -Im \{ \overline{\delta T}(2I' - \pi/2) e^{i(\pi/2 - I')} \} \\ &= -Im \{ [\delta H(2I' - \pi/2) - i\Delta Z(2I' - \pi/2)] e^{i(\pi/2 - I')} \} \\ &= -[\delta H(2I' - \pi/2) \sin(\pi/2 - I') - \Delta Z(2I' - \pi/2) \cos(\pi/2 - I')] \end{aligned}$$

δH and ΔZ are substituted by (22) and (23) with

$$\Delta Z(x_0, 0) = \frac{\Delta T(I')}{\cos \psi}.$$

Thereby one obtains:

$$\Delta Z(x, y) = \frac{1}{\pi \cos \psi} \left[\cos I' \int_{-\infty}^{\infty} \frac{x-x_0}{(x-x_0)^2 + y^2} \Delta T(x_0, 0) dx_0 - \sin I' \int_{-\infty}^{\infty} \frac{y}{(x-x_0)^2 + y^2} \Delta T(x_0, 0) dx_0 \right] \quad (25)$$

(y is negative in (24) and (25)!))

The formulas (24) and (25) deal with the transformation of ΔZ into ΔT , vice versa respectively, under simultaneous continuation upwards. The transformation on the same level, i.e. for $y = 0$, results from (24) and (25) to

$$\Delta T(x, 0) = \cos \psi \frac{1}{\pi} \left[-\cos I' \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Delta Z(x_0, 0)}{x-x_0} dx_0 + \pi \sin I' \Delta Z(x, 0) \right] \quad (24a)$$

$$\Delta Z(x, 0) = \frac{1}{\pi \cos \psi} \left[\cos I' \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Delta T(x_0, 0)}{x-x_0} dx_0 + \pi \sin I' \Delta T(x, 0) \right] \quad (25a)$$

In the same way it is possible to obtain the formulas for the transformation of δH into ΔZ or ΔT and vice versa, which, however, are of little importance in practice.

To integrate the equations (24) and (25), let the continuous curve $\Delta Z(x_0, 0)$, $\Delta T(x_0, 0)$ respectively, be approached by a step polygon. One divides the curve into intervals $\Delta x_0 = x_{02} - x_{01}$ with constant values ΔZ_{x_0} , ΔT_{x_0} , respectively (according to the mean-value-theorem of integral calculus). The contribution of such an element to ΔT in $P(x, y)$, $d\Delta T$, is obtained from (24):

$$d\Delta T = \cos \psi \frac{1}{\pi} \cdot \Delta Z_{x_0} (\cos I' \ln r_2/r_1 + \sin I' \varphi) \quad (26)$$

(symbols see Fig. 9)

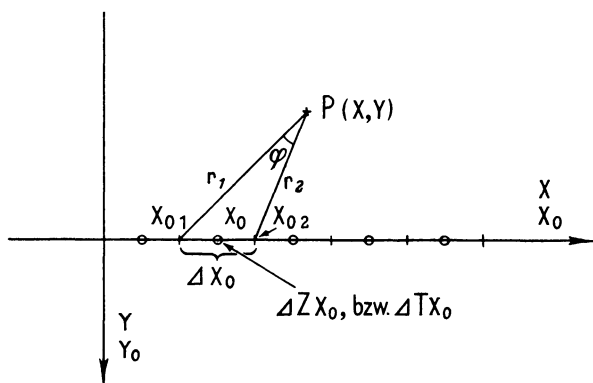


Fig. 9: See formula (26) and (27).

Likewise follows from (25):

$$d\Delta Z = \frac{1}{\pi \cos \psi} \Delta T_{x_0} (-\cos I' \ln r_2/r_1 + \sin I' \varphi) \quad (27)$$

Furthermore, for a transformation on the same level is obtained:

$$d\Delta T = \cos \psi \frac{1}{\pi} \Delta Z_{x_0} \cos I' \ln \left| \frac{x - x_{02}}{x - x_{01}} \right| \quad \text{für } x \neq x_0 \quad (26a)$$

$$d\Delta T = \cos \psi \cdot \Delta Z_x \cdot \sin I' \quad \text{für } x = x_0$$

$$d\Delta Z = \frac{1}{\pi \cos \psi} \Delta T_{x_0} \left[-\cos I' \ln \left| \frac{x - x_{02}}{x - x_{01}} \right| \right] \quad \text{für } x \neq x_0 \quad (27a)$$

$$d\Delta Z = \frac{1}{\cos \psi} \cdot \Delta T_x \cdot \sin I' \quad \text{für } x = x_0$$

The expressions ΔT and ΔZ are obtained by summing up the elements $d\Delta T$, $d\Delta Z$ respectively.

The formulas (26), (27), (26a) and (27a) belong to the first-type-formula (1) in para 2. So they can be evaluated with the help of the diagrams discussed there. The "base length" ($2a$) is equal to the interval Δx_0 , i.e. for instance, the measuring-point-distance. In any point $P(x_i, y_i)$ the values $d\Delta T$ ($d\Delta Z$) can be read, appropriately in each case, for one ΔZ_{x_0} (ΔT_{x_0}). The single $d\Delta T$ ($d\Delta Z$) are summed up and the result represents the required ΔT (ΔZ) value.

The formulas (26) and (27) can be simplified when the distance between the plotted point $P(x, y)$ and the corresponding interval is large compared with the interval length Δx_0 ¹⁾.

Let the term of the natural logarithm be considered first. For this is yielded:

$$A_1 = \ln r_2/r_1 = \ln \sqrt{\frac{(x-x_{02})^2 + y^2}{(x-x_{01})^2 + y^2}}$$

Substituting $x' + a = x - x_{01}$; $x' - a = x - x_{02}$; $2a$: interval length Δx_0 and putting $x' = x$, one obtains:

$$A_1 = \ln \sqrt{\frac{(x-a)^2 + y^2}{(x+a)^2 + y^2}} = \frac{1}{2} \ln \frac{1 - \frac{2ax}{x^2 + y^2 + a^2}}{1 + \frac{2ax}{x^2 + y^2 + a^2}}$$

For $\left| \frac{2ax}{x^2 + y^2 + a^2} \right| < 1$ A_1 is developed in a series:

$$A_1 = - \left\{ \frac{2ax}{x^2 + y^2 + a^2} + \frac{1}{3} \left(\frac{2ax}{x^2 + y^2 + a^2} \right)^3 + \frac{1}{5} \left(\frac{2ax}{x^2 + y^2 + a^2} \right)^5 + \dots \right\}$$

Under neglect of the higher terms of $\left| \frac{a}{\sqrt{x^2 + y^2}} \right|$ follows:

$$A_1 \approx - \frac{2ax}{x^2 + y^2} \quad (28)$$

The errors, thus arising, amount about 15% in maximum for $\left| \frac{2a}{y} \right| = 1$; 8% in maximum for $\left| \frac{2a}{y} \right| = \frac{2}{3}$; 4% in maximum for $\left| \frac{2a}{y} \right| = \frac{1}{2}$. Therefore, one can fargoing apply this approximation-formula in practice.

¹⁾ The interval length Δx_0 must be chosen in such a way that a suitable approximation of the measuring curve is attained by the help of discrete values. Therefore, the formulas (26) and (27), (26a) and (27a) respectively, can generally be applied for extended anomalies, whereas for limited ones the following is valid.

Consider now the expression

$$A_2 = \varphi = \text{arc tg} \frac{x - x_{02}}{y} - \text{arc tg} \frac{x - x_{01}}{y}$$

in (26) and (27). Making the substitution in the same way as mentioned above in A_1 , one obtains:

$$A_2 = \text{arc tg} \frac{x - a}{y} - \text{arc tg} \frac{x + a}{y} = -\text{arc tg} \frac{\frac{2a}{y}}{1 + \frac{x^2 - a^2}{y^2}}$$

This expression is developed in a series:

$$A_2 = - \left\{ \frac{\frac{2a}{y}}{1 + \frac{x^2 - a^2}{y^2}} - \frac{1}{3} \left(\frac{\frac{2a}{y}}{1 + \frac{x^2 - a^2}{y^2}} \right)^3 + \frac{1}{5} \left(\frac{\frac{2a}{y}}{1 + \frac{x^2 - a^2}{y^2}} \right)^5 - + \dots \right\}$$

If the higher terms of $\left| \frac{a}{\sqrt{x^2 + y^2}} \right|$ are neglected, one gets

$$A_2 \approx -\frac{2ay}{x^2 + y^2} \quad (29)$$

The errors made by this neglect are to be found in the same order of magnitude as those for A_1 , mentioned above.

By inserting (28) and (29) into (26) and (27) follows:

$$d\Delta T \approx -\cos \psi \frac{2a}{\pi} \Delta Z_{x0} \frac{x \cos I' + y \sin I'}{x^2 + y^2} \quad (30)$$

$$d\Delta Z \approx \frac{1}{\cos \psi} \frac{2a}{\pi} \Delta T_{x0} \frac{x \cos I' - y \sin I'}{x^2 + y^2} \quad (31)$$

The formulas (30) and (31) correspond to the second-type-formula (2) in para 2. Therefore, for computing them, BARANOV'S diagram can be applied. In (30), the angle of the positive diagram-axis against the positive x -axis results to I' .

K from (2) is:

$$K = -\cos \psi \cdot \frac{2a}{\pi} \cdot \Delta Z_{x0}.$$

(see Fig. 10).

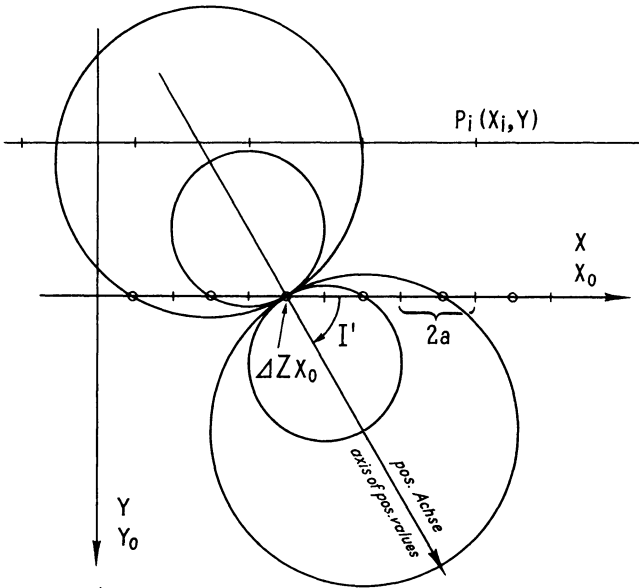


Fig. 10: The application of BARANOV's diagram for the transformation of ΔZ in ΔT .

In any points $P_i(x_i, y_i)$, the values $d\Delta T$ are read for one ΔZ_{x_0} in each case. After this has been carried out with all ΔZ_{x_0} , the single $d\Delta T$ in the points $P_i(x_i, y_i)$ are added and result in the required ΔT . Thus a transformation of ΔZ into ΔT under simultaneous continuation upwards can be carried out in a very short time.

To compute (31), the positive diagram-axis must be placed at an angle $-I'$ against the positive x -axis. The constant K results from comparing (31) with (2).

5. The application of the diagrams for the upward continuation

The upward continuation of a potential quantity $u(x, y)$ is obtained by solving the first boundary value problem of the potential theory, if this quantity is known on a closed curve (two-dimensional case). In Annex I, the problem's solution is developed to the formula:

$$u(x, y) = -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{y}{(x-x_0)^2 + y^2} u(x_0, 0) dx_0 \quad (32)$$

The values $u(x_0, 0)$ are given on a straight-line, in this special case on the x -axis. Considering elements dx_0 , for which in each case $u(x_0, 0)$ may be regarded as a constant (in accordance with the mean value theorem of integral calculus), one can

solve the integral (32) and will obtain for one element

$$\begin{aligned} du(x, y) &= \frac{1}{\pi} u(x_0, 0) \left[\text{arc tg} \frac{x-x_{02}}{y} - \text{arc tg} \frac{x-x_{01}}{y} \right] \\ &= \frac{1}{\pi} u(x_0, 0) \varphi \end{aligned} \quad (33)$$

(Symbols see Fig. 9)

Equation (33) corresponds to the first term of the first-type-formula dealt with in para 2. It can, therefore, be computed with the help of the diagram in Appx. 1 by only using the circles of the angular function $\varphi = \text{const}$. Obviously, also the diagram of BARANOV can be applied if the space of the upward continuation is large compared to the interval length (dx_0). Then the angular function φ can be developed according to (29) ($A_2 = \varphi$).

6. An illustrative description of the formulas for the field-transformation and the upward continuation

The necessary considerations to be carried out, if the above discussed diagrams are applied, can be facilitated by illustrative descriptions of the single formulas. For this purpose, they are reduced to known ones. Thus, also qualitative estimations can be given rapidly as to the changes of the profile's shape that result from the corresponding operations.

The calculation of ΔT from ΔZ at a simultaneous upward continuation can be considered as the calculation of the ΔZ field of the semifinite plane (see Fig. 11). This is subdivided into laminations, the magnetization I of which is proportional to the

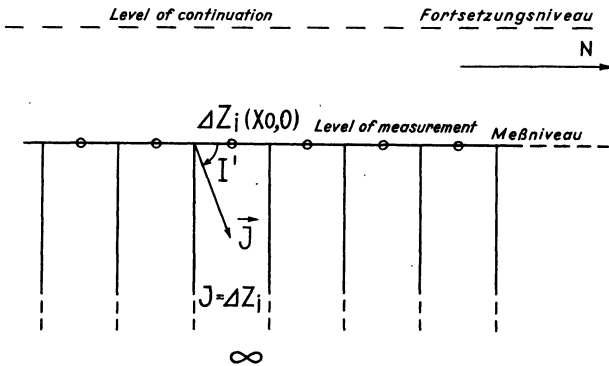


Fig. 11: Model for the transformation of ΔZ in ΔT .

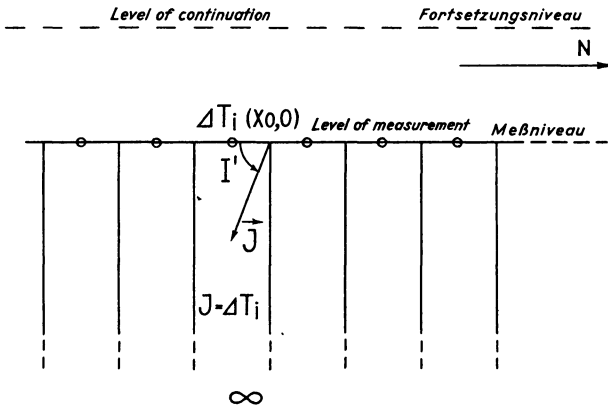


Fig. 12: Model for the transformation of ΔT in ΔZ .

field values $\Delta Z_i(x_0, 0)$ given there. The direction of this magnetization is equal to the apparent inclination I' .

The same is valid for the transformation of ΔT into ΔZ at a simultaneous upward continuation, with the only exception that the direction of the magnetization amounts $(180^\circ - I')$. (See Fig. 12.)

The upward continuation of a potential quantity corresponds to a calculation of the ΔZ field above the semifinite plane, the laminations of which possess a vertical magnetization.

Annex

I. The upward continuation of a field quantity (potential quantity)

The upward continuation of a field quantity refers to the first boundary value problem of the potential theory. It states that a potential quantity $u(x, y)$, which on a closed curve s (two-dimensional case) is given as $u(s)$, can be determined in the whole external zone free of sources as:

$$u(x, y) = -\frac{1}{2\pi} \int_s \left(\frac{\partial G}{\partial n} \right)_s u(s) ds$$

Here n denotes the direction of the normal on s , positively reckoned out of the source-free zone. G is the GREEN'S function of the first kind and is defined as follows:

$\Delta G = 0$ within the zone of the closed curve s

$G = 0$ on s

$\lim G \rightarrow \ln 1/r$ in the vicinity of the sources (r : distance from the source).

In the two-dimensional case, one can, for determining the function G , apply the results of the theory of complex functions. This says that the GREEN'S function of the first kind is given by the negative natural logarithm of the modulus of the conformal transformation, which transforms the corresponding zone on the circle of unit radius [3].

If, for instance, the GREEN'S function for the horizontal measuring-plane (strictly speaking for the x -axis) is required, one starts from the transformation of the upper (in this case "negative") semiplane of the GAUSS plane on the circle of unit radius:

$$w = \frac{z - z_0}{-z + \bar{z}_0} \quad \begin{array}{ll} z = x + iy & \text{coordinate of the plotted point} \\ z_0 = x_0 + iy_0 & \text{coordinate of the source} \\ \bar{z}_0 = x_0 - iy_0 & \text{conjugated complex number of } z_0 \end{array}$$

From this follows:

$$\begin{aligned} G &= -\ln \left| \frac{z - z_0}{-z + \bar{z}_0} \right| \\ &= -\ln \sqrt{\frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{(x - x_0)^2 + (y + y_0)^2}} \\ \left(\frac{\partial G}{\partial n} \right)_s &= \left(\frac{\partial G}{\partial y_0} \right)_{y_0=0} = \frac{2y}{r^2} \quad r = \sqrt{(x - x_0)^2 + y^2} \end{aligned}$$

Thus one obtains:

$$u(x, y) = -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{y}{r^2} u(x_0, 0) dx_0$$

II. The transformation of different field quantities (potential quantities) into one another

The transformation of different magnetic field components into one another refers to the second boundary value problem of potential theory. It says that the potential in the whole external zone free of sources can be computed, if the derivative of a potential quantity in the direction of the normal (for instance ΔZ , see below) on a closed curve s is given (two-dimensional case) and if the GREEN'S function of second kind G is known, which shows the following features:

$$\Delta G = 0 \text{ in the source-free zone}$$

$$\frac{\partial G}{\partial n} = 0 \text{ on } s$$

$\lim G \rightarrow \ln 1/r$ in the vicinity of the sources (r : distance from the source)

The potential δW is then calculated from:

$$\delta W = \frac{1}{2\pi} \int_s G_s \left(\frac{\partial \delta W}{\partial n} \right)_s ds$$

n : direction of the normal, positively reckoned outwards

Let the boundary values of ΔZ be given on a straightline, the x -axis. In this case, the GREEN'S function of the second kind is:

$$G = \ln 1/r + \ln 1/r'$$

$r' = (x - x_0)^2 + (y + y_0)^2$ Distance between the plotted point and the reflected source at the x -axis

$r = (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2$ Distance between the plotted point and the source

Then follows:

$$G_s = G_{y_0=0} = -2 \ln \sqrt{(x - x_0)^2 + y^2}$$


For δW , the magnetic potential in the case under consideration, one obtains:

$$\delta W(x, y) = -\frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \ln \sqrt{(x - x_0)^2 + y^2} \Delta Z(x_0, 0) dx_0$$

References

- [1] BARANOV, V.: Charts for the calculation and interpretation of magnetic anomalies and examples of application. Compagnie Générale de Géophysique, Paris (1954).
- [2] BENTZ, A.: Lehrbuch der angewandten Geologie, Band I, S. 485—573, Abschn. 4.2 Geomagnetik, Enke, Stuttgart 1961.
- [3] BIEBERBACH, L.: Einführung in die Funktionentheorie. Bielefeld 1952.
- [4] BOSUM, W.: Erdmagnetische Messungen im Deckdiabasgebiet der Dillmulde und ihre Auswertung. Zeitschr. f. Geophys., 26, 1960, S. 144—157 und 177—216.
- [5] Chastenet de Géry, J. & NAUDY, H.: Geophys. Prospecting, 5, 1957.
- [6] HELBIG, K.: Geophys. Prospecting, 12, 1964, S. 147—169.
- [7] HENDERSON, R. G., und I. ZIETZ: The upward continuation of anomalies in total magnetic intensity fields. Geophysics 14, 1949, S. 517—534.
- [8] JUNG, K.: Direkte Methoden zur Bestimmung plattenförmiger Störungskörper aus ihren erdmagnetischen Anomalien. Geofis. pura e applicata, 11, 1948, S. 1—26.

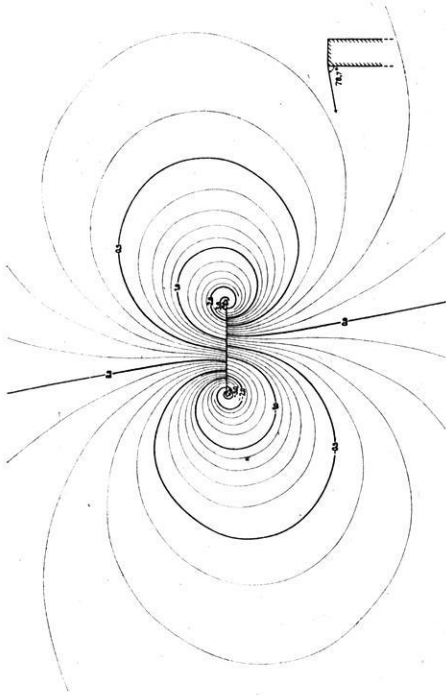
- [9] KOLJUBAKIN, V. V., und M. I. LAPINA: Trudy Inst. Fig. Zemli Akad. Nauk SSSR Nr. 13, 1960.
- [10] PETERS, L. J.: The direct approach to magnetic interpretation and its practical application. Geophysics 14, 1949, S. 290—320.
- [11] ROY, A., und S. JAIN: A simple integral transform and its application to some problems in geophysical interpretation. Geophysics 26, 1961, S. 229—241.
- [12] SOMMERFELD, A.: Vorlesungen über theoretische Physik, Bd. III und VI, Dieterich'sche Verlagsbuchh. Wiesbaden.
- [13] WANGERIN, A.: Theorie des Potentials und der Kugelfunktionen. Sammlung Schubert LVII und LIX. Berlin und Leipzig 1922 und 1921.

Annex: Appx. 1—11 (Diagram) 

„Auf Wunsch können großformatige Pausen der Diagramme Appx. 1—11 durch die Autoren bezogen werden.“

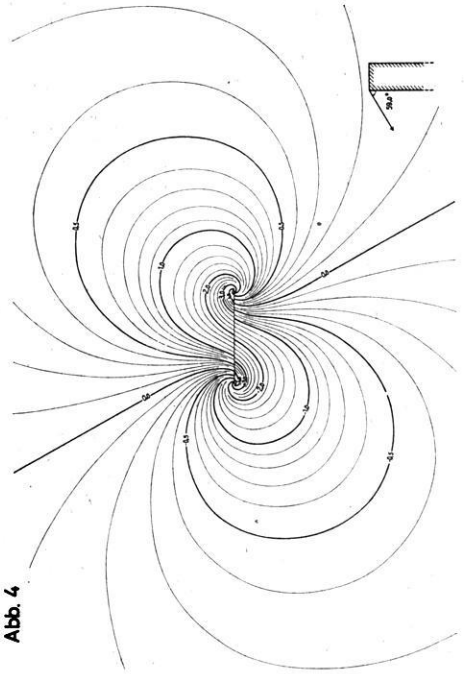
„Large-scale diagrams Appx. 1—11 can on request be obtained from the authors.“

Abb. 2



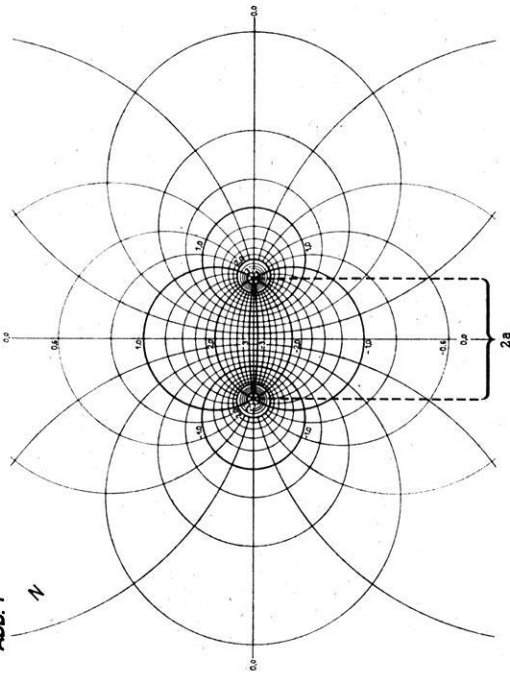
Appx. 2: Diagram of formula (1). $p_1/p_2 = 2:10$.

Abb. 4



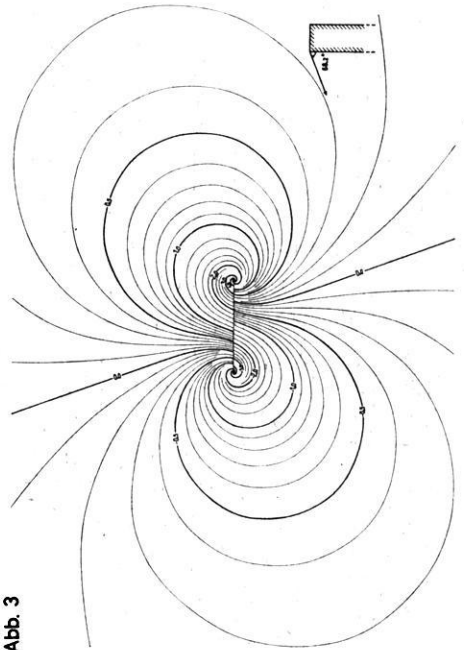
Appx. 4: Diagram of formula (1). $p_1/p_2 = 6:10$.

Abb. 1



Appx. 1: Circle diagram of formula (1).

Abb. 3



Appx. 3: Diagram of formula (1). $p_1/p_2 = 4:10$.

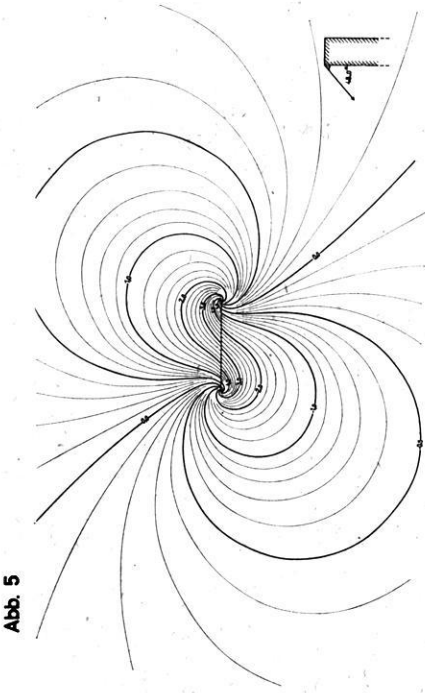


Abb. 5

Appx. 5: Diagram of formula (1). $p_1/p_2 = 9:10$.

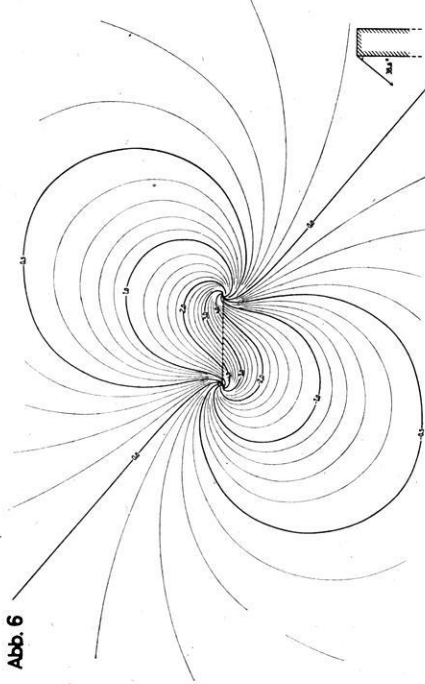


Abb. 6

Appx. 6: Diagram of formula (1). $p_1/p_2 = 10:8$.

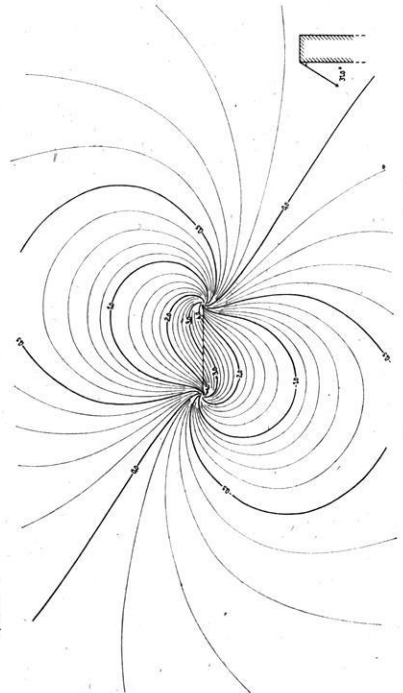


Abb. 7

Appx. 7: Diagram of formula (1). $p_1/p_2 = 10:6$.

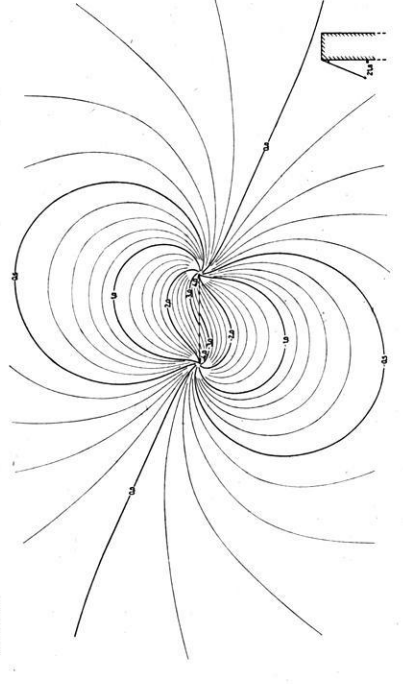


Abb. 8

Appx. 8: Diagram of formula (1). $p_1/p_2 = 10:4$.

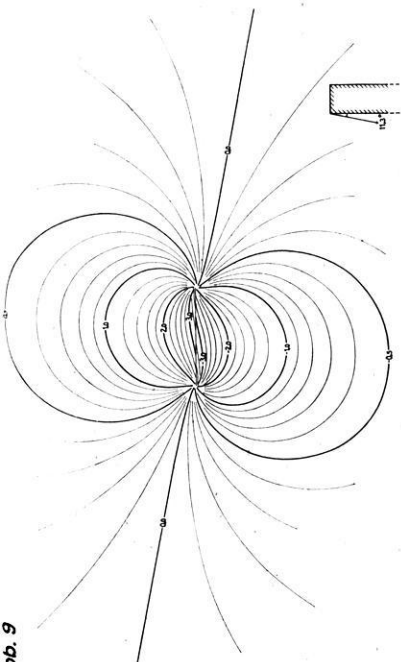
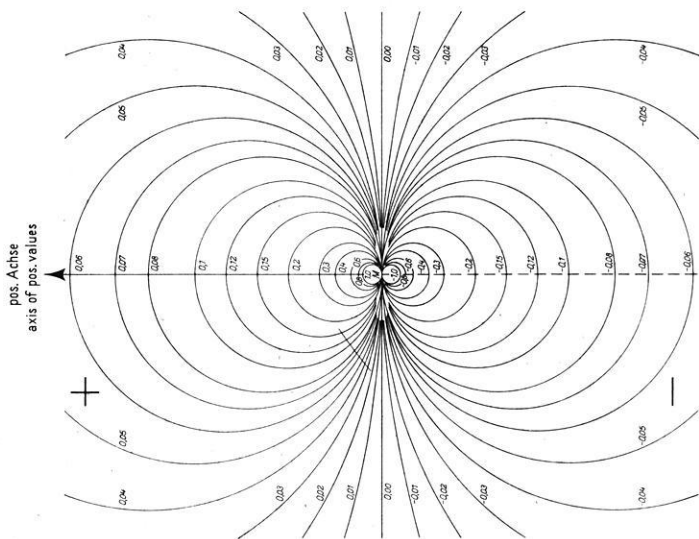


Abb. 9

Appx. 9: Diagram of formula (1). $p_1/p_2 = 10:2$.

Abb. 10



Appx. 10: BARANOV'S diagram of formula (2).

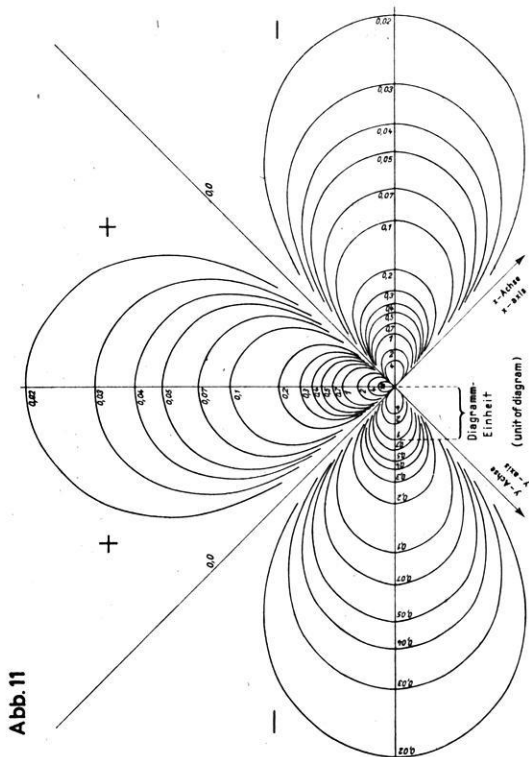


Abb. 11

Appx. 11: Diagram for the calculation of the magnetic field components of the two-dimensional horizontal cylindrical magnet.

Einflüsse auf die Korundtyp-Wechselwirkungen im System Hämatit-Ilmenit

Von F. FRÖLICH und H. LÖFFLER, Potsdam¹⁾

Eingegangen am 23. April 1965

Zusammenfassung: Ergänzend zu den vorausgegangenen Untersuchungen (STILLER, FRÖLICH 1963, 1964) über die Abnahme der NÉEL-Temperaturen in diesem Korundtypstrukturbereich, werden nachstehend die Entstehungsbedingungen der superexchange Mechanismen diskutiert, speziell im Hinblick auf die komplexe Situation der order-disorder self reversals.

Summary: Supplementary to the preceding papers (STILLER, FRÖLICH 1963, 1964) on changes in NÉEL-temperatures within the hematite-ilmenite system, the formation conditions for superexchange interactions are discussed in the following, especially with regard to the complex situation of order-disorder self reversals.

Die Gittersituation des Hämatit in Richtung der Symmetrieachse (111) und längs der Netzebenen (111)²⁾, wird von Abb. 1 wiedergegeben; die Wechselwirkungssituation charakterisiert Abb. 2. In letzterer sind nur die Anionen (A) durch Kreise gekennzeichnet (und zwar oberhalb der Betrachtungsbasis m schraffiert, unterhalb unshraffiert), während die Kationenplätze (über bzw. unter den drei Bezugsebenen o, m, u) durch Punkte angedeutet sind. Der Vergleich der beiden Darstellungen (Abb. 1, 2) macht die gegebenen Verhältnisse leicht überschaubar.

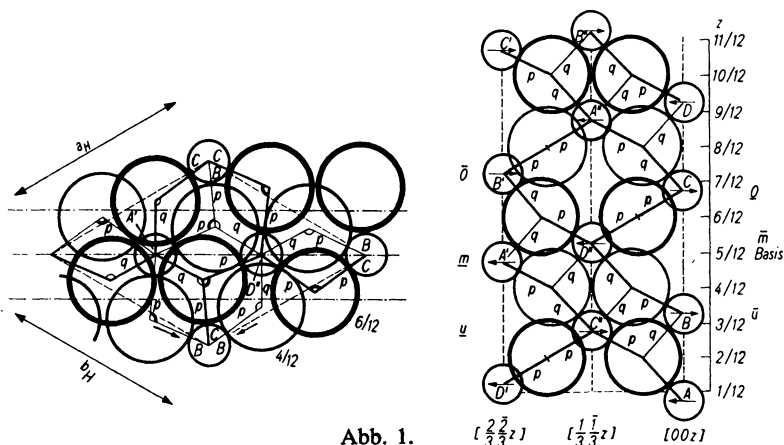
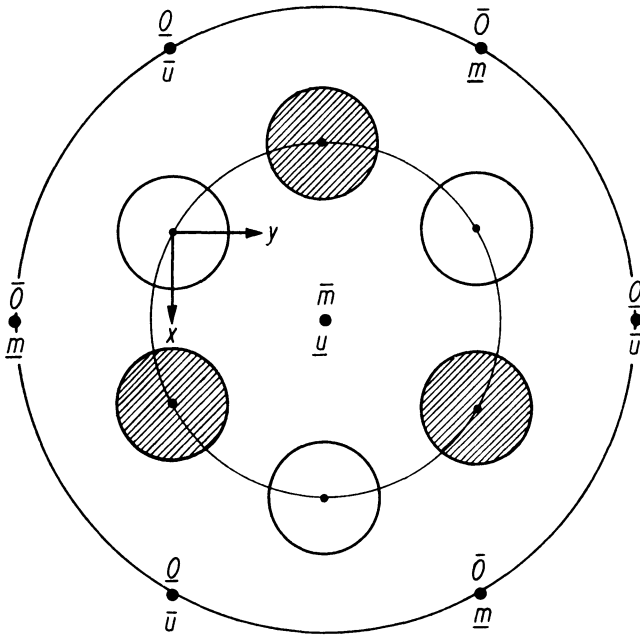


Abb. 1.

¹⁾ Dr. habil. Dr. Friedrich FRÖLICH, Geomagnetisches Institut Potsdam, Mitt. Nr. 198.
 Dr. Hans LÖFFLER, jetzt Pädagogisches Institut Halle/Saale.
²⁾ in rhomboedrischer Indizierung.



Wechselwirkungen.		Abstände:	Winkel:
*)	$\bar{m} - A - \underline{m}$ ← ←	$\begin{Bmatrix} p, q \\ q, p \end{Bmatrix}$	$94^{\circ}20'$
*)	$\bar{m} - A - \underline{u}$ ← →	q, q	$88^{\circ}23'$
*)	$\bar{m} - A - \bar{u}$ ← →	q, p	$132^{\circ}41'$
*)	$\bar{m} - A - \bar{O}$ ← →	p, q	$132^{\circ}41'$
*)	$\bar{m} - A - \bar{Q}$ ← →	p, p	$116^{\circ}59'$

*) einfach *) zweifach *) dreifach

Abb. 2: Wechselwirkungsschema.

Für die Entstehung indirekter Wechselwirkungen (und nur solche sind ja bekanntlich hier möglich) sind:

1. die Aufspaltung des kationaren 3d-Zustandes infolge der Störung durch die Gitternachbarn,
2. die 3d-Besetzung und
3. der 2p-Zustand der Anionen entscheidend.

Für Punkt 3 ist hierbei Bedingung, daß ein angeregter anionarer Zustand vorliegt, dessen Extrema auf die vier benachbarten Kationen gerichtet sind, da anderenfalls auch keine indirekten Wechselwirkungen entstehen könnten.

Bezogen auf das in Abb. 2 eingetragene Koordinatensystem setzt diese Bedingung folgende Kombinationen der $2p$ -Funktionen voraus:

$$\begin{aligned} p_x + p_y - p_z &\rightarrow \text{Kation } \underline{u} \\ p_x + p_y + p_z &\rightarrow \text{Kation } \underline{m} \\ -p_x \quad -p_z &\rightarrow \text{Kation } \overline{u} \\ p_x - p_y + p_z &\rightarrow \text{Kation } \overline{m} \end{aligned}$$

Aussagen über die Besetzung des kationaren $3d$ -Zustandes sind aus der Wertigkeit und dem vorherrschenden Bindungstyp (unter Berücksichtigung der HUNDSchen Regel) zu erhalten.

Die Aufspaltung im Gitterverband schließlich ergibt sich nach der von BETHE und WIGNER eingeführten gruppentheoretischen Methode aus der Symmetrie der Kationenumgebung, d. h. des Körpers, den die nächsten Nachbarn aufspannen. Im vorliegenden Fall bilden die sechs umgebenden Anionen ein (geringfügig verzerrtes) Oktaeder mit einem Höhe/Kanten-Verhältnis von 1,58 (gegenüber 1,62 im Regelfall).

Die gruppentheoretischen Untersuchungen zeigen nun, daß die $3d$ -Funktionen in zwei Gruppen ($3d_I$, $3d_{II}$) aufspalten. Die Extrema (nur Winkelanteile werden diskutiert) weisen bei Gruppe I auf die Oktaederecken, d. h. auf die Anionennachbarn, bei Gruppe II auf die Mitten der oktaedrischen Begrenzungsflächen.

Für Gruppe I lauten die Funktionen (im Winkelanteil):

$$\begin{aligned} \Psi_I^{(1)} &\sim \frac{z^2 - y^2}{r^2} \\ \Psi_I^{(2)} &\sim \frac{z^2 - x^2}{r^2} \end{aligned}$$

und für Gruppe II:

$$\begin{aligned} \Psi_{II}^{(3)} &= \frac{1}{\sqrt{3}} \{ \Psi_{3d}^{yz} + \Psi_{3d}^{zx} + \Psi_{3d}^{xy} \} \\ \Psi_{II}^{(4)} &= \frac{1}{\sqrt{3}} \{ \Psi_{3d}^{yz} - \Psi_{3d}^{zx} - \Psi_{3d}^{xy} \} \\ \Psi_{II}^{(5)} &= \frac{1}{\sqrt{3}} \{ -\Psi_{3d}^{yz} + \Psi_{3d}^{zx} - \Psi_{3d}^{xy} \} \\ \Psi_{II}^{(6)} &= \frac{1}{3} \{ -\Psi_{3d}^{yz} - \Psi_{3d}^{zx} + \Psi_{3d}^{xy} \} \end{aligned}$$

wobei

$$\begin{aligned}\Psi_{3d}^{yz} &\sim yz \\ \Psi_{3d}^{zx} &\sim zx \\ \Psi_{3d}^{xy} &\sim xy \quad \text{ist.}\end{aligned}$$

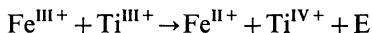
Hinsichtlich der Besetzung des 3 *d*-Zustandes bei den (im Hämatit allein beteiligten) Ferri-Kationen Fe^{III+} haben neutronographische Untersuchungen eindeutig nachgewiesen, daß — entsprechend der HUNDSchen Regel — fünf spin-gleiche Elektronen beteiligt sind, mithin also Halbbesetzung vorliegt. Somit entfällt die Notwendigkeit, aus dem vorherrschenden Bindungstyp die Reihenfolge der Besetzung der Aufspaltungszustände 3 *d*_{I,II} zu bestimmen¹⁾.

Von den fünf beteiligten Arten indirekter Wechselwirkungen (s. Abb. 2, unten) verbinden vier immer zwei benachbarte (111) Ebenen und somit zwei unterschiedliche Kationenlagen, während nur eine allein sich innerhalb ein und derselben Lage auswirken kann ($\bar{m} - A - m$).

Hinzu kommt, daß die Stärke der gestreckteren Wechselwirkungen (132° 41', 116° 59') infolge stärkerer Überlappungen überwiegt.

Beide Umstände zusammen bewirken, daß die (insgesamt) negativen Wechselwirkungen zu einer antiferromagnetischen Kopplung benachbarter Kationenlagen führen, wie es die verschiedenen neutronographischen Untersuchungen ausweisen.

Für die Miterfassung der Veränderungen des rhomboedrischen Gitterzustandes bei wachsendem Titangehalt macht sich zunächst eine Analyse der Kationenwertigkeiten erforderlich:



mit der zugehörigen Energiebilanz:

$$\begin{array}{ll} E = t_{\text{III}}(\text{Fe}) - t_{\text{IV}}(\text{Ti}) & \text{Ionisierungsenergie­differenz} \\ + \sum \varepsilon & \text{Polarisations- und Stabilisierungsenergieanteile} \end{array}$$

Eine Abschätzung der letzteren Anteile gelingt nur auf indirektem Wege: unter Einbeziehung von Leitfähigkeitsuntersuchungen. Wandlungen im elektrischen Leitungsmechanismus sind ja nur für die Fälle zu erwarten, daß die obige Bilanz positiv wird. Da nun der negative Bilanzteil durch Verwendung verschiedener Fremdbestandteile variierbar ist, wird eine Eingrenzung möglich. In dieser Richtung durchgeführte Widerstandsmessungen (JONKER, VAN HOUTEN 1961) an Hämatit-Proben mit dosierten Fremddanteilen (Ti, V, Cr, Mn, Sn) zeigten folgende Ergebnisse:

¹⁾ Der Vollständigkeit halber sei nur erwähnt, daß der Vergleich der Kationen-Anionen-Abstände ($p = 1,97 \text{ \AA}$, $q = 2,07 \text{ \AA}$) mit der Summe der Kationen-Anionen-Radien ($r_{\text{Fe III}+} = 0,67 \text{ \AA}$, $r_{\text{O II} -} = 1,32 \text{ \AA}$) zeigt, daß die heteropolare Bindung dominiert. Hier sollte daher 3 *d*_I nach 3 *d*_{II} besetzt werden; bei überwiegend homöopolarem Bindungscharakter wäre die umgekehrte Reihenfolge zu erwarten.

Fremdionen: (im Hämatit)	Ti ^(IV+)	V ^(III+)	Cr ^(III+)	Mn ^(III+)	Sn ^(IV+)
Bruttoformel:	Fe _{1,9} Ti _{0,1} O ₃		analog		
Ionisierungsenergiedifferenz (II—IV) [eV]	— 12,6	— 17,4	— 20,0	— 23,1	— 15,8
spez. elektr. Widerstand [Ω cm]	0,6	$1,5 \cdot 10^6$	$1,0 \cdot 10^8$	$7,0 \cdot 10^7$	0,4

Das bedeutet:

1. Für $\sum \varepsilon$ folgt ein Wert von 17 eV.
2. Der um mehrere Größenordnungen niedrigere spez. elektrische Widerstand bei titanhaltigem Hämatit¹⁾ als Kennzeichen einer Austauschelektronenleitung (die ja unterschiedliche Kationenwertigkeiten voraussetzt) läßt erkennen, daß das Titan im vierwertigen (und damit diamagnetischen) Zustand Ti^{IV+} vorliegt, zumindest für einen wesentlichen Anteil des Titangehaltes.

Im 4wertigen Titan-Ion sind die 4*s*- und 3*d*-Zustände unbesetzt. Damit entfallen alle indirekten Wechselwirkungen, die über ihre Gitterplätze führen. Das verursacht die experimentell nachgewiesene Abnahme der NÉELtemperatur mit wachsendem Ti-Gehalt (vgl. die vorausgegangenen Arbeiten (STILLER, FRÖLICH 1963, 1964).

Im Zusammenhang mit der thermischen Vorgeschichte können in Hämoilmeniten titanreiche Gitterbereiche mit geordneter Ti-Verteilung entstehen, wobei zwangsläufig derartige (durch thermische Diffusion bedingte) partielle Ordnungsprozesse titanverarmte, d. h. eisenreiche Bereiche in unmittelbarer Nachbarschaft der geordneten hinterlassen.

Das bedeutet:

1. starke Störungen der Hämatit-Situation in den Ti-reichen (geordneten) Bereichen
2. geringfügige Störungen in den Ti-verarmten Randbereichen
3. Unterschiede im CURIEWERT
4. unterschiedliche Gitterparameter (*u, v, x, y, z*), da die erhöhten Symmetriebedingungen des Hämatit ($R\bar{3}c$) nur angenähert erreicht werden, wobei der Näherungsgrad im order- und disorder-Fall verschieden ist.

Jeder derartige Vorgang im Hämatit-Ilmenit-System wird somit zur Entstehung von zwei verschiedenen, einander benachbarten Phasen führen, die miteinander in Wechselwirkungen treten. Die Thermomagnetisierung der Fe-reichen disorder-Bereiche mit höherem CURIEWERT prägt ihre Richtung durch die Austauschanisotropie den Ti-reichen order-Bereichen mit niederem CURIEPUNKT auf, wobei — wegen der antiferromagnetischen Kopplung und des Dominierens des ferrimagnetischen Ordnungszustandes gegenüber der parasitärmagnetischen Unordnung — eine feldentgegengerichtete Magnetisierung entsteht, wie sie von NAGATA, AKIMOTO sowie von CARMICHAEL im System Hämatit-Ilmenit (und zwar für verschiedene Zusammensetzungen) nachgewiesen wurde.

¹⁾ und Sn-haltigem Hämatit.

Literatur

- ANDERSON, P. W.: Antiferromagnetism. Theory of superexchange interaction. Phys. Rev. 79 (1950), 350.
- ANDERSON, P. W.: HASEGAWA (unveröffentlicht) ref. LI 1956.
- BADER, F.: Beiträge zur Theorie des Ferromagnetismus und der Magnetisierungskurve. Springer-Verlag, 1956.
- BETHE, H. A.: Termaufspaltung in Kristallen (Theorie der Raumgruppen). Ann. Physik, 3 (1929), 133.
- BROCKHOUSE, B. N.: The magnetic structure of Co_2O_3 . J. Chem. Phys. 21 (1953), 961.
- CARMICHAEL, C. W.: The magnetic properties of ilmenite-hematite crystals. Proc. Roy. Soc. A 243 (1961), 508.
- CLOUD, W. H.: Crystal structure and ferrimagnetism in NiMnO_3 and CoMnO_3 . Phys. Rev. 111 (1958), 1046.
- DÖRING, W.: Einführung in die Quantenmechanik. Göttingen 1953.
- FRÖLICH, F.: Handbuch „Geomagnetismus und Aeronomie“, Bd. I/3. Berlin 1964.
- GANZHORN, K.: Diss. Stuttgart 1952.
- GILLO, M. A.: Superexchange interaction energy for $\text{Fe}^{3+} - \text{O}^{2-} - \text{Fe}^{3+}$ linkages. Phys. Rev., 109 (1958), 777.
- GOODENOUGH, J. B., LOEB, H. L.: Theory of ionic ordering, crystal distortion and magnetic exchange due to covalent forces in spinels. Phys. Rev., 98 (1955), 391.
- GORTER, E. W.: Chemistry and magnetic properties of some ferrimagnetic oxides like those occurring in nature. Adv. Phys., 6 (1957), 336.
- HUND, F.: Linienspektrum und Periodensystem der Elemente. Springer-Verlag, 1927.
- IIDA, S.: Layer-structures of magnetic oxides. J. Phys. Soc. Japan, 12 (1957), 222.
- ISHIKAWA, Y., AKIMOTO, S.: Magnetic property and crystal chemistry of ilmenite-hematite system. J. Phys. Soc. Japan, 12 (1957), 1110.
- JONKER, G. H., VAN HOUTEN, S.: Halbleiterprobleme. 1961.
- KANAMORI, J.: Superexchange interaction and symmetry properties of electron orbitals. J. Phys. Chem. Sol., 10 (1959), 87.
- KAPLAN, T. A.: Classical theory of spin configurations in the cubic spinel. Phys. Rev., 119 (1960), 1460.
- LANDOLT-BÖRNSTEIN: Zahlenwerte und Funktionen, Bd. I/4.
- LI, Y. Y.: Superexchange interactions and magnetic lattices of rhombohedral sesquioxides. Phys. Rev., 102 (1956), 1015.
- LÖFFLER, H., FRÖLICH, F., STILLER, H.: Interpretation of changes of the CURIEtemperature observed in rocks. Geophys. J. Roy. Astr. Soc., Vol. 9 (1965), 411.

- LÖFFLER, H.: Eine phänomenologische Theorie zur Erklärung des magnetischen Verhaltens der Spinelltyp-Oxide der 3 *d*-Übergangsmetalle. Abh. 34, Geom. Inst. Potsdam (1964).
- LÖFFLER, H.: Einige Bemerkungen über Methoden zur Erklärung der magnetischen Strukturen von Festkörpern. Wiss. Z. P. Inst. Halle (1964).
- MEIKLEJOHN, W. H.: Exchange anisotropy. A review. J. appl. Phys. (1962), Suppl. to Vol. 33, No. 3.
- NAGATA, T., AKIMOTO, S.: Report on fundamental basis of rock magnetism. Helsinki 1960.
- NÉEL, L.: Propriétés magnétiques des ferrites; ferrimagnétisme et antiferromagnétisme. Ann. Phys. (Paris), 3 (1948), 137.
- PEARSON, R. F.: Magnetic anisotropy in ferrimagnetic crystals. J. appl. Phys., 32 (1961), 920.
- SHIRANE, G., et al.: A study of the magnetic properties of the FeTiO₃— α Fe₂O₃ system by neutron diffraction and the MÖSSBAUER-effect. J. Phys. Soc. Japan, 17 (1962), 1598.
- SHULL, C., STRAUSSER, G., WOLLAN, E. O.: Neutron diffraction by para- and antiferromagnetic substances. Phys. Rev., 83 (1951), 333.
- STILLER, H., FRÖLICH, F.: Zur Berechnung der NÉEL-Temperaturen im System Hämatit (α —Fe₂O₃)-Ilmenit (FeTiO₃). Phys. stat. sol. (1963), No. 6.
- STILLER, H., FRÖLICH, F.: Studies on rock forming magnetic minerals. Z. Geoph., 30 (1964), 13.
- STUART, R., MARSHALL, W.: Direct exchange in ferromagnets. Phys. Rev., 120 (1960), 353.
- WIGNER, E.: Gruppentheorie und ihre Anwendung. Braunschweig, 1931.
- WOHLFAHRT, E. P.: Coercivity of α -Fe₂O₃ powders. J. app. Phys., 30 (1959), 1465.
- WOLLAN, E. O.: Magnetic coupling in crystalline compounds. Phys. Rev., 117 (1960), 387.
- ZENER, C., HEIKES, R. R.: Exchange interaction. Rev. mod. Phys., 25 (1953), 191.

Gruppengeschwindigkeitsmessungen an kurzperiodischen Oberflächenwellen in Mitteleuropa¹⁾

Von G. SCHNEIDER, Stuttgart²⁾, St. MÜLLER, Karlsruhe³⁾ und
L. KNOPOFF, Los Angeles⁴⁾

Eingegangen am 18. Juni 1965

Zusammenfassung: Es wird die Ausbreitung kurzperiodischer seismischer Oberflächenwellen in mehreren geologischen Einheiten Mitteleuropas unter besonderer Berücksichtigung der Alpen untersucht. Dabei wird einmal der besondere Einfluß der oberen Erdkruste auf die Gruppengeschwindigkeitsdispersion betrachtet, zum anderen aber der Anschluß an Phasengeschwindigkeitsmessungen in diesem Gebiet hergestellt. Für einzelne Gebiete können regional gültige Dispersionskurven aufgestellt werden. Die FOURIER-Analyse von Seismogrammen sichert die durch graphische Auswertung erhaltenen Ergebnisse.

Summary: The propagation of short-period seismic surface waves is investigated for several geologic provinces in Central Europe with special attention to the Alps. The influence of the upper crust on the group velocity dispersion is considered thus providing data which supplement regional phase velocity observations. Dispersion curves can be constructed for individual regions. Equivalent results are obtained using both visual methods (standard peak-and-trough analysis) and machine computations (FOURIER analysis).

1. Einführung

Die nachfolgende Arbeit setzt Untersuchungen fort, die von G. SCHNEIDER [1962a, b] an Oberflächenwellen in Mitteleuropa durchgeführt wurden. Die Interpretation der aus Seismogrammen gewonnenen Dispersionskurven stützte sich in den genannten Arbeiten auf theoretische Modelle der Erdkruste, wie sie zu diesem Zeitpunkt in der Literatur angegeben waren. Verwendet werden konnten im allgemeinen nur Zweischichtmodelle, da diese bereits für einen großen Bereich der die Ausbreitung elastischer Wellen in einem festen Körper charakterisierenden Parameter berechnet worden waren. Dabei wurde angenommen, daß eine Schicht aus Sedimenten auf dem „Granit-

¹⁾ Vortrag gehalten auf der 8. Generalversammlung der Europäischen Seismologischen Kommission, 7. bis 13. September 1964 in Budapest.

²⁾ Dr. G. SCHNEIDER, Landeserdbebendienst Baden-Württemberg, 7000 Stuttgart O, Richard-Wagner-Straße 44.

³⁾ Prof. Dr. St. MÜLLER, Geophysikalisches Institut der TH Karlsruhe, 7500 Karlsruhe W, Hertzstraße 16.

⁴⁾ Prof. Dr. L. KNOPOFF, Institute of Geophysics and Planetary Physics, University of California, Los Angeles 24, California, USA.

halbraum“ liegt. Da der bei Nahbeben beobachtete Periodenbereich von $2 < T < 12$ s auch Oberflächenwellen umfaßt, deren Wellenlänge größenordnungsmäßig die gesamte Mächtigkeit der Erdkruste erreicht oder sogar übersteigt, ist für eine detaillierte Deutung von Dispersionskurven ein theoretisches Krustenmodell notwendig, welches die Parameter für sämtliche Schichten der Kruste und des darunterliegenden oberen Erdmantels berücksichtigt. Hinzu kommt, daß die beobachteten Oberflächenwellen durch Gebiete gelaufen sind, die sich in ihrer geologischen Struktur wie auch im Aufbau der gesamten Erdkruste sehr wesentlich unterscheiden. Anhand neuer Ergebnisse, die durch Refraktions- und Nahbebenseismik sowie Tiefbohrungen gewonnen worden sind, konnten regional gültige Dispersionskurven für Love- und Rayleighwellen entwickelt werden.

Die graphisch ermittelten Gruppenlaufzeiten werden durch Fourieranalysen von Originalseismogrammen überprüft. Aus einem umfangreichen Material soll hier an wenigen Beispielen gezeigt werden, daß durch eine verfeinerte Interpretation die Ausbreitung von Love- und Rayleighwellen in der Erdkruste besser gedeutet werden kann. Ein aus Angaben der Refraktionsseismik und Ergebnissen von Tiefbohrungen abgeleitetes Modell der oberen Erdkruste muß natürlich auch die Beobachtungen an kurzperiodischen Oberflächenwellen im gleichen Untersuchungsgebiet erklären können.

2. Regionale Gruppengeschwindigkeitsmessungen in Mitteleuropa

Die schematische Übersichtskarte des Untersuchungsgebietes (Abb. 1) soll die geologischen Verhältnisse grob umreißen. Als geologische Einheiten, für die jeweils unterschiedliche Krustenmodelle anzusetzen sind, können betrachtet werden: die Po-Ebene, das Alpengebiet, das Sedimentbecken der Molasse, der Schweizer Jura, die Südwestdeutsche Großscholle, die Nahe-Senke und das Rheinische Schiefergebirge.

3. Der Aufbau der Erdkruste und des oberen Erdmantels entlang eines Profils von den Westalpen nach Stuttgart

Um ein repräsentatives Profil für den Alpen- und Voralpenraum zu erhalten, wurden zunächst im langperiodischen Teil des Spektrums Phasengeschwindigkeiten an Rayleighwellen von zwei Kamtschatka-Beben (28. Oktober 1960 und 6. November 1960) gemessen. Diese Beobachtungen wurden mit Hilfe des Dreiecknetzes Stuttgart—Oropa (Provinz Vercelli)—Besançon durchgeführt. Da das Azimut der beiden Fernbeben mit der Richtung der Dreiecksseite Stuttgart—Oropa zusammenfällt, erhält die innerhalb des Meßgebietes bestimmte mittlere Struktur der Erdkruste und des oberen Erdmantels besonderes Gewicht durch die Profillinie Stuttgart—Oropa. Einzelheiten darüber können der Arbeit von L. KNOPOFF, ST. MÜLLER und W. L. PILANT [1965] entnommen werden.

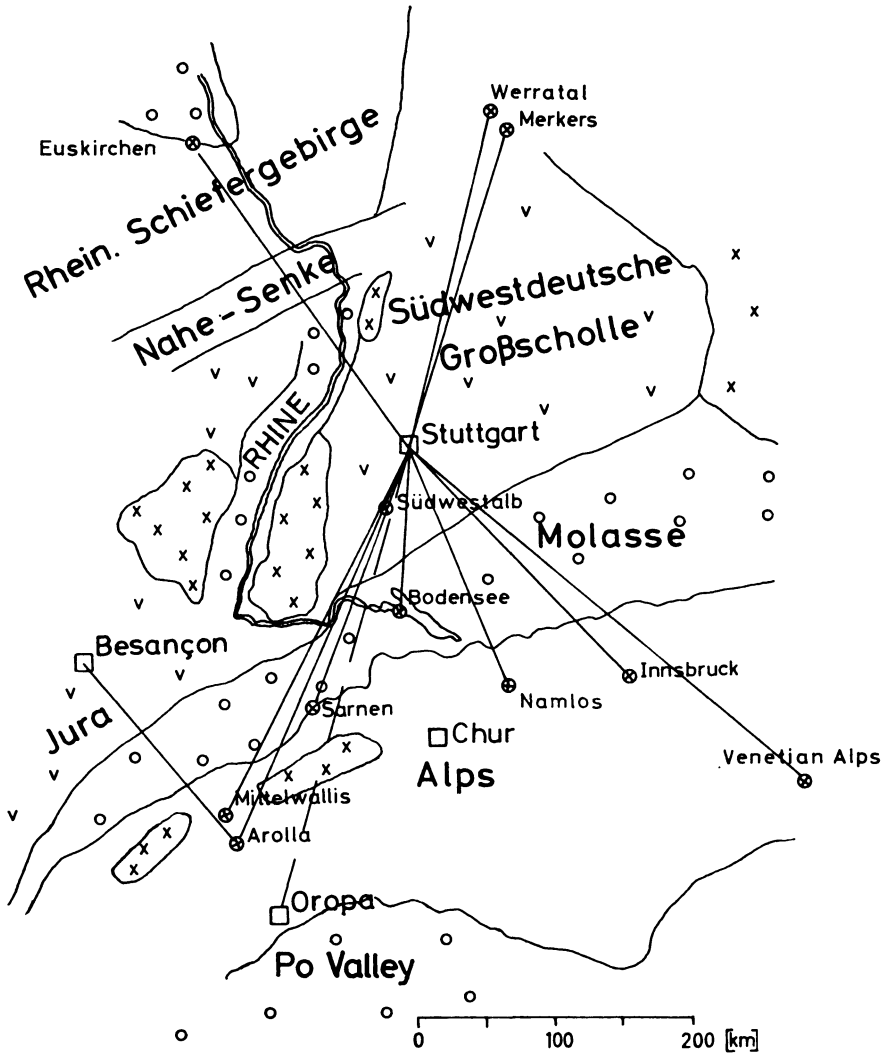


Abb. 1: Schematische Übersicht über die geologischen Einheiten und die Lage der Profile im Untersuchungsgebiet.

- Erdbebenstation
Earthquake station
- ⊗ Epizentrum
Epicenter

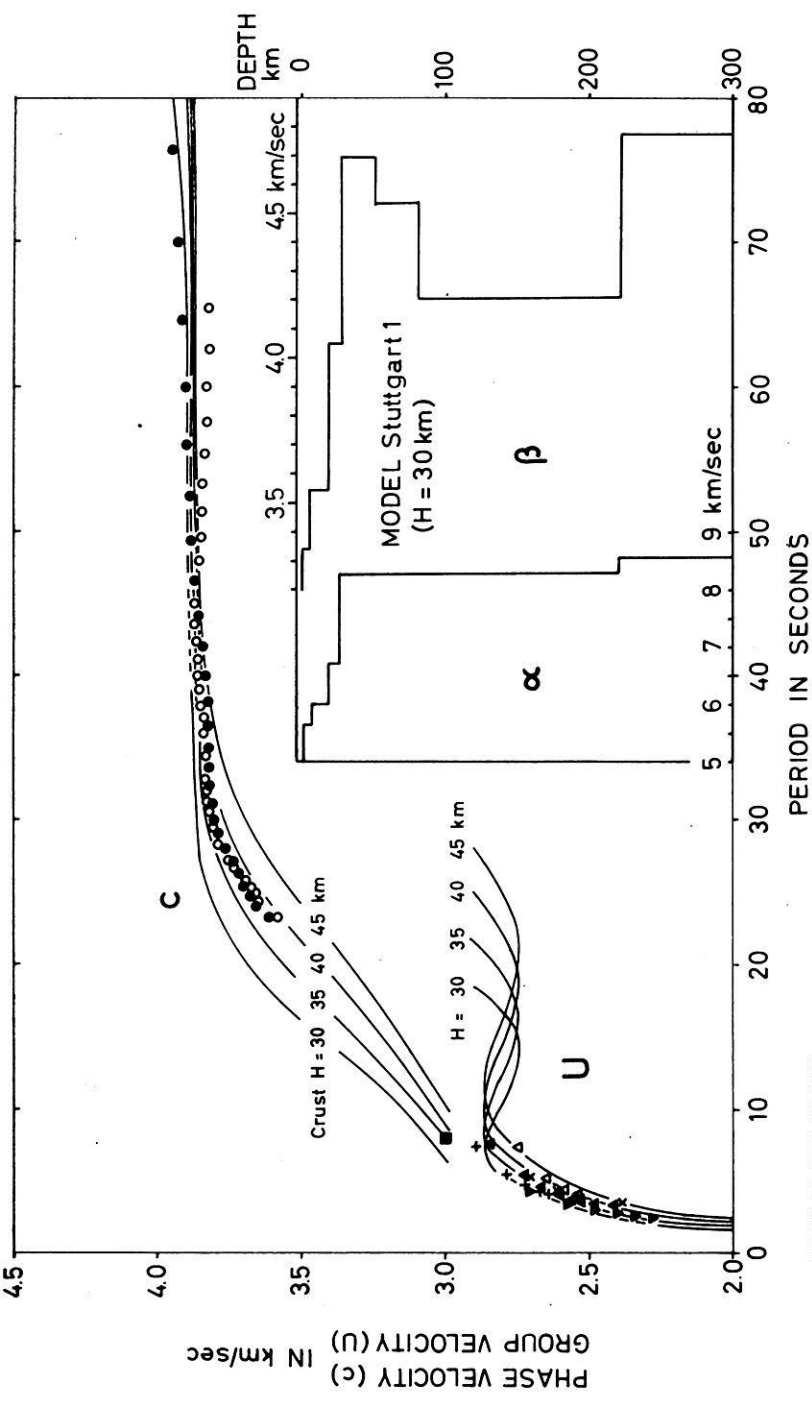
Schematic map of the geologic provinces and profiles in central Europe.

Zur Ergänzung des Spektrums gegen kürzere Perioden ($T \sim 8-10$ s) wurden Phasengeschwindigkeiten für einen Mikroiseismiksturm (4. Dezember 1958) zwischen den Stationen Tübingen und Meßstetten (Landeserdbebendienst Baden-Württemberg) herangezogen. Diese Werte fügen sich gut früheren Beobachtungen im gleichen Gebiet ein (H. BERCKHEMER, ST. MÜLLER und M. A. SELLEVOLL, 1961). KNOPOFF, MÜLLER und PILANT haben zur Interpretation der Meßergebnisse ein theoretisches Modell *Stuttgart 1* abgeleitet (Abb. 2), das von einer Krustenmächtigkeit von 30 km ausgeht. Dieses Modell beruht auf einer Geschwindigkeitsverteilung für P - und S -Wellen als Funktion der Tiefe, wie sie in Abb. 2 rechts wiedergegeben ist. Als markante Diskontinuitäten in der Erdkruste erscheinen die Kristallinoberkante, die Försch-, die Conrad- und die Mohorovičić-Diskontinuität. Bei der Ableitung des theoretischen Modells für das Untersuchungsgebiet war es notwendig, den nahezu horizontalen Verlauf der Phasengeschwindigkeitskurve für Perioden $T > 30$ s zu erklären. Diese Beobachtung deutet auf eine Zone niedriger Geschwindigkeit in größerer Tiefe oder, anders ausgedrückt, auf eine weitgehende Entkopplung zwischen Erdkruste und oberem Erdmantel hin. Sie liefert damit einen Anhaltspunkt für die Rayleighwellengeschwindigkeit in dieser Zone.

Auf Grund von Laufzeitbeobachtungen in Europa kann die Existenz einer Zone niedriger P -Wellengeschwindigkeit nicht eindeutig nachgewiesen werden (I. LEHMANN, 1959). Man kann daraus schließen, daß der Kanal für P -Wellen, wenn er überhaupt vorhanden ist, nur sehr schwach ausgeprägt sein kann. Die beobachteten, relativ niedrigen Phasengeschwindigkeiten von Rayleighwellen sind daher nur durch die Existenz einer deutlich ausgeprägten Zone niedriger Scherwellengeschwindigkeit in einer Tiefe von 80 bis 220 km zu erklären. Aus den vorliegenden Phasengeschwindigkeitswerten ist es nicht möglich, Aussagen über die untere Begrenzung des Kanals zu treffen. Die Ergebnisse von I. LEHMANN [1959, 1961] aus Laufzeitbeobachtungen an P - und S -Wellen fordern eine scharfe Diskontinuität im Bereich von 220 km Tiefe, die auch mit Hilfe von Tiefenreflexionen in Nordamerika nachgewiesen worden ist. Die Phasengeschwindigkeiten im Periodenbereich $20 < T < 40$ s werden vorwiegend von den physikalischen Eigenschaften der unteren Erdkruste und des unmittelbar unter der Mohorovičić-Diskontinuität gelegenen Erdmantels beeinflußt. Aus dem Vergleich verschiedener theoretischer Modelle geht eindeutig hervor, daß für die Geschwindigkeit der Scherungswellen in der Schicht zwischen Conrad- und Mohorovičić-Diskontinuität Werte um $\beta = 4,0$ km/s anzusetzen sind. Die zugehörige P -Wellengeschwindigkeit muß demnach etwa $\alpha = 6,7$ bis $6,8$ km/s betragen. Dieser Wert deckt sich mit den Ergebnissen der Refraktionsseismik (The German Research Group for Explosion Seismology, 1964). Für die kürzeren Perioden werden die Phasengeschwin-

Abb. 2: Mittlerer Aufbau der Erdkruste und des oberen Erdmantels im Alpen- und Voralpenraum aus Dispersionsmessungen an Rayleighwellen.

Mean structure of the Earth's crust and upper mantle in the Alps and its northern foreland as deduced from dispersion measurements of Rayleigh waves.



GROUP VELOCITY

- ▼ Bodensee → Stuttgart, 31 Jan. 1935
- × Sarnen/OW → Stuttgart, 17 Feb. 1964
- ▲ Mittelwallis → Stuttgart, 29 July 1954
- ▲ Mittelwallis → Stuttgart, 6 Aug. 1962
- + Arola/VS → Stuttgart, 17 Jan. 1961

PHASE VELOCITY

- Stuttgart → Oropa, 28 Oct. 1960 (KAMCHATKA)
- Stuttgart → Oropa, 6 Nov. 1960 (KAMCHATKA)
- Tübingen → Meßstetten, 4 Dec. 1958 (MICROSEISMS)

digkeiten der theoretischen Dispersionskurve von der Geschwindigkeitsverteilung der *P*- und *S*-Wellen in der oberen Kruste und den Sedimenten bestimmt. Vergleicht man die gemessenen Phasengeschwindigkeiten mit den Dispersionskurven des theoretischen Modells, so ergibt sich für das 354 km lange Profil Stuttgart—Oropa eine mittlere Krustenmächtigkeit von 37 bis 38 km. Dieser Wert stimmt mit den Ergebnissen der Refraktionsseismik überein (K. FUCHS, ST. MÜLLER, E. PETERSCHMITT, J.-P. ROTHÉ, A. STEIN und K. STROBACH, 1963 und Groupe d'Études des Explosions Alpines, 1963).

Die teleseismischen Phasengeschwindigkeitsbestimmungen werden im kurzperiodischen Bereich des Spektrums durch Messungen der Gruppengeschwindigkeit an Oberflächenwellen von Nahbeben ergänzt. Dazu wurden Gruppenlaufzeiten an folgenden Linien gemessen: Bodensee—Stuttgart, Sarnen (Obwalden)—Stuttgart, Mittelwallis—Stuttgart und Arolla (Südwallis)—Stuttgart (vgl. Abb. 1). Die Epizentralentfernungen liegen im Bereich von 120 bis 332 km. Wie Abb. 2 zeigt, lassen sich die Gruppengeschwindigkeitsergebnisse mit dem Modell *Stuttgart 1* zufriedenstellend deuten. Die Tatsache, daß das beobachtete Gruppengeschwindigkeitsmaximum mit dem theoretischen Wert zusammenfällt, kann als weitere Bestätigung des Modells *Stuttgart 1* angesehen werden. Detailuntersuchungen über den Einfluß der Sedimentdecke auf die Ausbreitung kurzperiodischer Oberflächenwellen können anhand des Pauschalmodells nicht durchgeführt werden.

4. Der Einfluß der Sedimente auf die Ausbreitung kurzperiodischer Oberflächenwellen

Oberflächenwellen von einigen Kilometern Wellenlänge werden in erster Linie durch die Sedimente und die darunterliegenden Kristallinschichten geführt und in ihrer Dispersion geprägt. Wie bei der Auswertung von Nahbeben mit Hilfe von Laufzeitkurven ist es auch bei der Berechnung theoretischer Dispersionskurven unerlässlich, daß die angenommenen Geschwindigkeitswerte und Schichtmächtigkeiten dem regionalen Aufbau der Erdkruste im Untersuchungsgebiet entsprechen. Dazu ist es notwendig, alle zur Verfügung stehenden Informationen der angewandten Seismik und geophysikalischer Bohrlochuntersuchungen zu verarbeiten. Auf diese Weise erhält man, entsprechend den ortsgültigen Laufzeitkurven, regional gültige Dispersionskurven.

4.1. Die Aufstellung eines Krustenmodells für den Wellenweg Südwestalb—Stuttgart

Abb. 3 soll zeigen, wie anhand verschiedener Informationen ein theoretisches Krustenmodell soweit verfeinert werden kann, daß es die beobachtete Gruppengeschwindigkeitsdispersion befriedigend zu deuten gestattet. Als Beispiel dient hier das Erdbeben vom 23. September 1957 auf der Südwestalb¹⁾ zwischen Balingen und

¹⁾ Genauere Angaben über die in dieser Arbeit verwendeten seismischen Ereignisse können Tabelle I entnommen werden.

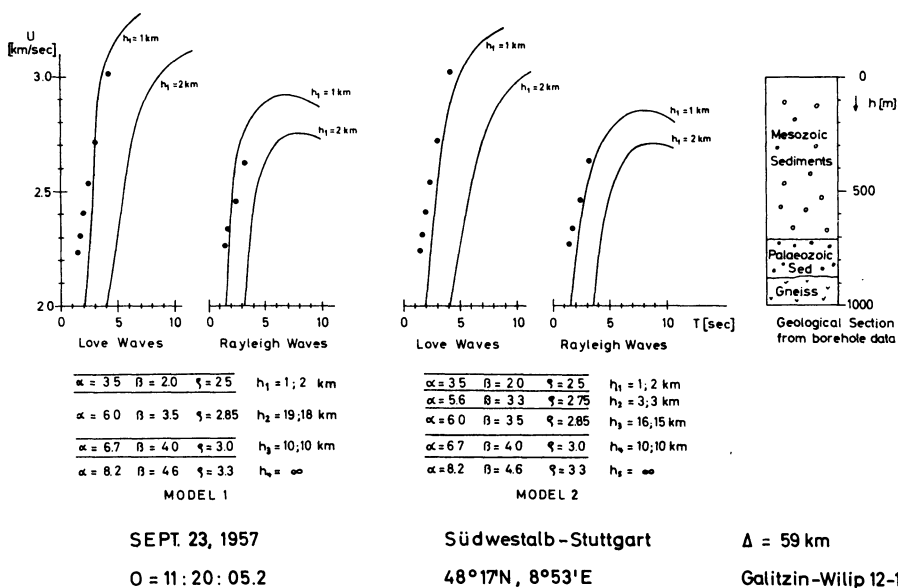


Abb. 3: Krustenmodell für den Zentralteil der Südwestdeutschen Großscholle aus Gruppengeschwindigkeitsmessungen an Oberflächenwellen.

Crustal model of the central portion of the Südwestdeutsche Großscholle as deduced from group velocity measurements of surface waves.

Hechingen (48°17'N, 8°53'E, 0 = 11:20:05,2), dessen Herddaten durch das Stationsnetz des Landeserdbendienstes sehr genau bestimmt werden konnten. Untersuchungsobjekt ist die Erdkruste im zentralen Teil der Südwestdeutschen Großscholle (vgl. Abb. 1). Die in Stuttgart auf den Registrierungen der Galitzin-Wilip-12-12-Seismographen beobachteten Oberflächenwellen fallen in den Periodenbereich $1 < T < 4$ s. Zur Deutung wurde zunächst ein Krustenmodell 1¹⁾ verwendet, bei dem eine Sedimentdecke über der „Granit-“ und der „Gabbro“-Schicht liegt. Der obere Erdmantel unter der Mohorovičić-Diskontinuität ist dabei als homogener Halbraum angenommen worden. Vergleicht man den Verlauf der experimentell gewonnenen Werte mit den theoretischen Kurven für verschiedene Sedimentmächtigkeiten (h_1), so läßt sich trotz der unterschiedlichen Steigung eine mittlere Sedimentmächtigkeit von 1 km angeben.

Verschiedene Auswertungen der refraktionsseismischen Untersuchungen anlässlich der Großsprengung bei Haslach im Schwarzwald (H. REICH, G. A. SCHULZE und O. FÖRTSCH, 1948; J.-P. ROTHÉ und E. PETERSCHMITT, 1950; O. FÖRTSCH, 1951) fordern die Existenz einer Krustenschicht mit der Longitudinalwellengeschwindigkeit $\alpha = 5,6$ km/s oberhalb der Granitschicht ($\alpha = 5,9$ bis 6,0 km/s) für den Schwarzwald und

¹⁾ Wertetabellen für die theoretischen Dispersionskurven werden in Kürze veröffentlicht.

die angrenzende Schwäbische Alb. Auf dem Profil Südwestalb—Stuttgart konnte diese Schicht durch die Impulsform von P -Einsätzen bei Nahbeben unterschiedlicher Herdtiefe von G. SCHNEIDER [1964] nachgewiesen werden. Diese Ansicht kann auch durch Befunde von Tiefbohrungen im Untersuchungsgebiet gestützt werden. So erbrachte die Bohrung Albershausen, Kreis Göppingen (W. HUF, 1959), entsprechend dem in der Abb. 3 rechts angegebenen Bohrprofil nach Durchteufung der mesozoischen und permischen Sedimente in einer Tiefe von etwa 870 m unter Normalnull Gneiszersatz, dessen Longitudinalwellengeschwindigkeit weniger als $\alpha = 6,0$ km/s beträgt. Diese Aussagen wie auch Überlegungen von P. GIESE [1963] legen den Schluß nahe, daß im oberen Teil der Kristallinschicht ein sehr starker Geschwindigkeitsgradient vorhanden sein muß. Erst in einer Tiefe von mehreren Kilometern kann mit einem verhältnismäßig homogenen Material gerechnet werden. Von diesen Ergebnissen ausgehend wurde ein Krustenmodell 2 (Abb. 3 Mitte) aufgestellt, in dem der Gradient in der oberen „Granit“-Schicht durch eine Zwischenschicht mit der Longitudinalwellengeschwindigkeit $\alpha = 5,6$ km/s angenähert wird. Die Geschwindigkeits- und Dichtewerte wurden im Bereich unterhalb der Conrad-Diskontinuität gegenüber Modell 1 nicht verändert. Vergleicht man jetzt die beobachteten Gruppengeschwindigkeiten mit der theoretischen Dispersionskurve, so ist eine gute Übereinstimmung festzustellen. Als mittlere Mächtigkeit der Sedimentbedeckung können für den zwischen der westlichen Schwäbischen Alb und Stuttgart liegenden Teil der Südwestdeutschen Großscholle etwa 800 m angenommen werden. Ein Vergleich mit den Tiefbohrergebnissen zeigt, daß die Abweichung weniger als 100 m beträgt.

4.2. Die Untersuchung des Wellenweges Südwallis—Stuttgart mit Hilfe regional gültiger Dispersionskurven

Um regional gültige Dispersionskurven entlang der Linie Südwallis—Stuttgart (vgl. Abb. 1) zu erhalten, wurden für alle Epizentren auf diesem Profil die Gruppenlaufzeiten als Funktion der Periode in einem Diagramm aufgetragen (Abb. 4). Es handelt sich, von Süden nach Norden fortschreitend, um folgende Wellenwege:

Arolla (Südwallis)—Stuttgart

Sarnen (Obwalden)—Stuttgart

Bodensee—Stuttgart

Südwestalb—Stuttgart

Vergleicht man die vier Gruppenlaufzeitkurven (Abb. 4), so wird der Einfluß der Oberflächengeologie deutlich sichtbar. Die beiden mittleren Kurven zeigen in ihrem kurzperiodischen Teil den Einfluß der Sedimente des Molassebeckens. Die hohen Mächtigkeiten und die im Vergleich zum Grundgebirge niedrigen Geschwindigkeiten der tertiären und mesozoischen Sedimente drücken sich in der deutlichen konkaven Krümmung der Dispersionskurven bei kurzen Perioden aus. Die Kurve Arolla—Stuttgart wird dagegen vom alpinen Anteil des Wellenweges geprägt. Die Geschwin-

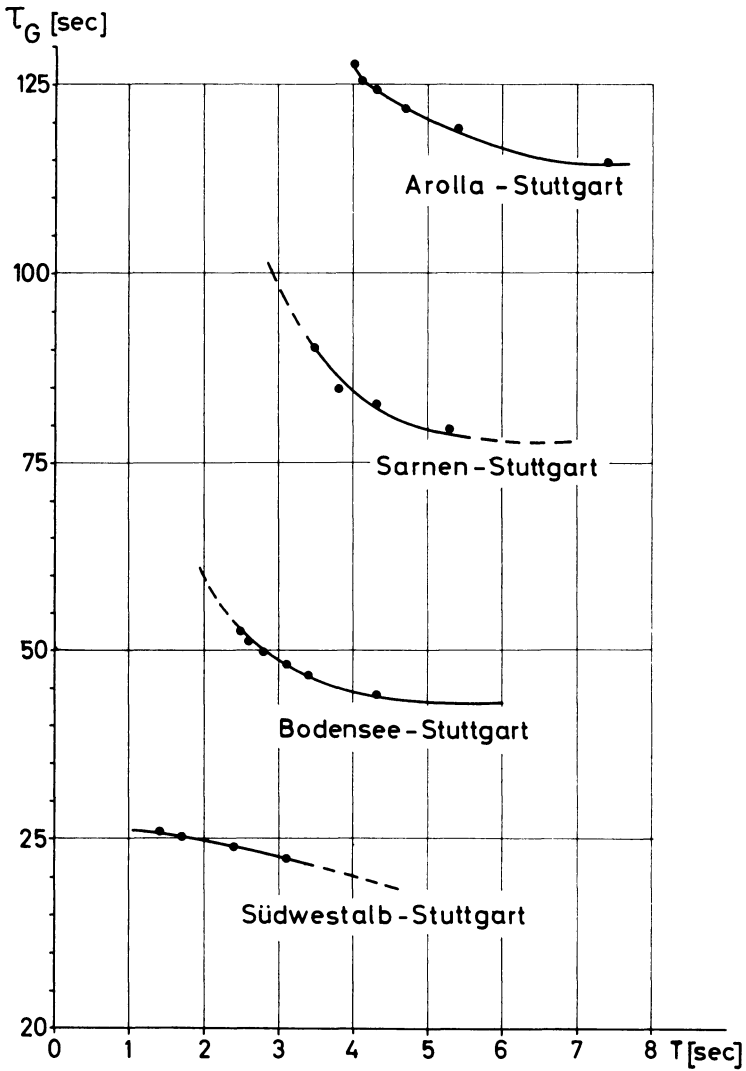
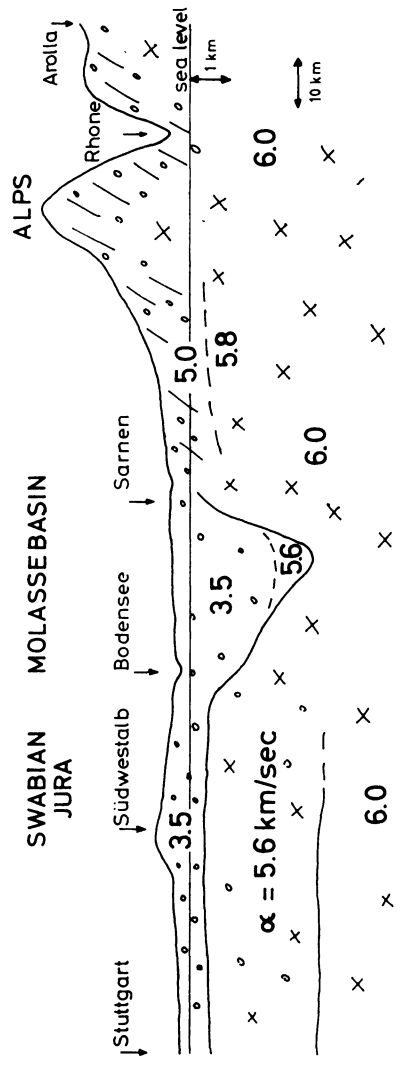
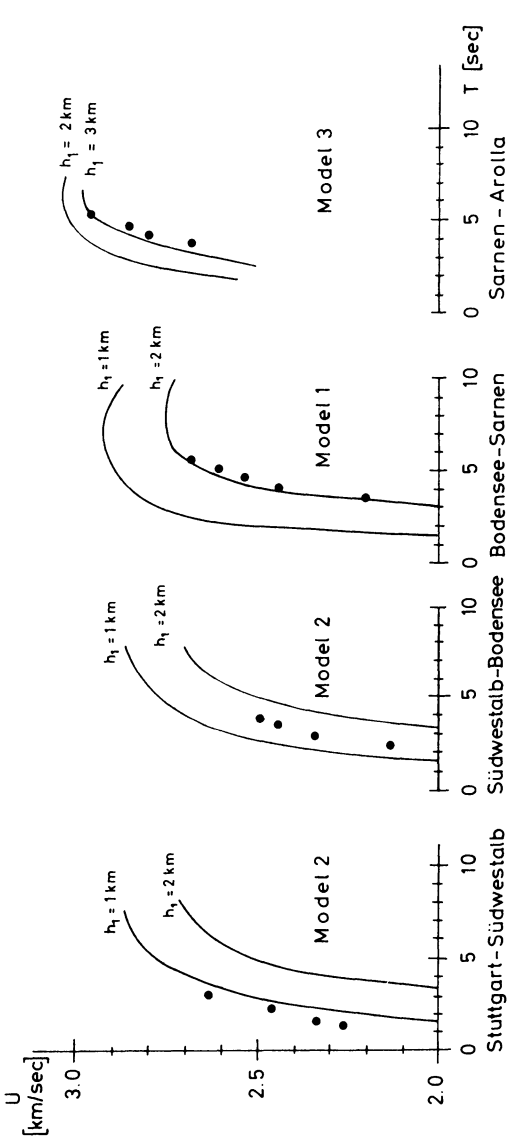


Abb. 4:

Gruppenlaufzeit (τ_G) von Rayleighwellen für ein Profil von Arolla (Südwallis) nach Stuttgart.

Group travel times of Rayleigh waves for a profile from Arolla (Southern Valais) to Stuttgart.



digkeiten haben hier an der Erdoberfläche bereits einen relativ hohen Wert ($4,5 < \alpha < 5,6$ km/s), um mit der Tiefe allmählich anzuwachsen. Abb. 5 zeigt die in Gruppengeschwindigkeiten umgerechneten Gruppenlaufzeitdifferenzen, wie sie der Abb. 4 entnommen werden können.

Zur Interpretation der gemessenen Werte wurde für die ersten beiden Abschnitte (Stuttgart—Südwestalb, Südwestalb—Bodensee) Modell 2 (Abb. 3), für den Abschnitt Bodensee—Sarnen Modell 1 (Abb. 3) und für den Alpenanteil Sarnen—Arolla ein Modell 3 (Abb. 6) verwendet. Bei umfangreichen Refraktionsuntersuchungen im Molassetrog des Alpenvorlandes hat sich gezeigt (siehe z. B. C. PRODEHL, 1964), daß in diesem Gebiet die Sedimente unmittelbar auf einer Schicht mit $\alpha = 5,9$ km/s

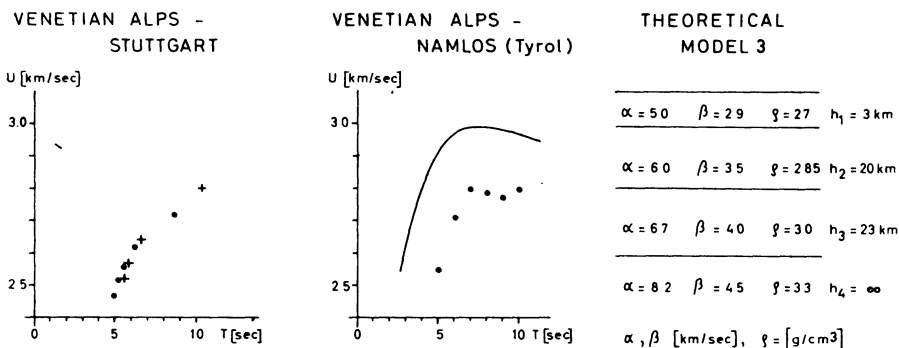


Abb. 6: Schematisches Krustenmodell der Ostalpen aus der Dispersion kurzperiodischer Rayleighwellen.

Schematic model of the Earth's crust in the eastern Alps from the dispersion of short-period Rayleigh waves.

liegen. Nach den von P. GIESE und C. PRODEHL [1964] den Verfassern in entgegenkommender Weise überlassenen Ergebnissen von Refraktionsmessungen in den Alpen wurde ein Modell 3 (Abb. 6) berechnet. Bei diesem Modell liegt eine zwei bis drei Kilometer starke Schicht mit einer Longitudinalwellengeschwindigkeit $\alpha = 5,0$ km/s auf dem „Granit“ mit $\alpha = 6,0$ km/s. Die für die außeralpinen Sedimente verwendete Longitudinalwellengeschwindigkeit $\alpha = 3,5$ km/s ist ein vielfach bestätigter Mittelwert, der sich auf Refraktionsseismik und Bohrlochmessungen stützt. Wie

Abb. 5: Regional gültige Gruppengeschwindigkeitsdispersionskurven für das Profil Arolla (Südwallis)—Stuttgart.

Regional group velocity dispersion curves for the profile Arolla (Southern Valais)—Stuttgart.

C. PRODEHL [1964] festgestellt hat, wächst mit der Sedimentmächtigkeit auch die mittlere Geschwindigkeit des gesamten Sedimentpakets. Auch dieser Tatsache müßte streng genommen bei der Untersuchung kurzperiodischer Oberflächenwellen Rechnung getragen werden.

4.3. Die regional gültige Dispersionskurve für Rayleighwellenausbreitung in den Ostalpen

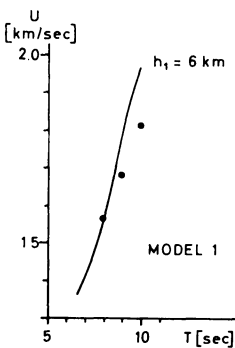
Zur Untersuchung der Ausbreitung kurzperiodischer Rayleighwellen innerhalb der Ostalpen wurden Beben am Nordrand und am Südrand der Ostalpen verwendet. Durch Differenzbildung der Gruppenlaufzeiten zwischen den Epizentren und Stuttgart konnte der außeralpine Anteil der Wellenwege eliminiert werden. Abb. 6 zeigt links die beobachteten Gruppengeschwindigkeiten für ein Beben in den Venetianer Alpen. Durch Kreuze sind die Meßwerte eines Mainka-10-Seismogramms, durch Punkte die einer Galitzin-Wilip-12-12-Registrierung gekennzeichnet. Die Übereinstimmung zwischen den Meßwerten der beiden verschiedenen Seismographentypen konnte nur durch Berücksichtigung der instrumentell bedingten Gruppenlaufzeitverzögerungen erreicht werden.

In Abb. 6 Mitte ist durch Punkte die empirische Dispersionskurve für die Ostalpen dargestellt. Die ausgezogene Kurve wurde für das rechts angegebene Krustenmodell 3 berechnet. Der ähnliche Verlauf beider Kurven läßt vermuten, daß für das Krustenmodell 3 eine mächtigere Deckschicht mit niedrigeren Geschwindigkeiten anzunehmen ist. Es zeigte sich, daß das Modell 3 für Ost- und Westalpen verwendet werden konnte (Abb. 5).

4.4. Die regional gültige Dispersionskurve für Rayleighwellenausbreitung im Po-Delta

Ausgehend von der regional gültigen Dispersionskurve für die Ostalpen ist es möglich, aus der Registrierung eines Erdbebens in Chur Rückschlüsse auf die Ausbreitung kurzperiodischer Rayleighwellen im Po-Delta zu ziehen.

ANCONA - PO PLAIN



Das Epizentrum lag bei Ancona an der italienischen Adriaküste. Der Wellenweg geht durch das Po-Delta, um etwa zwischen Verona und Vicenza in den Alpenkörper einzutreten. Nach Ausschaltung des Wellenweges innerhalb der Ostalpen ergibt sich für das Po-Delta eine mittlere Sedimentmächtigkeit von 6 km, wenn Modell 1 der Interpretation zugrundegelegt wird (Abb. 7).

Abb. 7: Die mittlere Sedimentmächtigkeit im Gebiet des Po-Deltas.

The mean thickness of sediments in the region of the Po river delta.

THEORETICAL MODEL

17 JAN 1961

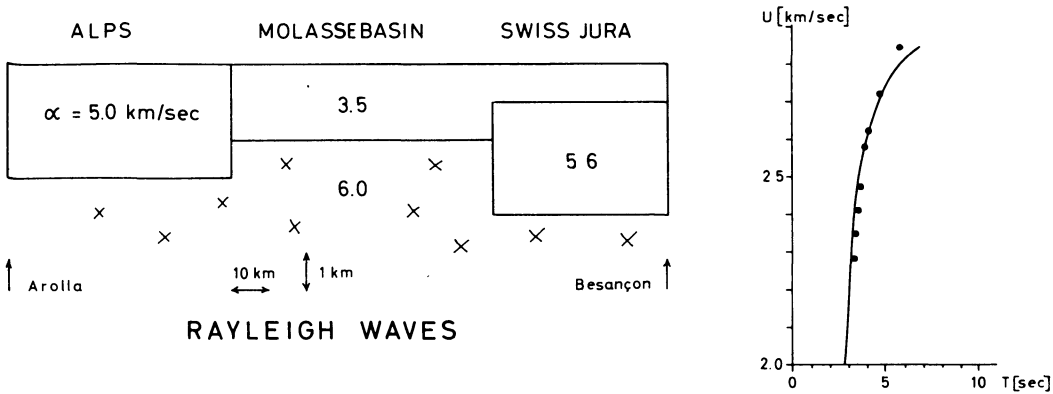


Abb. 8: Deutung der Gruppengeschwindigkeitsdispersion kurzperiodischer Rayleighwellen auf dem Profil Arolla—Besançon mit einem zusammengesetzten theoretischen Krustenmodell.

Interpretation of the group velocity dispersion of short-period Rayleigh waves for the profile Arolla—Besançon by means of a composite theoretical crustal model.

4.5. Die Synthese einer regional gültigen Dispersionskurve für den Wellenweg Arolla (Wallis)—Besançon (Frankreich)

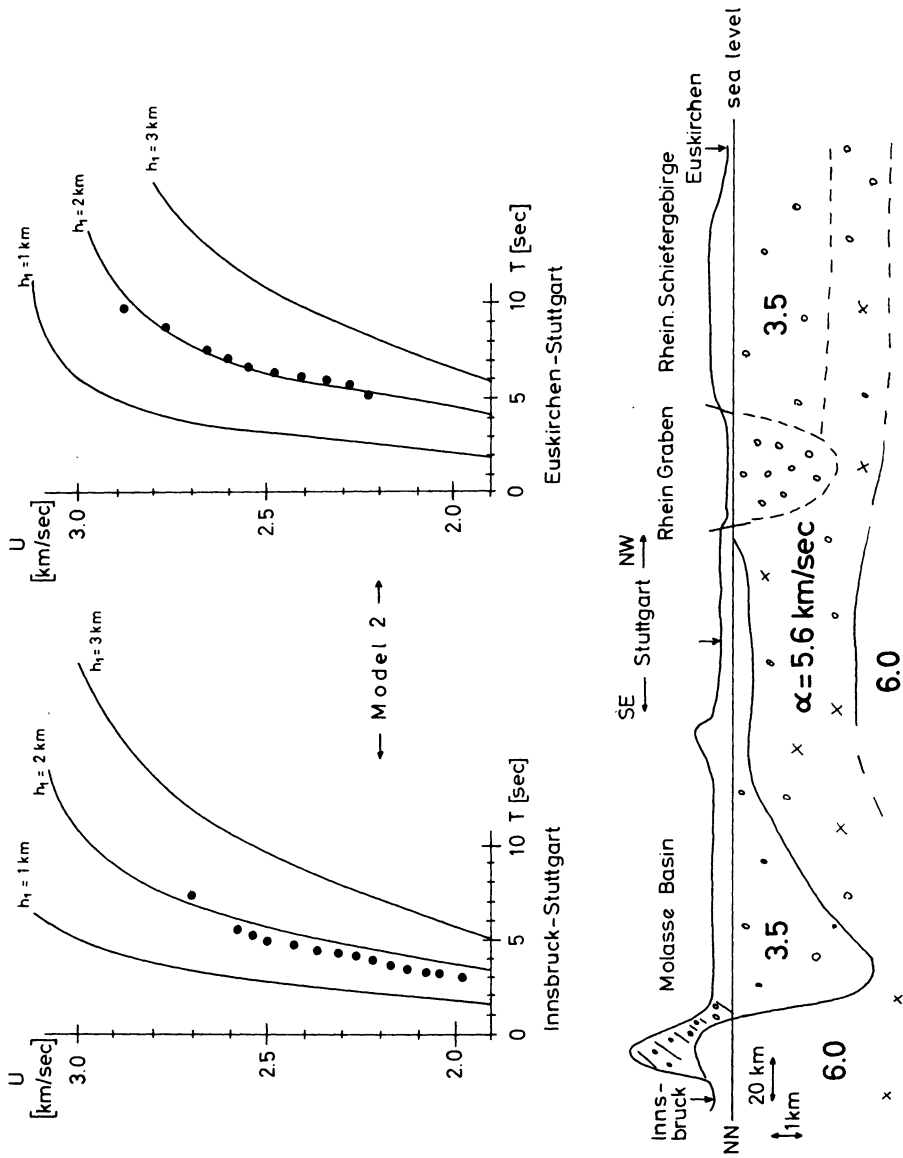
An diesem Beispiel (Erdbeben vom 17. Januar 1961) soll die Interpretation eines komplizierten Wellenweges durch ein zusammengesetztes theoretisches Modell gezeigt werden (Abb. 8). Der Wellenweg wurde dazu entsprechend den drei durchlaufenen geologischen Einheiten aufgebaut:

- Alpen 60 km Modell 3
- Schweizer Molassebecken 70 km Modell 1
- Schweizer-Französischer Jura 47 km Modell 2

Der Vergleich zwischen experimentellen Daten und zusammengesetzter theoretischer Kurve in Abb. 8 rechts zeigt gute Übereinstimmung. Es muß jedoch betont werden, daß auch andere Kombinationen die Beobachtungen erklären können.

4.6. Vergleich der Ausbreitung kurzperiodischer Lovewellen in zwei verschiedenen geologischen Einheiten

Für diese Untersuchung wurden zwei Erdbeben mit etwa gleicher Epizentralentfernung nach Stuttgart herangezogen: ein Erdbeben im Raum Innsbruck ($\Delta = 232$ km) und ein Erdbeben im Gebiet Euskirchen/Rheinland ($\Delta = 274$ km). Im ersten Fall durchlaufen die Wellen die Nördlichen Kalkalpen, das Molassebecken und den



Schwäbischen Jura. Verwendet man zur Interpretation ein vereinfachtes Modell, nämlich Modell 2 für den gesamten Wellenweg, so ergibt sich als mittlere Sedimentmächtigkeit der plausible Wert von etwa 1,8 km (Abb. 9).

Etwas anders liegen die Verhältnisse für das Erdbeben im Rheinland. Die in Stuttgart registrierten Lovewellen hatten zuerst die Eifel, dann das Rheinische Schiefergebirge, die Nahe-Senke, den Rheintalgraben und schließlich die Südwestdeutsche Großscholle zu durchlaufen. Auch hier wurde das theoretische Modell 2 zur Interpretation der Beobachtungen zugrunde gelegt. Als pauschale Sedimentmächtigkeit ergibt sich ein Wert von etwa 2 km. Da die triassischen und permischen Ablagerungen im nordwestlichen Teil Südwestdeutschlands kaum die Mächtigkeit von 1 km erreichen, ist die mittlere Mächtigkeit von 2 km entlang des gesamten Wellenweges nur durch die höheren Mächtigkeiten der permischen und devonischen Sedimente links des Rheins zu erklären. Der für die mittlere Sedimentgeschwindigkeit angenommene Wert von $\alpha = 3,5$ km/s ist für die harten devonischen Schichten zu niedrig. Würde man die richtigen Werte für das Devon verwenden, so ergäben sich noch höhere Mächtigkeiten für den linksrheinischen Abschnitt des Wellenweges. Bei Berücksichtigung dieser Einschränkung ist die Übereinstimmung mit den von G. SCHULZ [1957] für das Pfälzer Bergland und R. HÄNEL [1963] auf einem refraktionsseismischen Profil von der Rhön zum Hunsrück gewonnenen Ergebnissen zufriedenstellend.

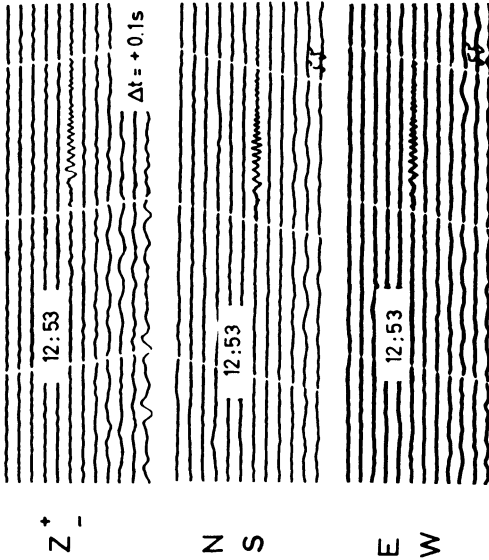
4.7. Die Ausbreitung kurzperiodischer Rayleighwellen zwischen der Rhön und Stuttgart

Als erstes Beispiel soll die Analyse eines seismischen Ereignisses vom 29. Juni 1961, des Gebirgsschlages bei Merkers (Rhön) neu aufgegriffen werden. Von G. SCHNEIDER [1962] waren bereits die Stuttgarter Aufzeichnungen der Galitzin-Wilip-Seismographen 12-12 benutzt worden, um Gruppengeschwindigkeitskurven für den Wellenweg von der Rhön nach Stuttgart zu konstruieren. Es wurden die Epizentralangaben des BCIS benutzt. Bei der Auswertung fanden damals bereits instrumentelle Gruppenlaufzeitverzögerungen Berücksichtigung. Trotzdem streuen die Gruppengeschwindigkeitswerte beträchtlich, weil ein verhältnismäßig einfaches Auswerteverfahren (J. F. SAWARENSKY, 1959) benutzt worden war. Eine bessere Glättung der experimentellen Werte konnte ohne Schwierigkeiten durch die „Peak-and-Trough“-Methode erreicht werden. Das damals zur Interpretation benutzte theoretische Modell 1092 (ST. MÜLLER und J. DORMAN, 1959) wies gewisse Schwächen auf. Einmal stimmte die für das Modell angenommene Struktur besser mit neueren Refraktionsergebnissen in Norddeutschland als mit den in Süddeutschland ermittelten Werten überein (German Research

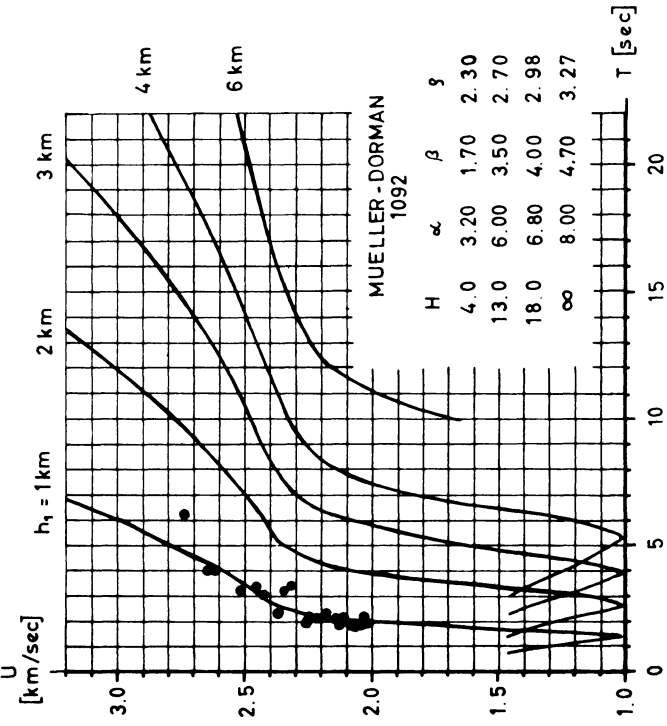
Abb. 9: Die Ausbreitung kurzperiodischer Lovewellen entlang zweier Profile mit unterschiedlicher geologischer Struktur.

The propagation of short-period Love waves along two profiles through different geologic provinces.

Stuttgart Galitzin-Wilip 12-12



29 June 1961, O = 12: 52: 50
 50°9 N, 10°2 E; Merkers/Rhön
 h = ca 1-2 km, Δ = 243 km



Rayleighwaves

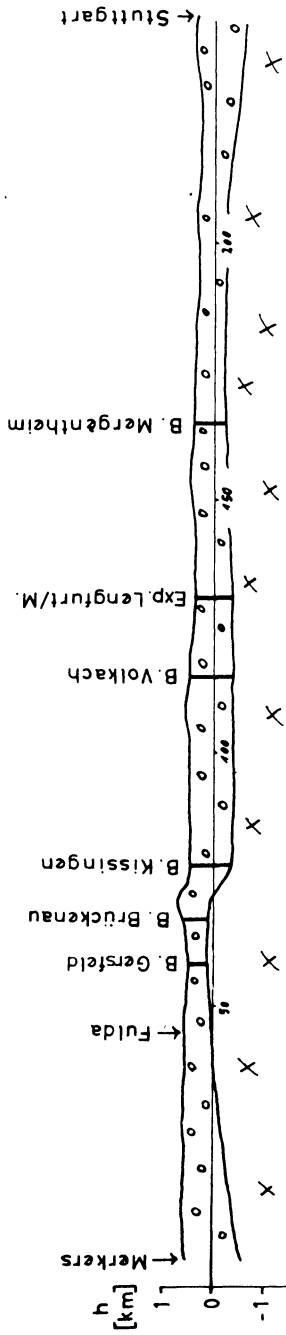


Abb. 10a: Seismogramme, geologisches Profil und erste Interpretation nach G. SCHNEIDER [1962] für das seismische Ereignis bei Merkers/Rhön.

Seismograms, geologic section and first interpretation by G. SCHNEIDER [1962] for the seismic event near Merkers/Rhön.

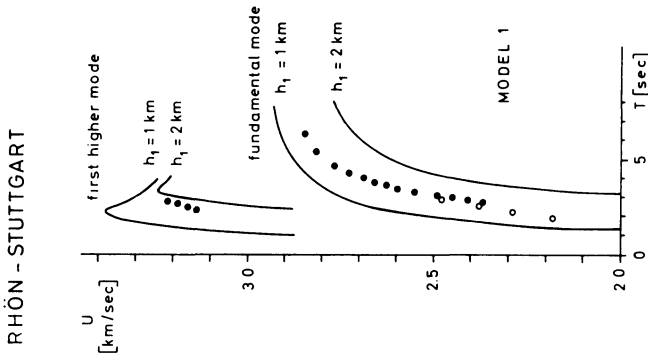


Abb. 10: Die Dispersion kurzperiodischer Rayleighwellen zwischen der Rhön und Stuttgart.

The dispersion of short-period Rayleigh waves between the Rhön mountains and Stuttgart.

Abb. 10b: Auswertung der seismischen Ereignisse bei Merkers/Rhön (○) und im Werratal (●) mit Hilfe der „Peak-and-Trough“-Methode (für die Interpretation wurde das Krustenmodell 1, siehe Abb. 3, verwendet).

Analysis of the seismic events near Merkers/Rhön (○) and in the Werra valley (●) using the peak and trough method (for the interpretation crustal model 1 was used, ref. Fig. 3).

Group for Explosion Seismology, 1964), zum anderen konnte eine Änderung der Sedimentmächtigkeit nur durch Kompression bzw. Dilatation des gesamten Krustenpakets erreicht werden. Dennoch waren die Ergebnisse damals verhältnismäßig gut, da wegen der beobachteten kleinen Periodenwerte und der daraus resultierenden geringen Eintauchtiefe in erster Linie die Sedimentdecke und das Kristallin für die Dispersion der Rayleighwellen verantwortlich sind. In Abb. 10a ist im unteren Teil ein geologischer Schnitt des durchlaufenen Wellenweges nach refraktionsseismischen Ergebnissen und Tiefbohrungen wiedergegeben. Die Sedimentmächtigkeit kann daraus zu ungefähr 1 km entnommen werden.

Es soll nun versucht werden, das seismische Ereignis von Merkers vom 29. Juni 1961 unter neuen Gesichtspunkten zu analysieren. Der neuen Auswertung liegen die genaueren Epizentralangaben des Instituts für Erdbebenforschung und Bodendynamik in Jena zugrunde. In Abb. 10b sind durch offene Kreise die nach der „Peak-and-Trough“-Methode geglätteten Gruppengeschwindigkeitswerte für das Ereignis von Merkers/Rhön dargestellt. Zur Ergänzung des Periodenbereichs wurde das seismische Ereignis vom 22. Februar 1953 in derselben Gegend (Werratal) herangezogen. Die dabei beobachteten Gruppengeschwindigkeiten sind für die Grundmode und die erste höhere Mode der Rayleighwellen durch ausgefüllte Kreise in Abb. 10b gekennzeichnet. Die ausgezogenen Kurven wurden unter Zugrundelegung des Krustenmodells 1 (Abb. 3) berechnet. Die im Vergleich zum geologischen Schnitt (Abb. 10a) höhere Sedimentmächtigkeit, die sich nicht nur aus der Grundmode, sondern auch aus der ersten höheren Mode ergibt, dürfte auf einen ausgeprägten Geschwindigkeitsgradienten an der Oberkante des Variszikums hindeuten.

5. Fourieranalyse von dispersierten kurzperiodischen Rayleighwellen

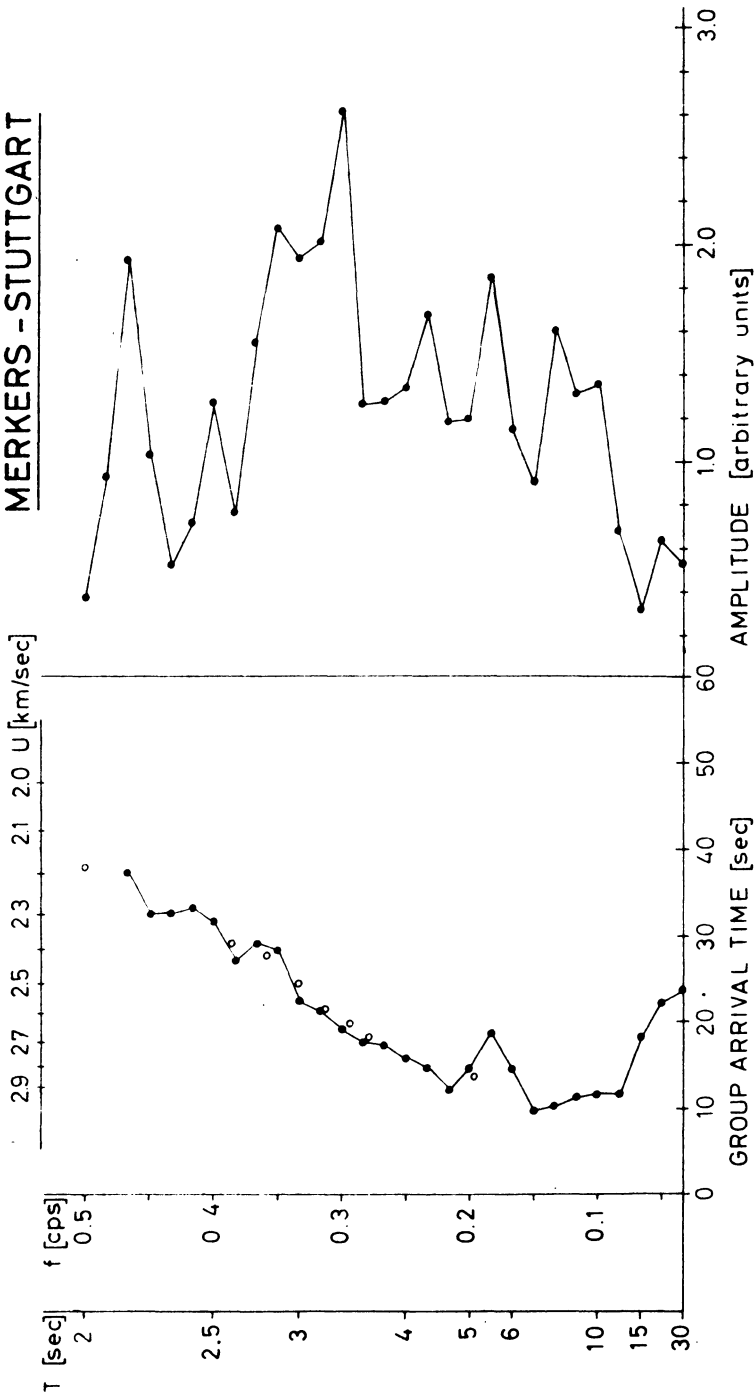
Die Stuttgarter Galitzin-Wilip-Seismogramme Z 12-12 von drei seismischen Ereignissen wurden einer digitalen Fourieranalyse unterworfen, um die Ergebnisse der „Peak-and-Trough“-Analyse zu überprüfen. Dazu war es notwendig, Amplitudenwerte in Abständen von je 1 s über ein Gesamtintervall von etwa 1 Minute abzulesen. Aus der Fourieranalyse konnten so Amplituden- und Phasenspektren für den Periodenbereich zwischen 30 und 2 s gewonnen werden. Aus den Phasenwerten $\varphi(\omega)$ kann sowohl die Phasenlaufzeit

$$\tau_p = \frac{\varphi}{\omega} \left(\text{mit } \omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi f \right)$$

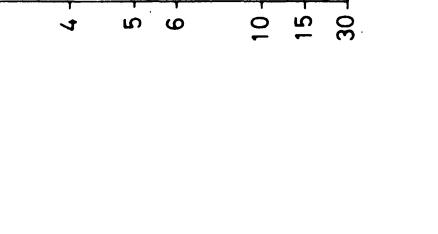
Abb. 11: Gruppenlaufzeiten und Amplitudenspektrum der in Stuttgart aufgezeichneten Rayleighwellen eines seismischen Ereignisses in der Rhön (zu der angegebenen relativen Gruppenlaufzeit sind 70,9 s zu addieren, um die Gesamtlaufzeit zu erhalten).

Group arrival times and amplitude spectrum of Rayleigh waves recorded in Stuttgart for a seismic event in the Rhön mountains (70.9 s have to be added to the given relative group arrival time in order to get the absolute group travel time).

MERKERS - STUTTGART



29 June 1961
 $\Delta = 237$ km
 Galitzin - Wilip Z 12-12



als auch die Gruppenlaufzeit

$$\tau_G = \frac{d}{d\omega}(\tau_P\omega) = \frac{d\varphi}{d\omega}$$

berechnet werden. In den nachfolgenden Abb. 11 bis 13 ist jeweils im linken Teil die relative Gruppenlaufzeit als Funktion der Periode bzw. Frequenz als ausgezogene Linie wiedergegeben. Das zugehörige Amplitudenspektrum ist rechts oben gezeichnet. Um von der angegebenen relativen Gruppenlaufzeit zu der Gesamtlaufzeit zu kommen, ist zu allen Werten die Differenz zwischen Herdzeit (0) und Intervallbeginn zu addieren. Die Ergebnisse der „Peak-and-Trough“-Methode sind als offene Kreise eingezeichnet. Die Übereinstimmung zwischen den aus der graphischen Dispersionsanalyse und den mit Hilfe der Fourieranalyse gewonnenen Werte ist gut, auch wenn bei der Fourieranalyse instrumentell bedingte Gruppenlaufzeitverzögerungen keine Berücksichtigung fanden. Die Fourieranalyse hat darüberhinaus den Vorzug, daß sie auch den invers dispergierten Ast der Gruppengeschwindigkeitskurve zum Vorschein bringt, was mit der „Peak-and-Trough“-Methode nicht erreicht werden kann.

Tabelle I siehe Seite 55/56.

Abb. 12: Gruppenlaufzeiten und Amplitudenspektrum der in Stuttgart aufgezeichneten Rayleighwellen eines Erdbebens in den Lechtaler Alpen (Namlos). Zu der angegebenen relativen Gruppenlaufzeit sind 50,0 s zu addieren, um die Gesamtlaufzeit zu erhalten.

Group arrival times and amplitude spectrum of Rayleigh waves recorded in Stuttgart for an earthquake in the Tyrolese Alps (Namlos). 50.9 s have to be added to the given relative group arrival time in order to get the absolute group travel time.

Wegen des geringen Signalpegels bei kurzen Perioden sollte den Gruppenlaufzeiten in diesem Bereich keine zu große Bedeutung zugemessen werden.

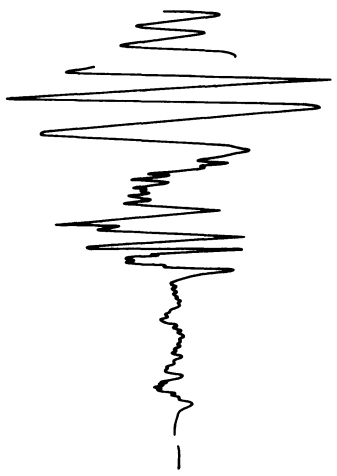
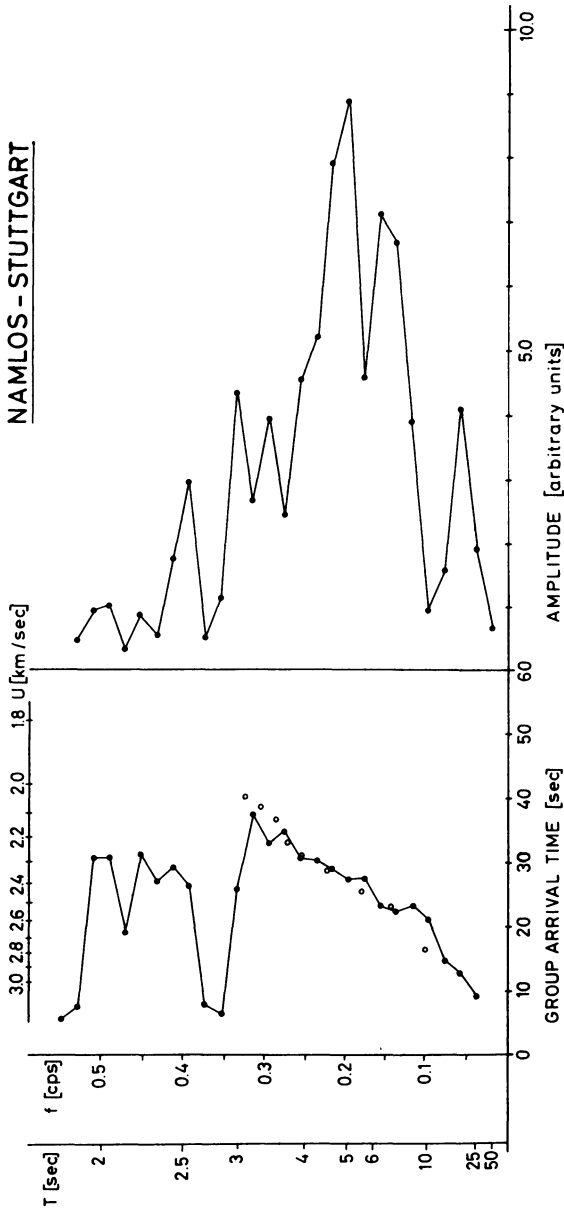
Group travel times of short-period signals should be disregarded because of low amplitudes in this period range.

Abb. 13 (s. S. 54): Gruppenlaufzeiten und Amplitudenspektrum der in Stuttgart aufgezeichneten Rayleighwellen eines Erdbebens in den Venetianer Alpen (zu der angegebenen relativen Gruppenlaufzeit sind 106,5 s zu addieren, um die Gesamtlaufzeit zu erhalten).

Group arrival times and amplitude spectrum of Rayleigh waves recorded in Stuttgart for an earthquake in the Venetian Alps (106.5 s have to be added to the given relativ group arrival time in order to get the absolute group travel time).

Wegen des geringen Signalpegels bei kurzen Perioden sollte den Gruppenlaufzeiten in diesem Bereich keine zu große Bedeutung zugemessen werden.

Group travel times of short-period signals should be disregarded because of low amplitudes in this period range.



8 November 1933
 $\Delta = 184$ km
 Galitzin - Wilip Z 12-12

VENETIAN ALPS - STUTTGART

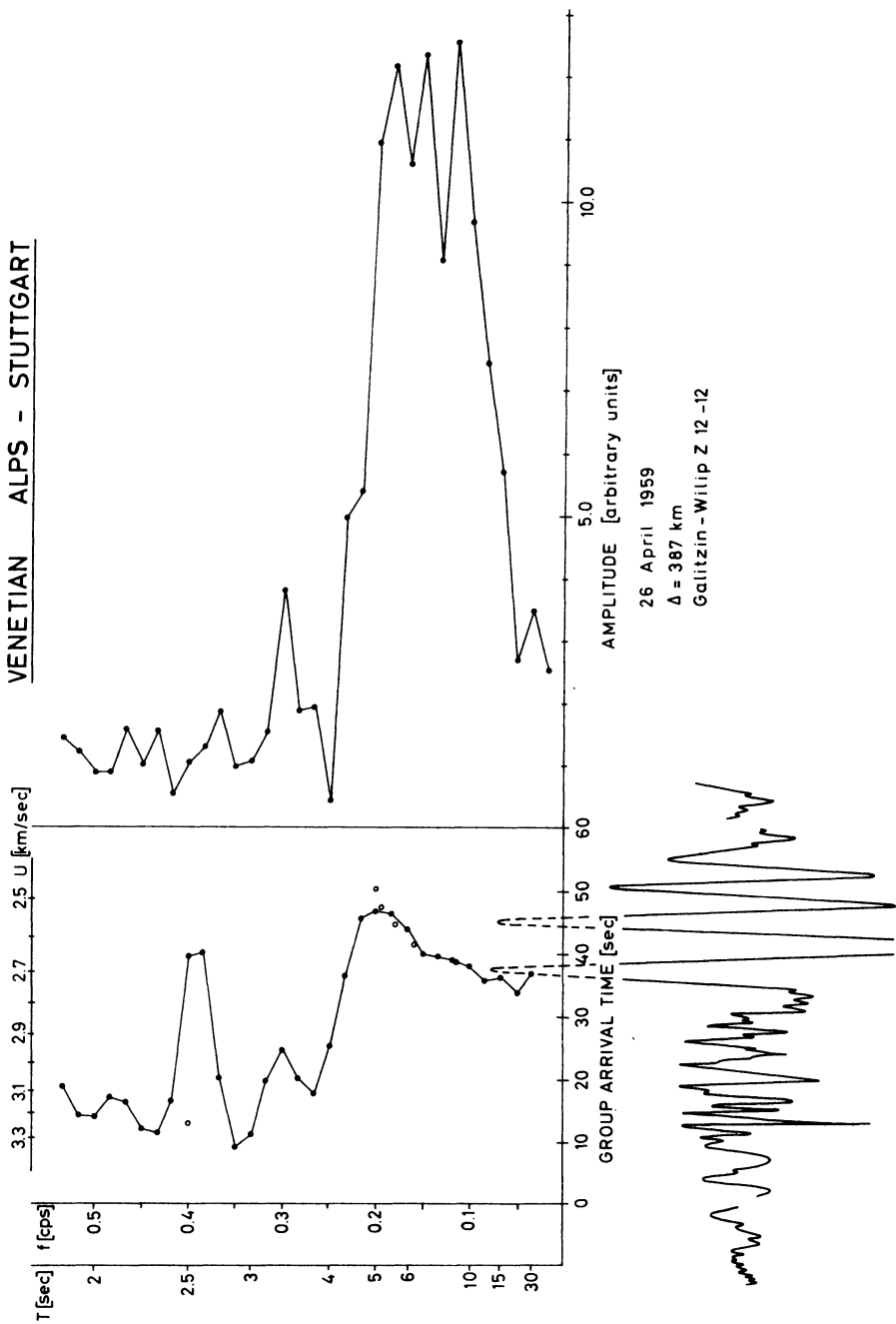


Tabelle I: Tabelle der in dieser Arbeit verwendeten seismischen Ereignisse. — Table of the seismic events used in this paper.

Datum	Herdgebiet	Epizentral- koordinaten	Herdtiefe	Herzzeit	Erdbeben- station	Instrument	Epizentral- entfernung
23. Sept. 1957	Südwestalb Baden-Württemberg Deutschland	48°17'N 8°53'E	8 km	11:20:05,2	Stuttgart	Galitzin- Wilip 12—12	59 km
31. Jan. 1935	Bodensee Baden-Württemberg Deutschland	47°42'N 9°01'E	12 km	12:39:30,3	Stuttgart	Galitzin- Wilip 12—12	120 km
17. Febr. 1964	zwischen Sarnen und Alpnach Obwalden, Schweiz	46°57'N 8°13'E	~10 km	12:19:01	Stuttgart	Galitzin- Wilip 12—12	215 km
29. Juli 1954	Mittelwallis Schweiz	46°19'N 7°30'E	~10 km	04:42:27,0	Stuttgart	Galitzin- Wilip 12—12	301 km
6. Aug. 1962	Mittelwallis Schweiz	46°18'N 7°30'E	~10 km	04:24:20,5	Stuttgart	Galitzin- Wilip 12—12	301 km
17. Jan. 1961	bei Arolla Wallis Schweiz	46°02'N 7°28'E	~10 km	01:51:57	Stuttgart	Galitzin- Wilip 12—12	331 km
					Besançon	Press- Ewing 15—90	177 km

Datum	Herdgebiet	Epizentral- koordinaten	Herdtiefe	Herdzeit	Erdbeben- station	Instrument	Epizentral- entfernung
14. März 1951	bei Euskirchen Nordrhein-Westfalen Deutschland	50°40'N 6°50'E	9 km	09:46:57,1	Stuttgart	Mainka 10	273,5 km
22. Mai 1955	bei Innsbruck Tirol Österreich	47°18'N 11°24'E	?	04:57:32,9	Stuttgart	Galitzin- Wilip 12—12	232 km
8. Nov. 1933	bei Namlos Tirol Österreich	47°24'N 10°42'E	~ 2 km	00:50:35,0	Stuttgart	Galitzin- Wilip 12—12	184 km
26. April 1959	Venetianer Alpen Italien	46°26'N 13°01'E	?	14:45:13,5	Stuttgart	Galitzin- Wilip 12—12 Mainka 10	387 km
28. Sept. 1960	bei Ancona Marken Italien	43°2' N 13°8' E	?	20:46:00	Chur	Press- Ewing 15—90	526 km
29. Sept. 1961	Merkers/Rhön Thüringen Deutschland	50°49'N 10°06,5'E	~ 1 km	12:52:49,1	Stuttgart	Galitzin- Wilip 12—12	237 km
22. Febr. 1953	Werratal Hessen Deutschland	50°55'N 10°00'E	~ 1 km	20:34:35,2	Stuttgart	Galitzin- Wilip 12—12	246 km

Literatur

- BERCKHEMER, H., ST. MÜLLER und M. A. SELLEVOLL: Die Krustenstruktur in Südwestdeutschland aus Phasengeschwindigkeitsmessungen an Rayleighwellen. *Z. f. Geophysik* 27 (1961), S. 151—163.
- FÖRTSCH, O.: Analyse der seismischen Registrierungen der Großsprengung bei Haslach im Schwarzwald am 28. April 1948. *Geol. Jb.* 66 (1951), S. 65—80.
- FUCHS, K., ST. MÜLLER, E. PETERSCHMITT, J.-P. ROTHE, A. STEIN und K. STROBACH: Krustenstruktur der Westalpen nach refraktionsseismischen Messungen. *Gerl. Beitr. z. Geophys.* 72 (1963), S. 149—169.
- GIESE, P.: Die Geschwindigkeitsverteilung im obersten Bereich des Kristallins, abgeleitet aus Refraktionsbeobachtungen auf dem Profil Böhmischesbruck—Eschenlohe. *Z. f. Geophys.* 29 (1963), S. 197—214.
- GIESE, P. und C. PRODEHL: Mündliche Mitteilung über Ergebnisse der Refraktionsseismik in den Alpen. Institut für Angewandte Geophysik der Universität München, 1964.
- Groupe d'Études des Explosions Alpines: Recherches séismologiques dans les Alpes occidentales au moyen de grandes explosions en 1956, 1958 et 1960. *Mémoire Collectif, Année Géophysique Internationale, C.N.R.S. Sér. XII, Fasc. 2* (1963), 241 S.
- HÄNEL, R.: Ergänzungsmessungen auf einem Profil zwischen Rhön und Hunsrück. 2. Stuttgarter Kolloquium: Kurzfassung der Vorträge, 22 V 5 (1963), 6 S.
- HUF, W.: Schichtenverzeichnis der Bohrung Albershausen I. Unveröff. Mskr. (1959).
- KNOPOFF, L., S. MÜLLER und W. L. PILANT: Structure of the crust and upper mantle in the Alps from the phase velocity of Rayleigh waves. *Bull. Seism. Soc. Am.* 55 (1966) (in press).
- LEHMANN, I.: Velocities of longitudinal waves in the upper part of the Earth's mantle. *Ann. de Geophys.* 15 (1959), S. 93—118.
- DERS.: S and the structure of the upper mantle. *Geophys. Journ.* 4 (1961), S. 124—138.
- MÜLLER, St. und J. DORMAN: Theoretische Dispersionskurven. Unveröff. Mskr. (1959).
- PRODEHL, C.: Auswertung von Refraktionsbeobachtungen im Bayerischen Alpenvorland (Steinbruchsprengungen bei Eschenlohe 1958—1961) im Hinblick auf die Tiefenlage des Grundgebirges. *Z. f. Geophys.* 30 (1964), S. 161—181.
- REICH, H., G. A. SCHULZE und O. FÖRTSCH: Das geophysikalische Ergebnis der Sprengung von Haslach im südlichen Schwarzwald. *Geol. Rundschau* 36 (1948), S. 85—96.
- ROTHÉ, J.-P. und E. PETERSCHMITT: Etude séismique des explosions d'Haslach. *Ann. Inst. Phys. d. Globe Strasbourg* 5 (1950), S. 13—38.
- SAWARENSKY, J. F.: On the determination of group and phase velocities from observations. *Izvest. Akad. Nauk. Geophys. Ser. Nr. 11* (1959), S. 1102—1107 (english edition AGU).
- SCHNEIDER, G.: Der Einfluß der Sedimentmächtigkeit auf die Dispersion von Rayleighwellen. *Hermann-Aldinger-Festschrift* (1962a), S. 159—162, Stuttgart.
- DERS.: Oberflächenwellen bei Nahbeben in Mitteleuropa (1962b). 7. Tagung der Europäischen Seismologischen Kommission vom 24. 9. bis 30. 9. 1962 in Jena. *Veröff. Inst. f. Bodendyn. u. Erdbebenf.* in Jena 77, S. 151—162, Jena 1964.
- DERS.: Die Erdbeben in Baden-Württemberg 1955—1962. *Veröffentl. des Landeserdbebenendienstes Baden-Württemberg*, 55 S., Stuttgart 1964.
- SCHULZ, G.: Reflexionen aus dem kristallinen Untergrund im Gebiet des Pfälzer Berglandes. *Z. f. Geophysik* 23 (1957), S. 225—235.
- THE GERMAN RESEARCH GROUP FOR EXPLOSION SEISMOLOGY: Crustal Structure in Western Germany. *Z. f. Geophysik* 30 (1964), S. 209—234.

Briefe an den Herausgeber

Die gleichzeitige Bestimmung von Horizontalgradienten und W_{zzz} aus drei engen Schwereprofilen

Von S. THYSSEN-BORNEMISZA, New York¹⁾

Eingegangen am 15. November 1965

In dieser Zeitschrift ist kürzlich über die Bestimmung von Horizontalgradienten aus zwei engen Schwereprofilen berichtet worden [1]. Durch die Vermessung eines dritten Schwereprofils wie in Abb. 1 gezeigt, können Größen von ΔW_{zzz} für die Punkte $c_1, c_2 \dots c_n$ berechnet werden.

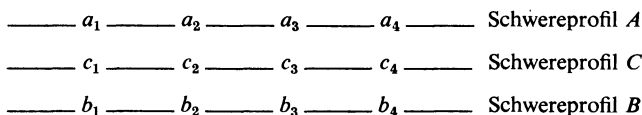


Abb. 1: Schema des dreifachen Schwereprofils. Profilstand 50 Fuß, Stationsabstand 50 Fuß.

Für c_2 beispielsweise, kann ΔW_{zzz} auf zwei Arten berechnet werden. Entweder nach Schema I gleich

$$\frac{1}{s^2} \cdot [4c_2 - (a_1 + a_3 + b_3 + b_1)]$$

oder nach Schema II,

$$\frac{1}{s^2} \cdot [4c_2 - (a_2 + c_3 + b_2 + c_1)],$$

wobei s jeweilig den Abstand zwischen c_2 und den entsprechenden Profilstandpunkten bedeutet.

¹⁾ S. THYSSEN-BORNEMISZA, The Plaza, New York City (USA).

Tabelle 1: BOUGUER-Werte in Microgal von drei Schwereprofilen *A*, *C*, *B*, die 50 Fuß voneinander entfernt sind und der Stationsabstand ebenfalls 50 Fuß beträgt.

Station	Profil <i>A</i>	Profil <i>C</i>	Profil <i>B</i>	$\Delta W_{zzz} \cdot 10^{-12}$ cgs
101	318	338	332	
100	335	323	336	—33
99	364	359	403	—20
98	394	392	412	—22
97	452	454	471	—10
96	496	525	531	+27
95	563	557	574	—23
94	579	619	587	+40
93	569	621	589	+21
92	590	640	593	+31
91	614	655	611	+36
90	612	671	634	+41
89	621	687	659	+45
88	642	692	670	+29
87	642	708	653	+57
86	657	713	673	+50
85	662	697	652	+43
84	643	660	606	+29
83	631	636	604	+17
82	618	610	613	+19
81	617	539	550	—49
80	477	474	477	— 7
79	439	414	408	— 5
78	371	355	383	—24
77	336	309	348	—31
76	333	270	311	—73
75	326	289	308	

Die Tabelle 1 enthält Schwerewerte der Teilprofile *A*, *B*, *C*, und zwar von Station 75 bis 101, sowie die Größen ΔW_{zzz} nach Schema II berechnet. Es ist davon Abstand genommen, eine graphische Darstellung zu bringen, weil die erforderlichen Daten in Tabelle 1 enthalten sind. Die Ergebnisse zeigen charakteristische Indikationen der Größen ΔW_{zzz} zwischen Stationen 80 bis 83, 86 bis 89, 94 bis 98, die in Verbindung mit den bereits früher veröffentlichten Gradientenprofil [1] betrachtet werden sollten.

HAALCK [2] hat bereits seit längerer Zeit die Berechnung von ΔW_{zzz} aus Gravimetermessungen vorgeschlagen. Jedoch konnte JUNG [3] aus Vergleichen feststellen, daß die einfachen Formeln von HAALCK einer Ermittlung von Restfeldern aus Mittelwerten recht ähnlich waren. Bei ganz engen Stationsabständen jedoch lassen sich brauchbare Größen von ΔW_{zzz} ermitteln, wie oben kurz gezeigt werden konnte. In allen anderen Fällen, wo z. B. die mit dem Gravimeter bestimmten Horizontalgradienten

ten zur Abgrenzung von ausgedehnteren und tieferen Strukturen noch anwendbar sind [4], verlieren die ΔW_{zzz} an Bedeutung bei der Auswertung.

Mein Dank gebührt Herrn Chefgeophysiker W. F. STACKLER bei Geosurveys (Australia) Ltd., in Adelaide, für die freundliche Überlassung der Meßdaten.

Literatur

- [1] THYSSEN-BORNEMISZA, S.: Eine gravimetrische Untersuchungsmethode für oberflächennahe Dichtestörungen. Z. f. Geophysik, 31 (1965), 3/4, S. 219—221.
- [2] HAALCK, H.: Die Berechnung von W_{zzz} aus Gravimetermessungen und ihre Bedeutung für die angewandte Geophysik. Z. f. Geophysik (Sonderband) 19 (1953), S. 46—53.
- [3] JUNG, K.: Schwerkraftsverfahren in der angewandten Geophysik (Monographie), Akad. Verlag, Leipzig 1961, Band 2, S. 121—137.
- [4] THYSSEN-BORNEMISZA, S.: Reconnaissance survey using average horizontal gradients of gravity. Geophysics (USA), 30 (1965) 3, S. 661—664.

Buchbesprechungen

Progress in Radio Science 1960—1963. XIVth General Assembly of URSI, Tokyo, September, 1963. Volume III, The Ionosphere, and Volume VIII, Space Radio Science. Elsevier Publishing Company, Amsterdam, London, New York 1965, DM 39,— bzw. DM 42,—.

Die Berichte, die auf Anforderung hin bei der 14. Generalversammlung der URSI in Tokio im Jahre 1963 gegeben worden sind, liegen jetzt auf 8 Bände verteilt vor.

Band III, herausgegeben von G. M. BROWN, enthält die Vorträge über die Ionosphäre, und zwar:

Advances in ionospheric physics 1960—1963 (J. A. RATCLIFFE); the distribution of electrons in the lower and middle ionosphere (R. W. KNECHT); a survey to topside sounding of the ionosphere (J. H. CHAPMAN); some results of U.S.S.R. experiments in the ionosphere and interplanetary space (K. I. GRINGAUZ); whistler measurements of the equatorial profile of magnetospheric electron density (D. L. CARPENTER); Geomagnetism and the ionosphere (C. O. HINES); some comments on the ionosphere and geomagnetism (E. H. VESTINE); ionospheric studies during the IQSY 1964—65 (W. J. BEYNON); ionizing radiation and constitution of the atmosphere (H. FRIEDMAN); the history of growth of oxygen in the earth's atmosphere (C. V. BERKER, L. C. MARSHALL).

Wie die Inhaltsangabe zeigt, sind die meisten Bereiche der Ionosphärenforschung zur Sprache gekommen, von der *D*-Schicht angefangen bis zur Magnetosphäre. Ein Übersichtsvortrag über die verschiedenen Verfahren zur Bestimmung der wahren Höhe der *F*-Schicht wurde für die Tagung leider nicht eingeplant. Der Leser erhält somit eine gute Übersicht über viele, aber nicht alle Fortschritte, die von 1960 bis 1963 erzielt werden konnten.

Band VIII, herausgegeben von K. MAEDA und S. SILVER, enthält zwei Abschnitte, einen über Space Radio Research mit den Beiträgen:

Ionospheric research by means of rockets and satellites (R. E. BOURDEAU, J. H. CHAPMAN, K. MAEDA; 65 Seiten, 144 Literaturzitate); planetary research in the millimetre and infrared region of the spectrum (H. F. WEAVER, S. SILVER); space communication system-results and problems (E. F. O'NEILL); data processing and its relation to the communication of deep-space experiments (S. W. GOLOMB),

und einen Abschnitt über Satellite Communication Systems mit den Beiträgen:

Satellite communication devices (J. R. PIERCE); a commentary on communication satellite devices (L. D. JAFFE); attitude, orbit and antenna control for a spinning satellite (H. A. ROSEN); stabilisation électronique du pinceau d'énergie électromagnétique rayonné par un satellite (J. C. SIMON); longrange communication by orbiting dipole belts (W. E. MORROW, JR.).

Beide Bände sind sehr gut ausgestattet und können jedem empfohlen werden, der sich mit den zur Sprache gekommenen Arbeitsgebieten irgendwie beschäftigt.

H. SCHWENTEK

G. A. GAMBURZEW: *Grundlagen seismischer Erkundung*. Verlag Otto Sagner, München 1965, 430 S., 271 Abb., DM 57,—.

Da die Anzahl der Lehrbücher, in denen die angewandte Seismik behandelt wird, sehr klein ist, kann die Herausgabe der deutschen Übersetzung des Werkes von GAMBURZEW nur begrüßt werden.

Die Untersuchungen von GAMBURZEW sind sowohl für die Theorie der seismischen Apparaturen als auch für die Interpretation der Messungen grundlegend. Die erste Auflage der „Seismischen Erkundungsmethoden“ erschien 1937/38. Nach dem Tode von GAMBURZEW (1955) wurde eine zweite, erweiterte Auflage herausgebracht, in der eine Anzahl von jüngeren Arbeiten des Autors Berücksichtigung fanden.

Im ersten Teil (S. 12—233) werden die theoretischen Grundlagen der seismischen Apparaturen behandelt. Neben den üblichen Ausführungen über die Theorie der mechanischen Seismographen nimmt die Methode der elektromechanischen Analogien einen breiten Raum ein. GAMBURZEW diskutiert beide Möglichkeiten, nämlich den Vergleich der mechanischen Schwingungsgleichung mit den entsprechenden Gleichungen für die Reihen- und Parallelschaltung der elektrischen Elemente. An zahlreichen Beispielen wird diese Transformation erläutert. So wird u. a. das Problem der Verzerrung der wahren Bodenbewegung des festen Untergrundes durch eine zwischen diesem und dem Seismographen liegende schwingungsfähige Schicht diskutiert. Ausführlich werden die verschiedenen möglichen Typen der elektromechanischen Wandler behandelt, so wie sie in den dreißiger und vierziger Jahren für den Feldbetrieb erprobt wurden. Der Abschnitt „Verstärker“ nimmt relativ wenig Raum ein. In neueren Arbeiten werden Mischung und Filterung diskutiert.

Im zweiten Teil werden die seismischen Methoden der Exploration erläutert. Auch hier werden wieder die Grundlagen recht ausführlich dargestellt. Zum Beispiel werden auch die Laufzeitkurven von Wechselwellen diskutiert. Der Einfluß eines Geschwindigkeitsgradienten wird in einigen weiteren Abschnitten untersucht. Die Interpretationsmethoden beschränken sich nicht nur auf den Idealfall der ebenen Grenzfläche, sondern sie umfassen auch gekrümmte Grenzflächen und Bruchstufen. Im letzten Abschnitt wird auf das Verhältnis von Nutz- zu Störampplitude eingegangen und Möglichkeiten zur Verbesserung desselben werden diskutiert.

Die angewandte Seismik ist von GAMBURZEW auf einer breiten Basis in einer vorzüglichen Weise dargestellt worden. Einige der aufgezeigten Möglichkeiten haben sich bewährt, andere dagegen nicht. Aber gerade wegen dieser Ausführlichkeit der Grundlagen verbunden mit einer Fülle von Einzelheiten ist dieses Buch für jeden Geophysiker äußerst anregend.

Nicht unerwähnt soll der gute Druck und die saubere Wiedergabe der Abbildungen bleiben. Das Literaturverzeichnis umfaßt eine ganze Reihe von Arbeiten aus der UdSSR, die wahrscheinlich im Ausland weniger bekannt sind. Ein Drittel der Literaturzitate beziehen sich auf Autoren außerhalb der UdSSR.

P. GIESE

DR. HELMUT HASSE

o. Professor an der Universität Hamburg

Bericht über neuere Untersuchungen und Probleme aus der Theorie der algebraischen Zahlkörper

2., durchgesehene Auflage, 2 Teile. 1965, 338 Seiten,

broschiert DM 42.—

Die erste Auflage – 1930 erschienen – ist seit langem vergriffen. Die neue Auflage wurde vom Verfasser durchgesehen und stellenweise ergänzt. Sie bietet so einen guten Überblick über dieses wichtige Gebiet.

Inhalt:

Teil I: Einleitung — Die HILBERT-FURTWÄNGLERSchen Sätze über Klassenkörper — Verallgemeinerung des Idealklassenbegriffs — Die TAKAGISchen Sätze über Klassenkörpertheorie — Umgruppierung der zu beweisenden Tatsachen — Die eigentlichen Beweise der TAKAGISchen Sätze — Das Zerlegungsgesetz für die Teiler der Relativediskriminante — Der Satz von der arithmetischen Progression in k — HECKESche Funktionsgleichung der L -Reihe — Die absolut ABELSchen Körper und die zu einem imaginär-quadratischen Grundkörper ABELSchen Körper — Drei ungelöste Probleme aus der Theorie der relativ ABELSchen Körper.

Teil Ia: Beweise zu Teil I.

Teil II: Das ARTINSche Reziprozitätsgesetz — Die Produktformel für das Normenrestsymbol — Das Reziprozitätsgesetz der Potenzreste — Explizite Formeln zum Reziprozitätsgesetz — Weitere Anwendungen des ARTINSchen Reziprozitätsgesetzes.



Physica-Verlag · Würzburg-Wien

Die Welt der Sterne

von W. BRUNNER. 2., unveränderte Auflage. Mit 152 Abbildungen. 288 Seiten,
Leinen DM 16,-

Traité des sections coniques,

faisant suite au traité de géométrie supérieure

von M. CHASLES. Teil 1 (Alles Erschienene). Mit 5 Tafeln. 1865. Neudruck 1962.
XII, 368 Seiten, Leinen DM 56,-

Triumph der Mathematik

Hundert berühmte Probleme aus zwei Jahrtausenden mathematischer Kultur
von H. DÖRRIE. 5. Auflage. Mit 122 Abbildungen. 391 Seiten, Leinen DM 18,50

Introduction to Boolean Algebras

VON PH. DWINGER. VI, 61 Seiten, Leinen DM 12,-, broschiert DM 10,-

Handbuch der Kugelfunktionen

Theorie und Anwendungen

VON E. HEINE. 2., umgearbeitete und erweiterte Auflage. 2 in 1 Band. 1878-1881.
Neudruck 1961. XVI, 484 und XII, 380 Seiten. Leinen DM 78,-

Lebendige Mathematik

VON W. LIETZMANN. 2. Auflage. 343 Abbildungen und 10 Tafeln. 435 Seiten,
Leinen DM 16,80

Diophantische Approximationen

Eine Einführung in die Zahlentheorie

VON H. MINKOWSKI. Mit 82 Abbildungen. 1907. Neudruck 1961. 235 Seiten,
Leinen DM 27,-

Vorlesungen über die Theorie der Integralgleichungen

VON I. G. PETROVSKIJ. Übersetzt von R. HERSCHEL. 100 Seiten, Halbleinen DM 7,80

Theorie der endlich erzeugbaren kommutativen Halbgruppen

VON L. RÉDEI. 226 Seiten, Leinen DM 35,-

Formeln und Lehrsätze zum Gebrauch der elliptischen Funktionen

VON K. WEIERSTRASS. Herausgegeben von H. A. Schwarz. 2. Ausgabe 1893.
Neudruck 1962. 96 Seiten, Leinen DM 22,-

Tafeln zur harmonischen Analyse und Synthese periodischer Funktionen

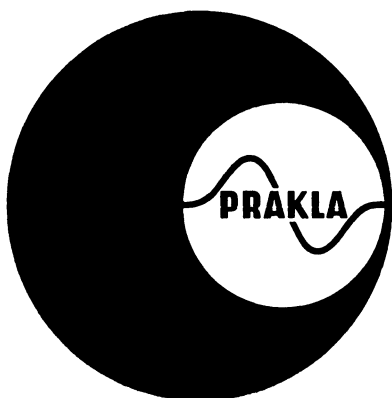
Tables for the Harmonic Analysis and Synthesis of Periodic Functions

VON L. ZIPPERER. In englischer und deutscher Sprache. 1961. 8 Seiten, 24 Tafeln,
20 Grundtafeln und 20 Berechnungsblätter. In Mappe DM 9,75.

Zu beziehen durch jede Buchhandlung



PHYSICA - VERLAG · WÜRZBURG



Seismik

Seeseismik

Gravimetrie

Aero-Magnetik

Geo-Elektrik

Sondermessungen

Das führende Unternehmen für geophysikalische Untersuchungen

Wollen Sie mitarbeiten?

**Geophysiker, Geologen, Physiker,
Mathematiker, Akademiker und Ingenieure verwandter
Fachrichtungen finden interessante Aufgaben**

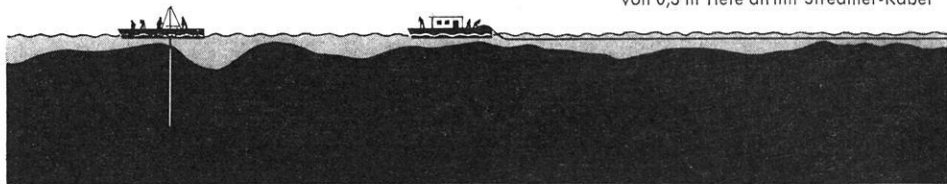


**Gesellschaft für praktische Lagerstättenforschung GmbH
3 Hannover 1 · Postfach 4767 · Ruf: 8 07 21 · Telex: 0922847**

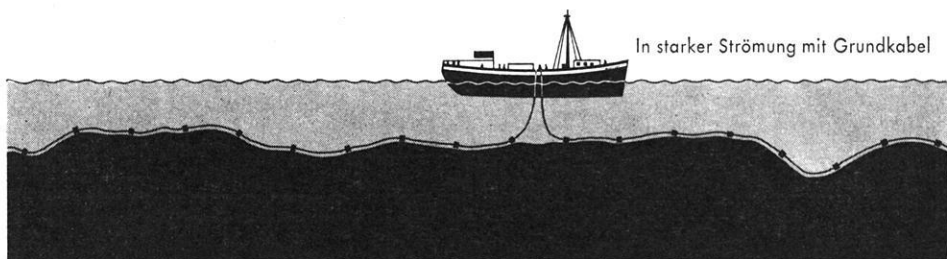
FLACHWASSERSEISMIK

jetzt schon weitgehend saison-unabhängig

von 0,3 m Tiefe an mit Streamer-Kabel



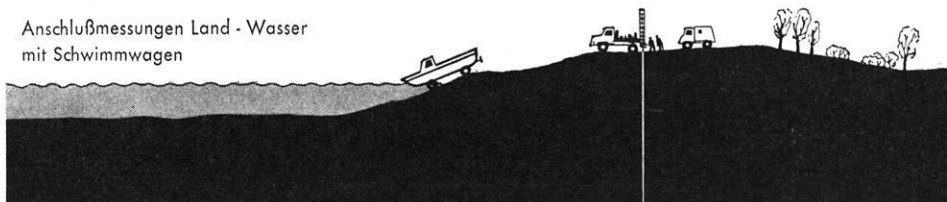
In starker Strömung mit Grundkabel



Arbeiten auf Sandbänken



Anschlußmessungen Land - Wasser
mit Schwimmwagen



SEISMOS

3 HANNOVER · Wilhelm-Busch-Str. 4 · Tel.: 71 08 31 · Fernschr.: 09 22419 · Telegr.-Adresse: Seismos Hannover