

Werk

Jahr: 1934

Kollektion: fid.geo

Signatur: 8 GEOGR PHYS 203:10

Digitalisiert: Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen

Werk Id: PPN101433392X_0010

PURL: http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X_0010

LOG Id: LOG_0009

LOG Titel: Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen

LOG Typ: section

Übergeordnetes Werk

Werk Id: PPN101433392X

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

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

Terms and Conditions

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

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

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

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

Contact

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

Bevölkerung klar geworden, daß es die ungünstigen Untergrundverhältnisse in dem so stark betroffenen Ortsteil sind, welchen die gesteigerten Wirkungen zuzuschreiben sind.

In den Alluvionen des Schüttergebiets konnten keine verstärkten Wirkungen festgestellt werden — vielleicht aus Mangel an Objekten, an denen die Wirkung hätte beobachtet werden können. Im zentralen Gebiet der Beben fehlt es auch an großen Alluvialbildungen. In vom Epizentrum entfernteren Teilen des Schüttergebiets erfuhren die Wirkungen der Beben im Alluvium bestimmt keine Verstärkung (z. B. in Spilé, das am Strand liegt, an den Gebäuden, an der Flußmündung von Çeparo, am Hafen von Valona).

Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen

XIV. Über die Deformation der Erdoberfläche durch Scherungskräfte im Herd von Erdbeben

Von **H. Gräfe**, Göttingen — (Mit 14 Abbildungen)

Auf Grund einer vereinfachten Methode werden für alle möglichen Lagen einer Scherungskraft im Herd die entsprechenden Deformationen der Erdoberfläche ermittelt. Es wird gezeigt, daß in ganz bestimmten Fällen aus den Deformationsbildern auf die Herdtiefe geschlossen werden kann. Alle Betrachtungen gelten nur für Scherungskräfte.

Bei einer Reihe von Erdbeben wurde die Richtung der ersten Bodenbewegung (\bar{P}) in eine geographische Karte an jeder betreffenden Stelle eingetragen. Hierbei zeigt sich: 1. Die Richtung der Bodenbewegung findet immer nahezu in einer Verbindungslinie Herd—Station statt. 2. Das Vorzeichen der Richtung unterliegt keineswegs einem einfachen Gesetz. Durchweg fand man eine mehr oder minder komplizierte Verteilung von Zug und Stoß. Beispiele hierfür sind Beben, die von B. Gutenberg¹⁾, T. Shida²⁾, H. Gräfe³⁾ und anderen mehr bearbeitet worden sind.

Bei dem Beben, das T. Shida bearbeitete, trat eine Verteilung der Zug- und Stoßgebiete auf, die in der Elastizitätstheorie bekannt ist. Die Zug- und Stoßgebiete verteilen sich auf vier Quadranten so, daß in benachbarten Quadranten entgegengesetzter Bewegungscharakter vorhanden ist.

Als Ursache einer solchen Verteilung kann ein horizontal gelagertes Scherungskräftepaar im Herd des Bebens angesehen werden. Das zeigte zum ersten Male theoretisch Love⁴⁾ für ein unendlich ausgedehntes Medium.

Man kann sich schwer vorstellen, daß in 20 km Tiefe, d. h. bei 10000 Atm. Druck ein Bruch des Materials anders vor sich geht als unter der Einwirkung von Scherungskräften. Sie sind vielleicht die Ursache aller Beben. Dann müssen sich aber alle gefundenen und noch zu findenden Deformationsbilder an der Erdoberfläche auf ein speziell gelagertes Scherungskräftepaar im Herd zurückführen lassen.

Es wird nicht immer horizontal gelagert sein, wie es bei dem Beben, das T. Shida (Fig. 1) bearbeitete, der Fall war, sondern es wird vielmehr eine ganz beliebige Lage zur Horizontalen einnehmen. Es liegt daher nahe, theoretisch den

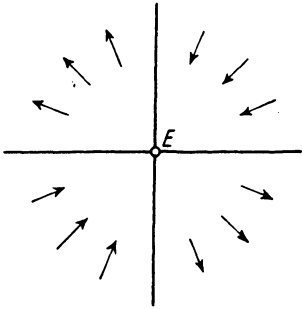


Fig. 1. Die von T. Shida gefundene Zug- und Stoßverteilung bei der \bar{P} -Phase eines japanischen Bebens. E = Epizentrum

Zusammenhang zwischen der Lage der Scherungskraft im Herd und der entsprechenden Verrückung an der Erdoberfläche herzustellen. Ist dieser Zusammenhang gefunden, dann wird man für alle möglichen charakteristischen Lagen die dazu entsprechenden Bilder an der Erdoberfläche ermitteln. Man erhält so für jede Lage ein ganz bestimmtes typisches Bild. Aus der Zug- und Stoßverteilung eines beliebigen Bebens kann man nun durch Vergleich mit diesen Bildern rückwärts auf die Lage der Scherungskraft im Herd schließen.

Dieser Vergleich ist nur dann erlaubt, wenn tatsächlich eine Scherungskraft Ursache des Bebens ist. Ist diese Voraussetzung nicht erfüllt, so wird sich voraussichtlich auch kein Vergleich mit den charakteristischen Bildern anstellen lassen. Damit ergibt sich vielleicht eine neue Möglichkeit, auf weitere Ursachen der Beben zu schließen.

Es soll nun der mathematische Zusammenhang zwischen der Scherungskraft im Herd und den Verrückungen an der Erdoberfläche ermittelt werden. M. Hasegawa⁵⁾ hat die Zug- und Druckverteilung auf einer Kugeloberfläche für ein horizontales Scherungskräftepaar im Mittelpunkt der Kugel berechnet. Will man die Zug- und Druckverteilung auf der Erdoberfläche aus der Hasegawaschen Darstellung ablesen, so muß man die Kugel mit einer Ebene (Erdoberfläche) schneiden. Ist nun das Scherungskräftepaar gegen die Erdoberfläche geneigt, dann ist dementsprechend diese Schnittebene (Erdoberfläche) zur Horizontalenebene der Hasegawaschen Kugel zu neigen. Diese Methode ist in der Rechnung sehr umständlich und unübersichtlich. Es soll daher im folgenden eine einfachere Methode angegeben werden, die auf für diese Betrachtung Unwesentliches verzichtet.

Wie Hasegawa ausführt, stehen die Knotenflächen, die die Zug- und Stoßgebiete trennen, senkrecht auf der Ebene des Scherungskräftepaares, und zwar eine in Richtung des Kräftepaares, die andere senkrecht dazu (s. Fig. 2a).

Die Knotenflächen schneiden die Erdoberfläche im allgemeinen längs zweier Knotenlinien (der Einfluß der freien Oberfläche auf die Verrückungen soll hier

wegen seiner Kleinheit nicht berücksichtigt werden). Der Schnittpunkt der Knotenlinien sei als Pol (P) bezeichnet. Er liegt auf der im Herd errichteten Normalen zur Ebene des Kräftepaars. Bei horizontal gelagertem Scherungskräftepaar fällt er mit dem Epizentrum zusammen. Die Knotenlinien müssen sich in diesem Falle rechtwinklig schneiden (s. Fig. 2b).

Wie ändert sich nun Fig. 2b, wenn die Scherungskräfte nicht mehr horizontal, sondern irgendwie geneigt liegen?

1. Der Pol wird nicht mehr mit dem Epizentrum zusammenfallen.
2. Die Knotenlinien werden sich nicht mehr rechtwinklig, sondern unter einem Winkel schneiden, dessen Größe von der Lage des Scherungskräftepaars abhängt.

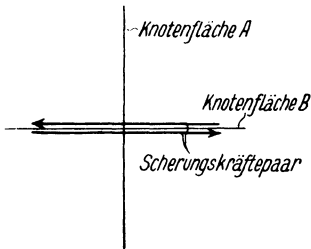


Fig. 2 a

Ein Scherungskräftepaar in der Papierebene und die von ihm erzeugten Knotenlinien

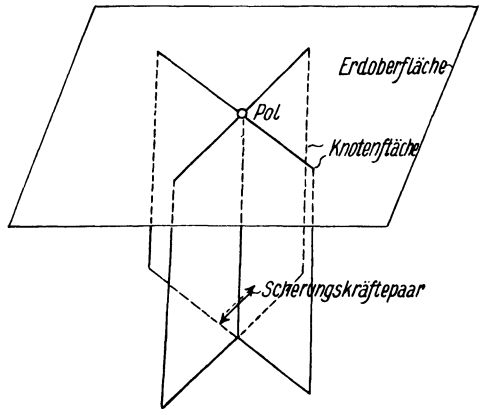


Fig. 2b. Die Knotenflächen im Schnitt mit einer Ebene (Erdoberfläche). Die Knotenflächen und die Ebene sind durch gerade Linien begrenzt

Wenn es nun gelänge, aus der Lage des Scherungskräftepaars den Pol und die Knotenlinien an der Erdoberfläche zu ermitteln, so hätte man damit alles Wissenswerte erhalten. Da es ja bekannt ist, daß die durch die Knotenlinien getrennten Gebiete entgegengesetzte Bewegungsrichtung aufweisen, so kann man auch die Zug- und Stoßverteilung eintragen.

Zur Berechnung des Winkels τ , den die beiden Knotenlinien an der Erdoberfläche einschließen, benutzen wir folgende Bezeichnungen:

X, Y, Z rechtwinklige Koordinatenachsen, X, Y horizontal, Z vertikal entgegengesetzt der Schwerkraftrichtung.

X', Y', Z' ein gegenüber X, Y, Z gedrehtes Koordinatensystem mit demselben Ursprungspunkt. Die X' -Achse wird in die Schnittlinie der XY - und der $X'Y'$ -Ebene gelegt (s. Fig. 3).

φ Winkel, den die X' -Achse mit der Linie KO einschließt (s. Fig. 3).

ψ Winkel, den die Z - und die Z' -Achse miteinander einschließen.

- \mathfrak{R} Richtung des Scherungskräftepaars (s. Fig. 4).
- \mathfrak{L} Richtung des gemeinsamen Lotes $M-N$ auf das Scherungskräftepaar (s. Fig. 4).
- A Knotenebene, die von dem Scherungskräftepaar erzeugt wird, in Richtung \mathfrak{L} liegend (s. Fig. 4).
- B Knotenebene, die von demselben Scherungskräftepaar erzeugt wird, in Richtung \mathfrak{R} liegend (s. Fig. 4).

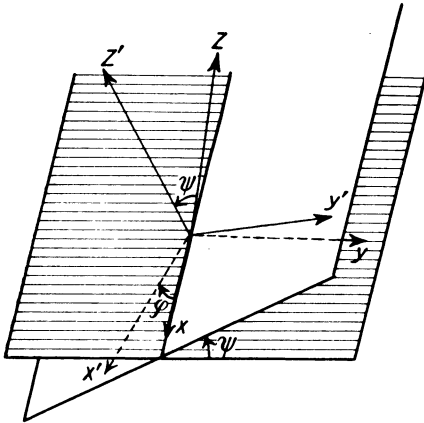


Fig. 3. Die beiden Koordinatensysteme X, Y, Z und X', Y', Z' mit demselben Ursprungspunkt

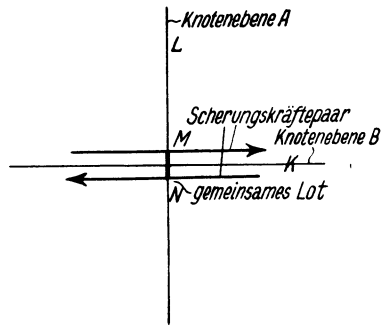


Fig. 4

Das Scherungskräftepaar, das gemeinsame Lot $M-N$ auf das Scherungskräftepaar und die beiden Knotenebenen A und B . (Das Scherungskräftepaar liegt in der Papierebene)

Wie oben ausgeführt und wie Fig. 4 zeigt, muß nun sein:

- $A \perp B$ (1)
- $\mathfrak{R} \perp \mathfrak{L}$ (2)
- $\mathfrak{R} \perp A$ (3)
- $\mathfrak{L} \perp B$ (4)

Der Gang der Rechnung ist nun folgender. Man bildet die analytischen Ausdrücke für die Ebenen A und B so, daß sie den Bedingungen (1) . . . (4) genügen. Sodann bringt man sie mit der Erdoberfläche, die den analytischen Ausdruck

$$z = h \dots \dots \dots (5)$$

besitzt ($h =$ Herdtiefe), zum Schnitt. Dadurch erhält man zwei lineare Gleichungen für je eine Linie, die die Knotenlinien an der Erdoberfläche darstellen. Aus beiden Gleichungen läßt sich der Winkel τ , den die beiden Knotenlinien miteinander einschließen, und die Koordinaten des Poles P (als Schnittpunkt der beiden Knotenlinien) berechnen.

Im raumfesten Koordinatensystem X, Y, Z liegt X, Y horizontal, Z vertikal entgegengesetzt zur Schwerkraftrichtung. Das Scherungskräftepaar verankern

wir im X', Y', Z' -System so, daß \mathfrak{R} in die X' -Achse und \mathfrak{Q} in die Y' -Achse zu liegen kommt, was ja auf Grund von (2) möglich ist.

Dann läßt sich, wie man sich leicht klarmacht, das gestrichene Koordinatensystem durch zwei Drehungen (also zwei Winkel) in das raumfeste System überführen (s. Fig. 3).

1. Drehung des X', Y', Z' -Systems um die Z' -Achse. Drehwinkel — φ . Die X' -Achse geht in die X -Achse über. Es entsteht das System X_1, Y_1, Z_1 . Diese Drehung wird dargestellt durch ⁶⁾

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= \cos \varphi \cdot x' + \sin \varphi \cdot y' \\ y_1 &= -\sin \varphi \cdot x' + \cos \varphi \cdot y' \\ z_1 &= z' \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (6)$$

2. Drehung des X_1, Y_1, Z_1 -Systems um die X -Achse. Drehwinkel — ψ . Die Z' -Achse geht in die Z -Achse über. Es entsteht X, Y, Z . Diese Drehung ist gegeben durch

$$\left. \begin{aligned} x &= x_1 \\ y &= \cos \psi \cdot y_1 - \sin \psi \cdot z_1 \\ z &= \sin \psi \cdot y_1 + \cos \psi \cdot z_1 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (7)$$

Beide Drehungen zusammengesetzt ergeben dann:

$$\left. \begin{aligned} x &= \cos \varphi \cdot x' + \sin \varphi \cdot y' \\ y &= -\cos \psi \sin \varphi \cdot x' + \cos \psi \cos \varphi \cdot y' - \sin \psi \cdot z' \\ z &= -\sin \psi \sin \varphi \cdot x' + \sin \psi \cos \varphi \cdot y' + \cos \psi \cdot z' \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (8)$$

Damit lassen sich aber sofort die Gleichungen der Knotenebenen A und B bestimmen. Da die Kraft \mathfrak{R} in der X' -Achse liegt, muß auf Grund von (3) die Knotenebene A in der (Y', Z') -Ebene des X', Y', Z' -Systems liegen (s. Fig. 2b). Sie hat also die Gleichung

$$x' = 0 \dots \dots \dots (9)$$

\mathfrak{Q} liegt in der Y' -Achse, also muß B in der (X', Z') -Ebene liegen. Die Gleichung von B lautet demnach:

$$y' = 0 \dots \dots \dots (10)$$

Da nun das Scherungskräftepaar um die Winkel φ und ψ geneigt ist, so muß man die Werte des transformierten Systems (8) einsetzen. Man erhält also auf Grund von (8) und (9) für die Ebene A das Gleichungssystem

$$\left. \begin{aligned} \sin \varphi \cdot y' &= x \\ \cos \varphi \cos \psi \cdot y' - \sin \psi \cdot z' &= y \\ \cos \varphi \sin \psi \cdot y' + \cos \psi \cdot z' &= z \end{aligned} \right\} A \dots \dots \dots (11)$$

und für B aus (8) und (10) das Gleichungssystem:

$$\left. \begin{aligned} \cos \varphi \cdot x' &= x \\ -\cos \psi \sin \varphi \cdot x' - \sin \psi \cdot z' &= y \\ -\sin \psi \sin \varphi \cdot x' + \cos \psi \cdot z' &= z \end{aligned} \right\} B \dots \dots \dots (12)$$

Die Elimination von x', y', z' ergibt für die Ebene A :

$$\cotg \varphi \cdot x - \cos \psi \cdot y - \sin \psi \cdot z = 0 \dots \dots \dots (13)$$

und entsprechend für B :

$$\tg \varphi \cdot x + \cos \psi \cdot y + \sin \psi \cdot z = 0 \dots \dots \dots (14)$$

Diese Ebenen bringen wir mit der Erdoberfläche $z = h$ (5) zum Schnitt und erhalten für die beiden Knotenlinien

$$\cotg \varphi \cdot x - \cos \psi \cdot y - \sin \psi \cdot h = 0 \dots \dots \dots (15)$$

$$\tg \varphi \cdot x + \cos \psi \cdot y + \sin \psi \cdot h = 0 \dots \dots \dots (16)$$

Der spitze Winkel τ , den die beiden Knotenlinien miteinander einschließen, ergibt sich dann aus

$$\boxed{\tg \tau = \pm \frac{\cos \psi}{\sin \varphi \cdot \cos \varphi \cdot \sin^2 \psi}} \dots \dots \dots (17)$$

und die Koordinaten des Schnittpunktes der Knotenebenen, den wir als Pol bezeichnet haben, sind

$$\boxed{P(x, y): \quad x = 0, \quad y = -h \cdot \tg \psi} \dots \dots \dots (18)$$

Auf Grund von (17) und (18) wird nun für bestimmte charakteristische Lagen der Scherungskraft im Herd die Lage der Knotenlinien bestimmt. Es erschöpfen sich in folgender Zusammenstellung alle möglichen Fälle der Lage eines Scherungskräftepaares:

I. Das Kräftepaar liegt horizontal.

Richtung des gemeinsamen Lotes:

1. horizontal,
2. geneigt,
3. vertikal.

II. Das Kräftepaar liegt geneigt.

Richtung des gemeinsamen Lotes:

1. horizontal,
2. geneigt.

III. Das Kräftepaar liegt vertikal.

Richtung des gemeinsamen Lotes:

1. horizontal.

In der oben eingeführten Schreibweise hätte man zu schreiben ($0^\circ \leq \varphi < 180^\circ$; $0^\circ \leq \psi < 360^\circ$):

- I. 1. φ beliebig, $\psi = \begin{cases} 0^\circ \\ 180^\circ \end{cases}$,
2. $\varphi = 0^\circ$, ψ beliebig außer 0, 90, 180, 270 $^\circ$,
3. $\varphi = 0^\circ$, $\psi = \begin{cases} 90^\circ \\ 270^\circ \end{cases}$.

- II. 1. $\varphi = 90^\circ$, ψ beliebig außer 0, 90, 180, 270°,
 2. φ beliebig außer 0, 90°, ψ beliebig außer 0, 180° (Spezialfall $\psi = \begin{cases} 90^\circ \\ 270^\circ \end{cases}$).
 III. $\varphi = 90^\circ$, $\psi = \begin{cases} 90^\circ \\ 270^\circ \end{cases}$.

In folgenden Figuren ist die Zug- und Stoßverteilung der eben angegebenen Fälle dargestellt. Aus den Beziehungen (17) und (18) errechnen sich nun der Winkel τ und die Koordinaten des Poles P . In die von den Knotenlinien abgegrenzten Gebiete werden Pfeile so eingezeichnet, daß in benachbarten Gebieten immer entgegengesetzte Bewegung vorhanden ist und daß die Bewegung immer in der Verbindungslinie Herd—Station liegt. Entsprechend der oben gegebenen Einteilung erhält man:

I. 1. $\tau = 90^\circ$. $x = 0, y = 0$.

Dieser Fall ist schon von dem Beben, das T. Shida bearbeitete, bekannt.

2. $\tau = 90^\circ$. $x = 0^\circ, y$ beliebig außer 0 und ∞ .
 3. τ unbestimmt. $x = 0, y = \infty$.

- II. 1. $\tau = 90^\circ$. $x = 0, y =$ beliebig außer 0 und ∞ .
 2. $0^\circ \leq \tau < 90^\circ$. $x = 0, y =$ beliebig außer 0.

Spezialfall: $\tau = 0^\circ$. $x = 0, y = \infty$.

- III. 1. τ unbestimmt. $x = 0, y = \infty$.

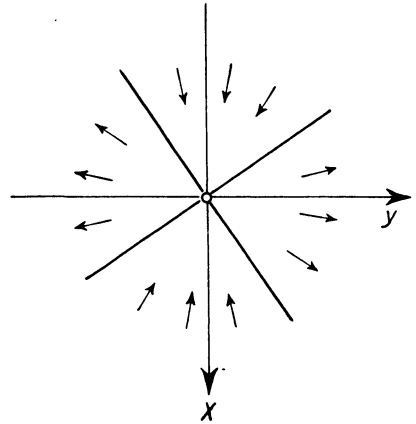


Fig. 5. Zug- und Stoßverteilung für ein horizontal gelagertes Scherungskräftepaar mit horizontalem gemeinsamen Lot

Bei näherer Betrachtung der einzelnen Fälle zeigt sich eine gewisse Symmetrie. Bei I 1 und II 1 findet sich dieselbe Lage der Knotenlinien (Fig. 6 und 8), ebenso bei I 3 und III 1 (Fig. 7 und 10). Jedesmal vertauschen sich Kräftepaar und gemeinsames Lot hinsichtlich ihrer Lage.

Bestimmung der Herdtiefe aus der Zug- und Stoßverteilung. Im Falle II 2 ist es möglich, mit Hilfe einer einfachen graphischen Methode die Herdtiefe anzugeben. Die Konstruktion wurde an Hand von Fig. 11 durchgeführt. Es sind in ihr P der Pol, H der Herd, E das Epizentrum, EH die Herdtiefe, PB und PC die Knotenlinien an der Erdoberfläche.

Die beiden Knotenflächen sind durch die Ebenen PBD und PCD dargestellt. Beide Ebenen schneiden sich in der Linie HP . Die Erdoberfläche ist durch die Ebene $BECP$ angedeutet. Die Punkte B und C sind so gewählt, daß $BC \perp EP$.

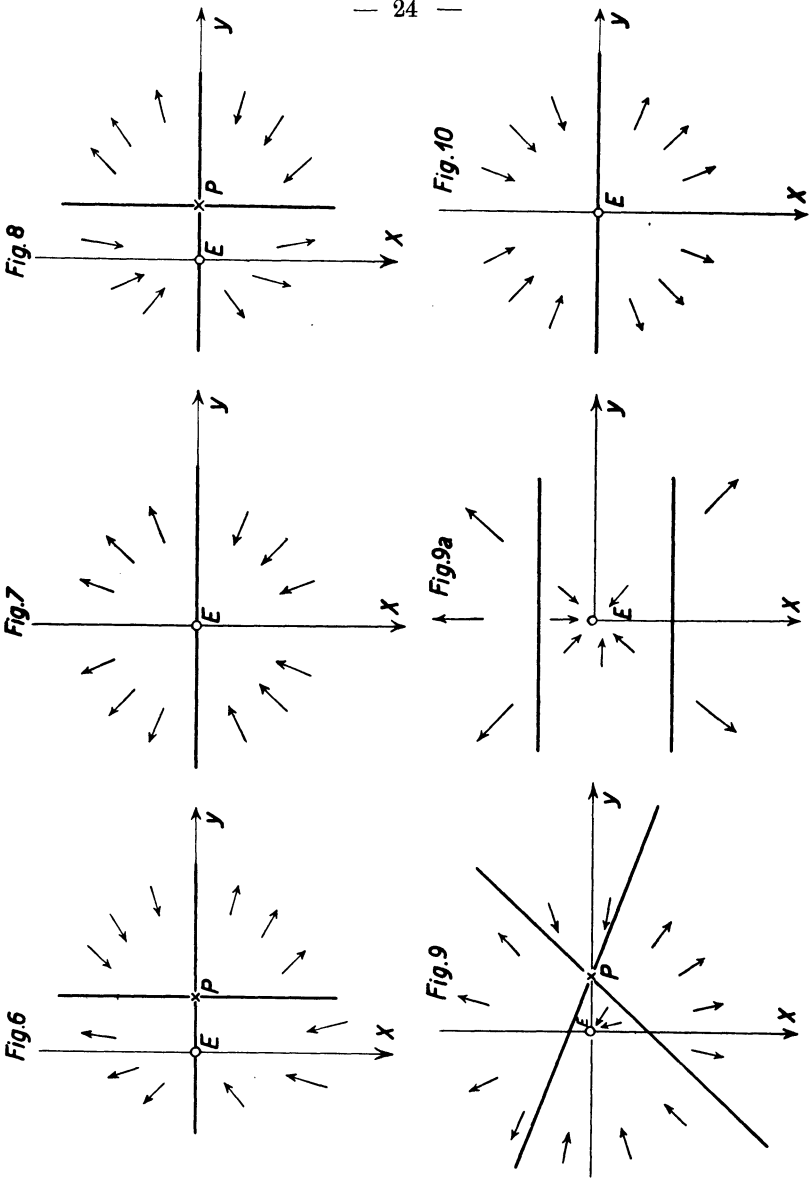


Fig. 6. Zug- und Stoßverteilung für ein horizontales Scherungskräftepaar mit geneigtem gemeinsamen Lot
Fig. 7. Zug- und Stoßverteilung bei einem horizontalen Scherungskräftepaar mit vertikalem gemeinsamen Lot
Fig. 8. Zug- und Stoßverteilung bei einem geneigten Scherungskräftepaar mit horizontalem Lot
Fig. 9. Zug- und Stoßverteilung bei einem geneigten Scherungskräftepaar mit geneigtem Lot, allgemeiner Fall
Fig. 9 a. Zug- und Stoßverteilung bei einem geneigten Scherungskräftepaar mit geneigtem Lot, Spezialfall
Fig. 10. Zug- und Stoßverteilung bei einem vertikalen Scherungskräftepaar

Der Punkt D sei der Fußpunkt des Lotes von E auf HP . Die Winkel HEP , EDP und BDC sind rechte und in Fig. 11 durch Bogen kenntlich gemacht.

Zur Ermittlung der Herdtiefe ist es vorerst nötig, die Länge ED zu bestimmen. Klappt man das Dreieck BDC um BC in die Erdoberfläche, so muß, da die Winkel BDC , BEP und CED rechte sind, der Punkt D 1. auf einem Halbkreis über BC und 2. auf der Verlängerung von PE über E hinaus liegen (Fig. 11 b). Der Schnittpunkt der Geraden PE mit dem Halbkreis sei in Fig. 11 b mit D' bezeichnet. Es ist $ED' = ED$.

Um nun die Herdtiefe zu finden, wird das Dreieck EPH um EP in die Erdoberfläche geklappt. Der Punkt D'' auf der Geraden PH wird jetzt dadurch erhalten, daß man in Fig. 11 b über EP einen Halbkreis schlägt und um E einen Kreis mit ED' als Radius ($ED' = ED'' = ED$).

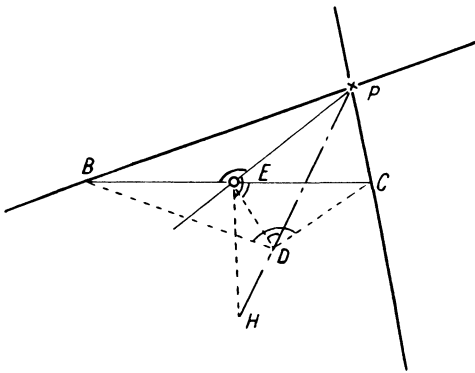


Fig. 11 a

Die räumliche Lage der Knotenflächen, des Epizentrums E und des Herdes H

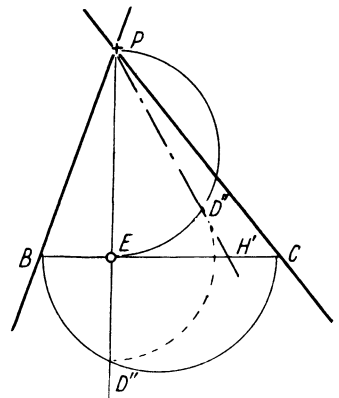


Fig. 11 b. Die Lage der Knotenlinien PB und PC und des Epizentrums an der Erdoberfläche

Wie aus Fig. 11 a hervorgeht, liegt der Herdpunkt H auf der Verlängerung von PD . Andererseits muß H so liegen, daß EH senkrecht steht auf EP . Das ist in Fig. 11 b erfüllt von H' , dem Schnittpunkt der Geraden PD'' und EC . Mithin ist EH' die gesuchte Herdtiefe.

Damit die Konstruktion der Herdtiefe durchführbar ist, ist es nötig, daß das Epizentrum E immer im spitzen Winkelraum der Knotenlinie liegt, weil E auf der Projektion der Achse HP in der Erdoberfläche liegt. Schneiden sich die beiden Knotenlinien senkrecht, dann muß E auf einer der Knotenlinien liegen, andernfalls ergibt sich, wie sich leicht zeigen läßt, eine unendlich große Herdtiefe.

Die Methode ist nicht anwendbar für die Fälle I 1, 2, 3, II 1 und III 1 der oben angegebenen Zusammenstellung, da sich hier für jede Herdtiefe an der Erdoberfläche dieselbe Stoß- und Zugverteilung ergibt. Im Spezialfall unter II 2 vereinfacht sich die Methode, da in diesem Falle die Strecke ED' gleich der ge-

suchten Herdtiefe EH' ist. Die Verbindungslinie von E mit P ist durch die Parallele durch E zu den Knotenlinien zu ersetzen.

Die Idee dieser graphischen Herdtiefenbestimmung stammt von Herrn Dr. H. Jung-Göttingen. Ihm und Herrn Prof. Dr. G. Angenheister danke ich für mancherlei Ratschläge.

Literatur

- 1) B. Gutenberg: Die mitteleuropäischen Beben vom 16. November 1911 und 20. Juli 1913. Straßburg 1915.
- 2) M. Hasegawa: Die erste Bewegung bei einem Erdbeben. Gerlands Beitr. 27. 102. 1927.
- 3) H. Gräfe: Das Nordtiroler Beben II. Die Kräfte im Herd des Bebens. Zeitschr. f. Geophys. 9. 31 (1933).
- 4) A. E. H. Love: *Mathematical Theory of Elasticity*. 4th ed., p. 82, 304.
- 5) M. Hasegawa: Die erste Bewegung bei einem Erdbeben. Gerlands Beitr. 27. 111 (1927).
- 6) C. H. Müller u. G. Prange: *Allgemeine Mechanik*. S. 355 ff. Hannover 1923. Göttingen, Geophysikalisches Institut, Dezember 1933.

Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen

XIII. Über seismische Oberflächenwellen und ihre Beziehung zum geologischen Aufbau des eurasiatischen Kontinents

Von **Walter v. zur Mühlen**, Göttingen — (Mit 7 Abbildungen)

Diese Arbeit knüpft unmittelbar an die Untersuchung von Rohrbach an. In den ersten Abschnitten wird versucht, zur Klärung der physikalischen Natur seismischer Oberflächenwellen beizutragen. Es werden die Entstehungsentfernung, Erregung und Dispersion der Wellen untersucht. In den beiden folgenden Abschnitten wird der Zusammenhang zwischen der Geschwindigkeit der Oberflächenwellen und dem geologisch-tektonischen Aufbau des Untergrundes ermittelt. Unterschiede treten bereits innerhalb der Kontinente deutlich zutage. Schichtdickenberechnungen weisen auf Isostasiererscheinungen innerhalb Eurasiens hin.

Einleitung. In der vorliegenden Arbeit wird der Versuch gemacht, die Abhängigkeit der Geschwindigkeit der Oberflächenwellen von der geologischen Beschaffenheit des Untergrundes zu ermitteln. Dazu ist die Klärung der beiden Fragen -- welche Beziehungen zwischen $\Delta/t = c_m$ und Δ bestehen (Δ = Herdentfernung, t = Laufzeit) und ob die Dispersion der Oberflächenwellen echt ist -- unumgänglich notwendig. Zu dieser Klärung sollen die ersten Abschnitte der Arbeit bei-

tragen. Es ergeben sich dann eindeutige Beziehungen zwischen der Eigengeschwindigkeit c und der geologischen Beschaffenheit des Untergrundes. Die so erhaltene Funktion gibt Aufschlüsse über Bau und Charakter der obersten Erdkruste, wie in den weiteren Abschnitten der Arbeit gezeigt wird.

Es ist hier durchweg von Oberflächenwellen, nicht von Quer- oder Rayleigh-Wellen die Rede. Das ist geschehen, weil diese beiden Wellentypen selten getrennt beobachtbar sind. In allen Fällen handelt es sich aber um Wellen, die eher dem Typus der Querwellen zuneigen, wie sich aus Geschwindigkeit und Amplitudenverhältnis der Horizontal- und Vertikalkomponenten ergibt.

Die Entstehungsentfernung der Oberflächenwellen. Nach der Elastizitätstheorie entstehen Oberflächenwellen, wenn eine Störung des Gleichgewichts an der Oberfläche eines elastischen Halbraumes erfolgt. Nun führt eine Berechnung der Herdlage auf Tiefen von 20 bis 40 km. Die Oberflächenwellen können sich daher erst beim Anstoß von Raumwellen an die Erdoberfläche ausbilden.

Rohrbach¹⁾ hat gezeigt, daß eine Abhängigkeit der mittleren Geschwindigkeit der Oberflächenwellen von der Herdentfernung existiert. Er erklärt diese Abhängigkeit dadurch, daß die Oberflächenwellen erst in einer gewissen, nicht unbeträchtlichen Entfernung vom Herde durch den Anstoß von Raumwellen erregt würden. Zu einer quantitativen Fassung der Abhängigkeit kann man nur durch eine genaue Kenntnis der Entstehungsentfernung der Wellen gelangen. Rohrbach hat nun die Laufzeitgeraden für Oberflächenwellen verschiedener Wellenlänge aus zwei Beben konstruiert und mit der Laufzeitkurve der S -Welle, die er als Erreger der Oberflächenwellen ansah, verglichen. Dasjenige Δ , bei dem die Laufzeitkurve der S -Welle die Laufzeitgeraden der Oberflächenwellen schneidet, sah er als Entstehungsentfernung Δ_E der Oberflächenwellen an. Auf diese Weise ergibt sich ein Δ_E von 2000 bis 3000 km für Wellenlängen von $\lambda = 60$ bis $\lambda = 300$ km, wonach also die kleineren λ näher am Herde erregt werden als die größeren. Rohrbach konstruierte die Laufzeitkurven jeweils aus zwei Punkten, die zwei verschiedenen Beben entnommen waren. Dies Verfahren hat zur Voraussetzung, daß für Oberflächenwellen die Laufzeit t eine lineare Funktion der Herdentfernung Δ ist (Laufzeitgerade), daß also der von den Wellen durchlaufene Untergrund in seiner ganzen Länge für beide Beben die gleichen elastischen Konstanten aufweist, eine Voraussetzung, die selten zutreffen dürfte. Bei der Extrapolation der Laufzeitgeraden bis zum Schnittpunkt mit der Laufzeitkurve der S -Welle kann außerdem ein beträchtlicher Fehler gemacht werden, da die beiden Kurven sich unter recht spitzem Winkel schneiden. Die Entstehungsentfernung soll hier daher auf einem anderen Wege untersucht werden.

Es kann als feststehende Beobachtungstatsache gelten, daß die Oberflächenwellen bei größerem Δ größere Perioden besitzen als bei kleinerem Δ . Insbesondere nimmt mit wachsendem Δ auch die Periode \mathfrak{T} der zuerst auftauchenden langen Welle zu, und dabei ist die erste Periode auch die längste. Daher muß es für jedes \mathfrak{T} ein bestimmtes kleinstes Δ geben, in welchem das betreffende \mathfrak{T} gerade

beobachtbar wird. Dieses Δ ist die Entstehungsentfernung Δ_E . Ob es erfaßt wird, hängt von der Vergrößerung des Seismographen für diese Periode ab.

Genau bestimmen läßt sich Δ_E nur bei sehr vollständigem Material. Es läßt sich aber immer in bestimmte Grenzen Δ_0 und Δ_u einschließen. Hier bedeutet Δ_0 die kleinste Herdentfernung, bei der eine bestimmte Periode \mathfrak{T} noch beobachtet wird, Δ_u die größte Herdentfernung, bei der dasselbe \mathfrak{T} bestimmt nicht mehr gefunden wird. Je vollständiger das Material ist, um so genauer läßt sich Δ_E einschließen. In unserem Falle sind für diese Untersuchungen nur Balkan- und Klein-Asien-Beben, registriert in Göttingen und einigen anderen mittel-

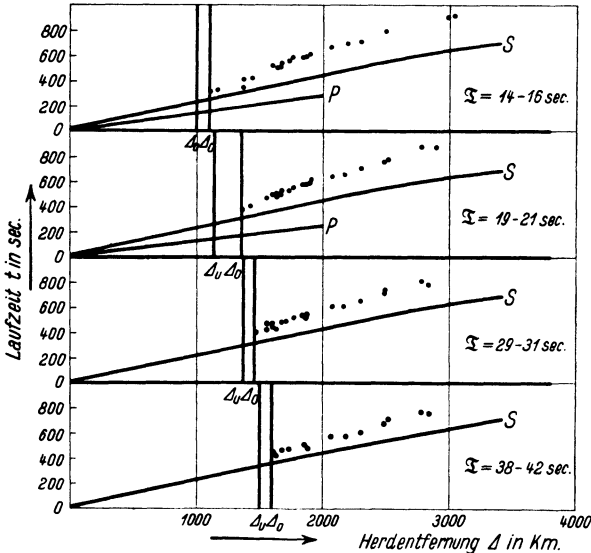


Fig. 1

Laufzeitkurven für verschiedene Periodenintervalle. Der Anfang dieser Laufzeitkurven gibt die Entstehungsentfernungen für $\mathfrak{T} = 15, 20, 30$ und 40 sec

europäischen Stationen, verwendet worden. Die Wellen haben also, wenn nicht gerade denselben, so doch einen in allen Fällen ähnlichen Weg durchlaufen.

In Fig. 1 sind die bei diesen Beben beobachteten Laufzeiten für die Perioden $\mathfrak{T} = 14$ bis $16, 19$ bis $21, 29$ bis 31 und 38 bis 40 sec als Funktion von Δ auf-

Tabelle 1

Entstehungsentfernung der Oberflächenwellen für verschiedene Perioden

\mathfrak{T} sec	Δ_u	Δ_0	$\Delta_E = \frac{\Delta_u + \Delta_0}{2}$
15	1000	1100	1050
20	1150	1350	1250
30	1350	1450	1400
40	1500	1600	1550

getragen. Gleichzeitig sind durch vertikale Linien diejenigen Grenzen von Δ_E markiert, die sich auf Grund des benutzten Bebenmaterials ergeben. Δ_0 und Δ_u sind also bis zu einem gewissen Grade zufällige Werte. Δ_E braucht nicht in der Mitte des Intervalls $\Delta_0 - \Delta_u$ zu liegen. Die in der letzten Spalte von Tabelle 1 eingetragenen Werte von Δ_E sind daher nur als ungefähr richtig anzusehen.

Es fällt auf, daß von den oben genannten Perioden jede ihr eigenes, fest umgrenzbares, von den der anderen Perioden verschiedenes Entstehungsintervall hat.

Legt man durch die in Fig. 2 eingetragenen Beobachtungspunkte Laufzeitkurven, entsprechend dem Vorgehen Rohrbachs, so schneiden diese die Lauf-

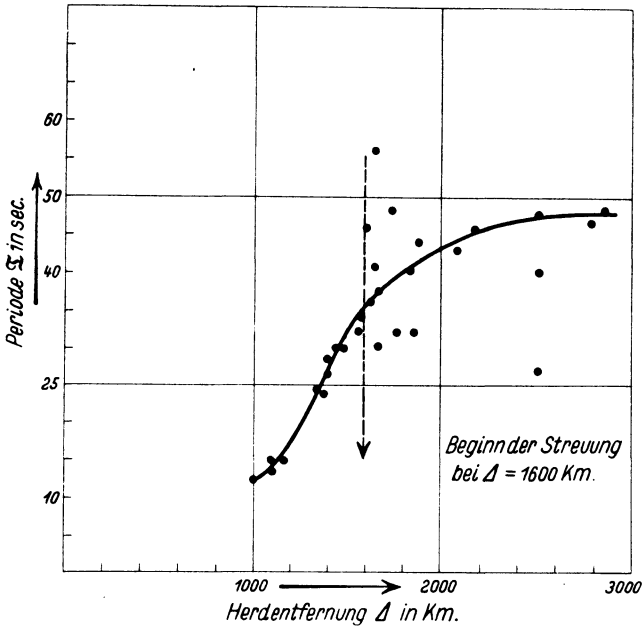


Fig. 2. Abhängigkeit der im Seismogramm zuerst auftauchenden Periode der Oberflächenwellen von der Herdentfernung Δ

zeitkurve der S -Welle bei einem Δ , das erheblich kleiner ist als die von mir gefundenen Δ_E und erst recht kleiner als die von Rohrbach ermittelten Entstehungsentfernungen der Oberflächenwellen für die angegebenen Perioden.

In Fig. 2 ist die erste (größte) im Seismogramm erkennbare Periode T_M der langen Wellen als Funktion von Δ aufgetragen. Zur Verwendung gelangten zum größten Teil dieselben bereits genannten Beben. Man kann dieses T_M deuten als diejenige Periode, die gerade in der Nähe des Beobachtungspunktes von den Raumwellen angeregt wird. Es ergeben sich daher auch aus Fig. 2 die Entstehungsentfernungen der Oberflächenwellen für die untersuchten Beben (vgl.

Tabelle 1a). Die Übereinstimmung der auf verschiedene Weise gemessenen Δ_E ist gut.

Tabelle 1a

\mathfrak{T}_M	15	20	30	37—41
Δ	1100—1150	—	1450	1550

Die Kurve in Fig. 2 zeigt bis zu $\Delta =$ etwa 1600 km einen fast linearen Verlauf.

Die beobachtete mittlere Geschwindigkeit c_m als Funktion der Herdentfernung Δ . Aus Fig. 1, in der die Laufzeitkurven von S und P eingetragen sind, geht unmittelbar hervor, daß P als Erreger der Oberflächenwellen nicht in Frage kommt. Dagegen kann der transversale Vorläufer S oder eine seiner Reflexionen als Erreger angesehen werden. Es ist nicht leicht zu entscheiden, ob S oder eine Reflexion von S , etwa SS , der Erreger der Oberflächenwellen ist. Aus Fig. 1 geht hervor, daß bei der Entstehungsentfernung Δ_E zwischen dem Einsatz von S und dem der ersten großen Periode der langen Wellen \mathfrak{T}_M eine Zeitspanne $t_{\mathfrak{T}_M} - t_S$ liegt. In unserem Falle ist für alle vier Perioden $\mathfrak{T} = 15, 20, 30$ und 40 sec $t_{\mathfrak{T}_M} - t_S$ etwa 40 sec. In diese Zeitspanne fallen die Einsätze von PS und SS . . . Ist S der Erreger der Oberflächenwellen, so läßt sich die Zeitspanne $t_{\mathfrak{T}_M} - t_S$ nur dadurch erklären, daß die Erregung oder Ausbildung der Wellen eben diese Zeit beansprucht. Ist SS der Erreger, so ist die Zeitspanne kleiner. Bei vielfacher Reflexion existiert sie überhaupt nicht.

$t_{\mathfrak{T}_M} - t_S$ ist außerdem keine konstante Größe, sondern vom Untergrund abhängig. Wenn die mittlere Geschwindigkeit ausgesprochen niedrig ist, dann ist $t_{\mathfrak{T}_M} - t_S$ etwa dreimal so groß wie bei den Kurven in Fig. 1.

Nach den vorstehenden Ausführungen setzt sich die beobachtete Laufzeit der Oberflächenwellen aus drei Teilen zusammen: $\frac{\Delta_E}{\mathfrak{B}_S}$, $\frac{\Delta - \Delta_E}{c}$ und $t_{\mathfrak{T}_M} - t_S$, worin

- \mathfrak{B}_S die mittlere scheinbare Oberflächengeschwindigkeit der erregenden Raumwelle (gleich Laufzeit durch Entfernung),
- c die Eigengeschwindigkeit der Oberflächenwellen,
- Δ_E die Entstehungsentfernung,
- Δ die Herdentfernung der registrierenden Station bedeuten.

Es ist dann

$$c_m = \frac{\Delta}{\frac{\Delta_E}{\mathfrak{B}_S} + t_{\mathfrak{T}_M} - t_S + \frac{\Delta - \Delta_E}{c}} \dots \dots \dots (1)$$

$(\Delta - \Delta_E)/c$ und $t_{\mathfrak{T}_M} - t_S$ sind abhängig von den elastischen Konstanten der obersten Erdkruste, während Δ_E/\mathfrak{B}_S praktisch unabhängig von diesen als konstant angesehen werden kann. Da nun die scheinbare Oberflächengeschwindigkeit der

erregenden Raumwelle, sei sie nun S oder eine Reflexion von S , in jedem Falle größer ist als die Eigengeschwindigkeit c der Oberflächenwellen, so nimmt für $c = \text{const } c_m$ mit wachsendem Δ ab, wie bereits Rohrbach gefunden hat. Die oben dargestellten Untersuchungen, die zur Ableitung der Formel (1) dienen, bezogen sich auf Untergrund, dessen c in erster Annäherung konstant war. Im allgemeinen jedoch sind die Änderungen von c mit Δ so groß, daß sie stärkeren Einfluß auf c_m besitzen als das Glied Δ_E/\mathfrak{B}_S .

Die Dispersion der Oberflächenwellen. Theoretische Untersuchungen^{2) 3) 4)} haben gezeigt, daß Oberflächenwellen in einem geschichteten Medium Dispersion aufweisen müssen. Ist die Geschwindigkeit transversaler Wellen in der unteren Schicht größer als in der oberen, so muß die Dispersion normal sein, d. h. die Wellen größerer Länge haben eine größere Geschwindigkeit als die Wellen kleinerer Länge. Dasselbe gilt auch für ein Medium, in dem die Geschwindigkeit der transversalen Wellen nach unten hin kontinuierlich zunimmt. Es ist bekannt, daß in der Erdkruste die Geschwindigkeit der Vorläufer mit wachsender Tiefe zum Teil auch sprungweise zunimmt. Infolgedessen ist zu erwarten, daß die bei Erdbeben auftretenden Oberflächenwellen eine normale Dispersion aufweisen. Die Erscheinung, daß die längeren Perioden im Seismogramm vor den kürzeren auftreten, scheint das Vorhandensein einer normalen Dispersion zu bestätigen. Andererseits haben wir aber gesehen, daß die längeren Wellen später und in größerer Entfernung entstehen als die kürzeren. Es wäre daher auch denkbar, daß die beobachtete Differenz in der Übertragungsgeschwindigkeit c_m der Wellen verschiedener Periodengröße dadurch entstände und somit nur eine scheinbare wäre. Dieses c_m mußte ja in unseren und auch anderen Dispersionskurven zur Bestimmung der Abhängigkeit der Geschwindigkeit von der Periode verwendet werden, weil für die Bestimmung der wahren Geschwindigkeit $d\Delta/dt = c$ meist die nötigen Daten fehlen.

An zwei Beispielen, bei denen $d\Delta/dt = c$ gemessen werden konnte, werden wir zeigen, daß bei Oberflächenwellen eine echte normale Dispersion vorliegt:

In Fig. 3 sind die Laufzeiten für Perioden von $\mathfrak{T} = 15, 20, 30$ und 40 sec als Funktion von Δ aufgetragen. In 3a für das Kretabebe vom 13. August 1922, registriert an den Stationen Upsala, Uccle, Göttingen, Zürich und Innsbruck, in 3b für das Beben im Ägäischen Meer vom 13. September 1912, registriert in Eskdalemuir, Uccle und Göttingen. Für beide Beben nimmt mit wachsender Periode die Neigung der Laufzeitkurven ab, die Geschwindigkeit steigt also. Da die Laufzeitkurven an Hand nur eines Bebens für ein Profil von Stationen aufgestellt sind, die Wellen großer Periode also genau denselben Weg wie die kleinerer Periode durchlaufen haben, ist das Resultat frei von Fehlern, die durch die Verschiedenheit der Wellenwege entstehen können. Die Geschwindigkeitsunterschiede für die Perioden verschiedener Größe sind also nur durch die Änderung der elastischen Konstanten mit der Tiefe zu erklären und die theoretisch anzunehmende, echte normale Dispersion der Oberflächenwellen mithin auch experimentell bewiesen.

Die Geschwindigkeit der Wellen zwischen zwei beliebig herausgegriffenen Stationen ist durch die Beziehung:

$$\frac{\Delta_{\text{Upsala}} - \Delta_{\text{Göttingen}}}{t_{\text{Upsala}} - t_{\text{Göttingen}}} = c \text{ für das Beben vom 13. August 1922,}$$

$$\frac{\Delta_{\text{Eskdalm.}} - \Delta_{\text{Göttingen}}}{t_{\text{Eskdalm.}} - t_{\text{Göttingen}}} = c \text{ für das Beben vom 13. September 1912}$$

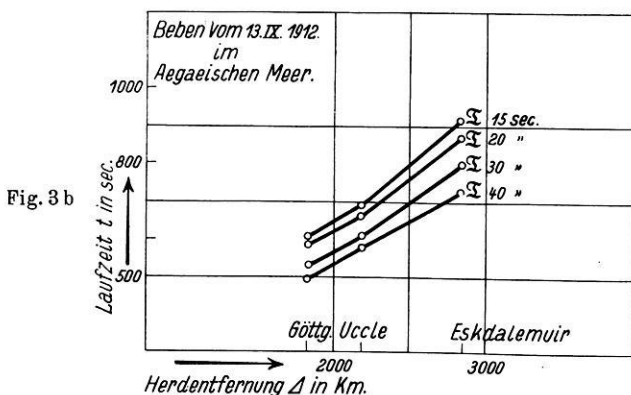
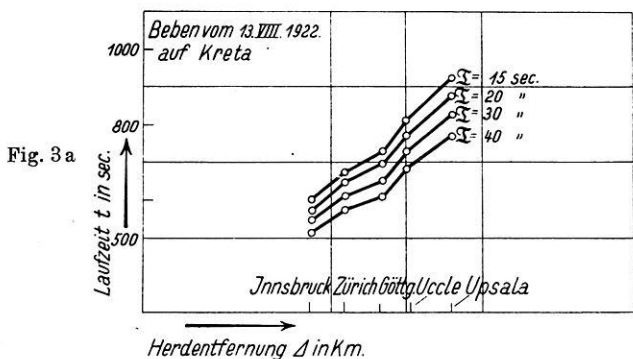


Fig. 3. Laufzeiten der Oberflächenwellen
 $T = 15, 20, 30$ und 40 sec. Die Wellen zeigen Dispersion

gegeben. Die Zahlenwerte dieser Berechnung gibt Tabelle 2.

Tabelle 2

Eigengeschwindigkeit c der Oberflächenwellen verschiedener Periode

T sec	Kreta 13. August 1922	Ägäisches Meer 13. September 1912
	km/sec	km/sec
15	2.90	2.85
20	3.00	3.13
30	3.45	3.55
40	4.20	4.45

Eine Änderung der Wellenperiode durch die Viskosität des durchlaufenen Mediums ist theoretisch vorhanden. Sie liegt jedoch innerhalb der Fehlergrenzen, wie die Durchrechnung passend gewählter Beispiele ergab. Sie beträgt für einen Weg von 700 km für $\mathcal{T} = 20$ sec 2%, das sind also 0.4 sec.

Mittlere Geschwindigkeit c_m und Eigengeschwindigkeit c als Funktion der geologischen Beschaffenheit des Untergrundes. In den vorigen Abschnitten hat

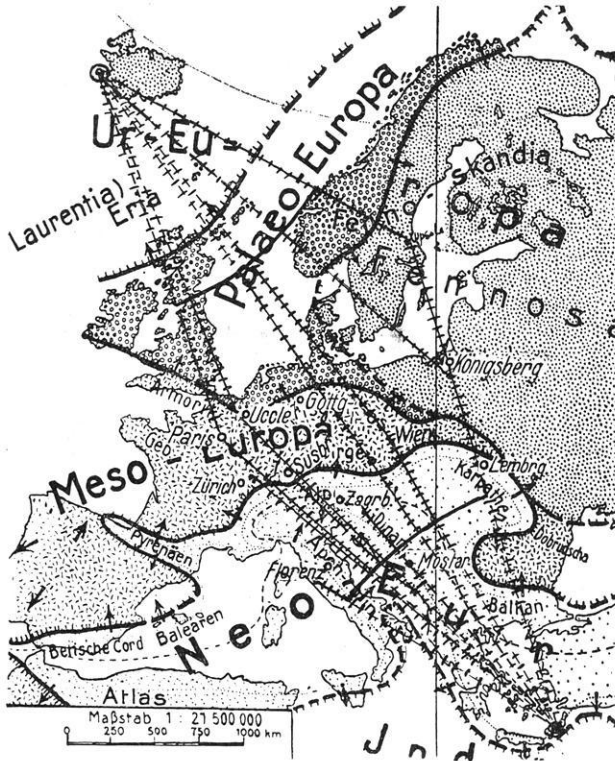


Fig. 4. Herde und Wellenwege des Islandbebens vom 6. Mai 1912 und des Kreta-bebens vom 13. August 1922 im Vergleich zur tektonischen Gliederung nach Stille

sich gezeigt, daß die Oberflächenwellen erst in einiger Entfernung vom Herd durch die transversalen Raumwellen (direkte oder reflektierte Welle) erregt werden. Das hat zur Folge, daß die mittlere Geschwindigkeit c_m mit wachsender Herdentfernung langsam abnimmt. Vorausgesetzt ist dabei — und diese Voraussetzung war bei den bisherigen Untersuchungen im wesentlichen erfüllt —, daß der durchlaufene Untergrund überall die gleichen elastischen Eigenschaften besitzt. Ist dagegen der durchlaufene Untergrund elastisch sehr verschieden, dann müssen große Unterschiede in der mittleren Geschwindigkeit c_m der Oberflächen-

wellen bestimmter Periode auftreten. Solche Unterschiede werden beobachtet. Sie sind so groß, daß der Einfluß der Herdentfernung auf die Geschwindigkeit c_m dadurch ganz verdeckt werden kann.

Es ist nun der Zusammenhang von Geschwindigkeit der Oberflächenwellen und Untergrund Eurasiens untersucht worden. Das Ergebnis dieser Unter-

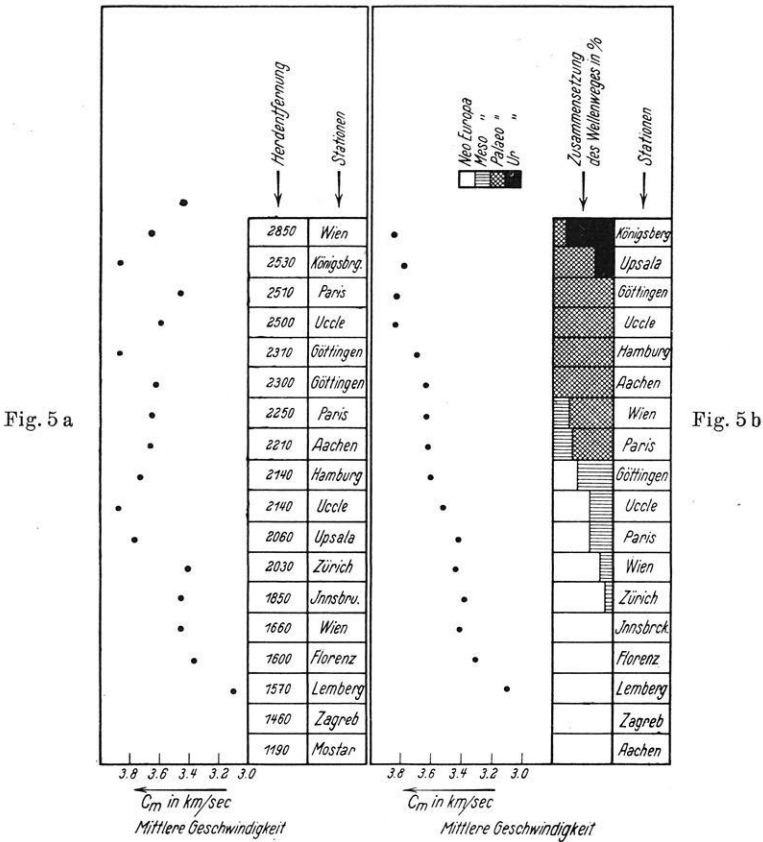


Fig. 5. Beobachtete mittlere Geschwindigkeit für ein Kreta- und Islandbeben

Fig. 5 a: c_m zeigt keine Abnahme mit wachsendem Δ , wie für $c = \text{const}$ zu erwarten wäre
 Fig. 5 b: c_m ist abhängig von der Zusammensetzung des Untergrundes

suchung ist an dieser Stelle nur auszugsweise wiedergegeben. Es ist ausführlich in der Dissertation abgedruckt.

Herde und Wellenwege zweier Beben (vgl. Tabelle 3) sind in die geologisch-tektonische Skizze von H. Stille¹²⁾ (Fig. 4) eingetragen.

In Fig. 5 a und b ist für beide Beben (Kreta und Island) die an den in Tabelle 3 genannten Stationen beobachtete mittlere Geschwindigkeit c_m als Ordinate auf-

getragen. In 5a sind die Stationen auf die Abszisse nach Δ geordnet, in 5b nach der Zusammensetzung des durchlaufenen Untergrundes, und zwar so, daß der Anteil an älterem Gebiet beim Fortschreiten von Station zu Station nach rechts zunimmt. Die Anteile des Weges an ureuropäischen, meso-, paläo- und neoeuropäischem Gebiet sind in Prozenten wiedergegeben. In 5a ist also nach dem Zusammenhang von c_m und Δ , in 5b nach dem von c_m und den elastischen Eigenschaften des Untergrundes gefragt. Für $c = \text{const}$ müßte in Abb. 5a c_m mit wachsendem Δ abnehmen. Das ist nicht der Fall. Die Punkte zeigen kaum eine, jedenfalls nicht die zu erwartende Regelmäßigkeit. In Fig. 5b dagegen zeigen die Punkte einen regelmäßig ansteigenden Verlauf. Je größer der Weganteil an älterem Gebiet, um so größer wird c_m , nimmt also mit fortschreitender Konsolidation des Bodens zu.

Tabelle 3

Kreta 13. August 1922		Island 6. Mai 1912	
Station	Δ	Station	Δ
Paris	2510	Wien	2850
Uccle	2500	Königsberg	2530
Göttingen	2300	Paris	2250
Zürich	2030	Aachen	2210
Innsbruck	1850	Uccle	2140
Wien	1660	Hamburg	2140
Florenz	1600	Upsala	2060
Lemberg	1570	Göttingen	2310
Zagreb	1460		
Mostar	1190		

Es ist ferner die Frage untersucht worden, ob jeder Zone dieser Einteilung Neo-Europa, Meso-Europa usw. eine bestimmte Eigengeschwindigkeit zukommt. Sind Δ_1 und Δ_2 die Herdentfernungen eines an zwei Stationen registrierten Bebens, t_1 und t_2 die an diesen Stationen beobachteten Laufzeiten für eine bestimmte Periode \mathfrak{T} , so ist für diese

$$c_{\mathfrak{T}} = \frac{\Delta_2 - \Delta_1}{t_2 - t_1}.$$

Wählt man die Station so aus, daß Herd und beide Stationen möglichst auf einem Großkreis und daß beide Stationen in ein und derselben Zone liegen, so ist die Eigengeschwindigkeit c für den durchlaufenen Weg und damit für die durchlaufene Zone gegeben. Tabelle 4 gibt die so gefundenen Resultate wieder. Sie sind an Hand der Beben vom 13. August 1922, 13. September 1912 und 6. Mai 1912 und an Stationspaaren, die den obengenannten Bedingungen genügten, gefunden. Man sieht, daß jeder Zone innerhalb gewisser Grenzen ein bestimmtes c zufällt und daß dieses c mit wachsendem Alter der Zone zunimmt.

Durch Beobachtung an Oberflächenwellen war bis jetzt bekannt, daß die Geschwindigkeit der Wellen unter dem Pazifik größer ist als für Wellen gleicher Periode unter dem Atlantik und der Arktis, unter jenen wieder größer als auf den

Kontinenten. Wir sehen, daß diese Einteilung sich weiter differenzieren läßt. Die Geschwindigkeit der Wellen auf den Kontinenten ist keine einheitliche. Die

Tabelle 4
Eigengeschwindigkeit c der Oberflächenwellen bei verschiedener geologischer Beschaffenheit des Untergrundes

τ sec	Neo-Europa		Meso-Europa	
	Mostar—Zagreb km/sec	Zürich—Paris km/sec	Innsbruck—Uccle km/sec	
15	2.70	3.20	2.50	
20	2.80	3.45	3.40	
25	3.10	3.40	3.55	
30	—	3.60	3.75	
35	—	3.65	3.80	
40	—	4.00	3.95	

τ sec	Paläo-Europa		80% Ur-Europa
	Hamburg—Göttingen km/sec	Uccle—Eskdalem. km/sec	Lemberg—Upsala km/sec
15	3.10	3.45	3.50
20	3.50	3.45	3.80
25	3.80	3.85	3.80
30	4.30	3.95	4.20
35	—	4.35	4.35
40	—	4.50	—

Beobachtung dieser Geschwindigkeitsunterschiede kann zu Aufschlüssen über Bau und Charakter der obersten Erdkruste führen. Darüber handelt der nächste Abschnitt.

Schichtdicke im eurasiatischen Kontinent. Aus der Dispersionskurve ergibt sich die Schichtdicke der obersten Erdkruste, wie Love³⁾, Jeffreys⁹⁾ und Stoneley¹⁰⁾ u. a. gezeigt haben. Fig. 6 gibt die geologisch-tektonische Gliederung Eurasiens nach Stille¹³⁾ wieder. In diese Karte sind die Herde dreier zentralasiatischer Beben und die zugehörigen Wellenwege Herd—Station eingezeichnet. Es erweist sich nun, daß die Wellen der Beben 1 und 2, die den Weg Herd—Zi-ka-wei bzw. Batavia zurückgelegt haben, eine viel niedrigere Geschwindigkeit aufweisen als die in Göttingen registrierten. Beim Beben 3 sind die Geschwindigkeiten der entsprechenden Wellenwege ungefähr gleich. Fig. 6 gibt gleichzeitig eine Erklärung für diese Geschwindigkeitsunterschiede. Je größer der Anteil am geologisch jüngeren Untergrund, um so kleiner die Geschwindigkeit. So hat z. B. der Wellenweg 1 (I) (s. Fig. 6) den größten Anteil an urasiatischem Untergrund und die zugehörigen Wellen die größte Geschwindigkeit, der Wellenweg 1 (II) den größten Anteil am alpiden Gebiet, die entsprechenden Wellen die kleinste Geschwindigkeit. Fig. 7 gibt als Beispiel die Dispersionskurven des Bebens 1 wieder (I vorwiegend urasiatisch, II vorwiegend alpid). Berechnet man aus den Dispersionskurven nach einer von Jeffreys angegebenen Methode die mittlere

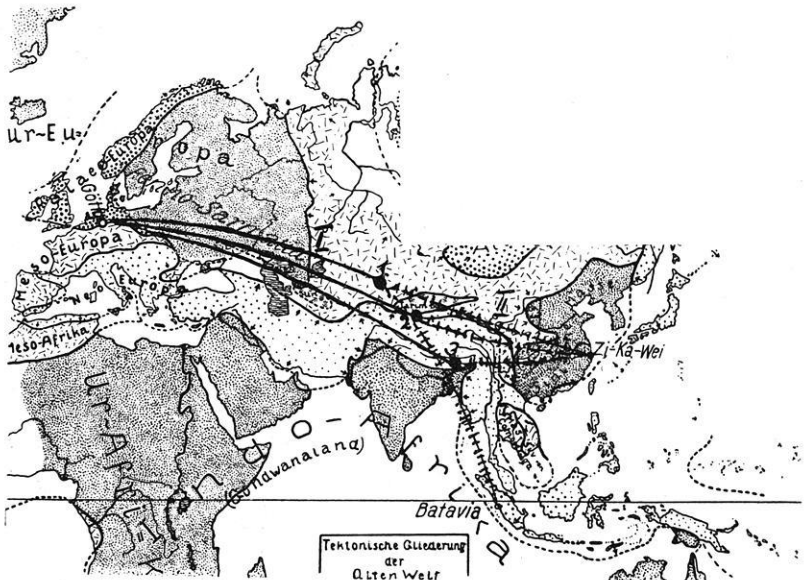


Fig. 6. Tektonische Gliederung der Alten Welt nach Stille Herde und Wellenwege 1, 2 und 3 im Vergleich zu dieser Gliederung

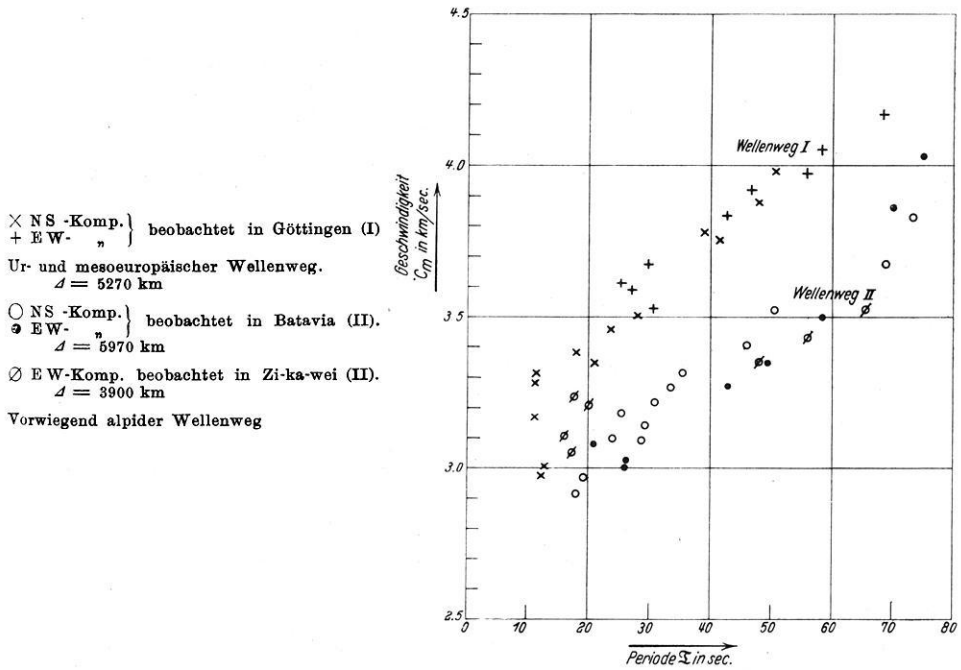


Fig. 7. Beben vom 3./4. Januar 1911

Schichtdicke, so findet man für die alpiden Wellenwege eine sehr viel größere Schichtdicke als für die urasiatischen. In Tabelle 5 sind die Schichtdicken unter der Annahme berechnet, daß die Wellen sich mit Phasengeschwindigkeit (h_c) oder Gruppengeschwindigkeit (h_C) fortpflanzen. \mathfrak{T} ist die Periode, für die die einzelne Schichtdickenberechnung ausgeführt wurde. Die benutzten Konstanten waren folgende:

- $c_0 = 3.1$ km/sec für Kurven größerer Geschwindigkeit.
- $c_0 = 3.0$ km/sec für Kurven ausgesprochen alpiden Charakters,
- $\rho_u = 3.0$; $\rho_0 = 2.7$; $c_u = 4.5$ km/sec,

wobei ρ_u und c_u Dichte und Geschwindigkeit der unteren, ρ_0 und c_0 Dichte und Geschwindigkeit der oberen Schicht waren. Alle in dieser Arbeit berechneten Dispersionskurven ergeben für die Werte von h_c eine geringere Streuung als für die von h_C .

Tabelle 5

Berechnung der Tiefenerstreckung h der obersten Erdkruste aus Dispersionskurven für urasiatischen Untergrund (Wellenweg I) und alpiden Untergrund (Wellenweg II)

Beben vom 3./4. Januar 1911, aufgenommen in Göttingen (Abb. 6, Wellenweg I).

\mathfrak{T} (in sec)	68	50	40	30	20	15
h_c (in km)	35	38	36	35	31	29
h_C (in km)	21	20	18	16	13	11

Beben vom 3./4. Januar 1911 (Batavia und Zi-ka-wei, Abb. 6, Wellenweg II).

\mathfrak{T}	75	60	50	40	30	20
h_c	47	65	61	56	55	67
h_C	27	31	27	23	19	12

Legt man den folgenden Überlegungen die Werte h_C zugrunde, so findet man für den alpiden durch den Himalaja gehenden Wellenweg (II) eine mittlere Tiefenerstreckung von $h_2 = 60$ km, für den durch Fenno-Sarmatien (I) eine von $h_1 = 35$ km. Die höher emporragende Scholle, der Himalaja, reicht gleichzeitig tiefer hinab. Wir sehen hierin eine Bestätigung der Theorie der Isostasie. Die leichteren Sialblöcke schwimmen im schwereren Sima. Unter Benutzung untenstehender Werte läßt sich nun auch auf Grund der Isostatischen Gleichgewichtstheorie die Tiefenerstreckung der schwimmenden Blöcke berechnen.

Mittlere Höhe der Erdoberfläche. Wellenweg 1 (II)	etwa 3000 m
„ „ „ „ „ 1 (I)	„ 400 m
Häufigste Tiefe des pazif. Ozeans	„ 5000 m
Dichte des Sima	3.0
„ „ Sial	2.7
„ „ Wassers	1.0

Wir finden für den Sialblock von 3000 m Höhe eine Dicke von $d_2 = 63$ km und für einen von 400 m Höhe eine von $d_1 = 37$ km. Die aus Dispersionskurven

(h_1, h_2) und Isostasiegleichung (d_1, d_2) berechneten Tiefenerstreckungen sind von hinreichender Übereinstimmung.

$$\begin{aligned} h_2 &= 60 \text{ km}, & d_2 &= 63 \text{ km}, \\ h_1 &= 35 \text{ „}, & d_1 &= 37 \text{ „} \end{aligned}$$

Ähnlich liegen die Verhältnisse in Europa. Ein Vergleich der Geschwindigkeit im alpiden Gebiet mit der in der nördlichen Tiefebene ergibt für die Alpen eine Tiefenerstreckung von 45 km und für die Tiefebene eine von 30 km.

Zusammenfassung. 1. Im Beginn der Oberflächenwellen eines Erdbeben-diagrammes treten die längsten Perioden dieses Wellenzuges auf und zwar betragen sie $T_{\max.} = 15$ sec bei einer Herdentfernung von $\Delta = 1050$ km und $T_{\max.} = 40$ sec bei $\Delta = 1550$ km. $T_{\max.}$ wächst also mit zunehmendem Δ .

2. Bei gleichen Wellenwegen, an der Oberfläche der Erde gemessen, wächst die Fortpflanzungsgeschwindigkeit c mit der Periode zwischen 2000 und 3000 km Herddistanz. Sie ist für

$$\begin{aligned} \mathfrak{T} &= 15 \text{ sec}, & c &= 2.9 \text{ km/sec}, \\ \mathfrak{T} &= 40 \text{ sec}, & c &= 4.3 \text{ „} \end{aligned}$$

Es besteht also normale Dispersion.

3. Der Einfluß der Viskosität ist viel zu klein, um diese Beträge der Dispersion zu erklären.

4. Für eine bestimmte Periode ist c eine Funktion der Geologischen Beschaffenheit des Untergrundes. In Europa ist c größer im alten konsolidierten als im jüngeren Gebirge. Für $\mathfrak{T} = 20$ sec beträgt c in Palaeo-Europa 3.5, in Neo-Europa 2.8 km/sec. In Eur-Asien ebenfalls für $\mathfrak{T} = 20$ sec für das jüngere Gestein (Himalaja) 3.0 km/sec, für das alte Gestein (Fenno-Sarmatien) 3.5 km/sec.

5. Die Bestimmung der Dicke dieser Schichten mit Hilfe der Dispersionskurven (bei Annahme von Gruppengeschwindigkeit) ergibt für den Himalaja (60 km) ungefähr einen doppelt so großen Betrag wie für Fenno-Sarmatien (35); ein ähnliches Verhältnis besteht zwischen der Tiefenerstreckung der Alpen (45 km) und Mittel-Nordeuropa (30 km).

Aus Überlegungen bezüglich isostatischer Massenlagerung ergibt sich für den Himalaja eine Tiefenerstreckung von 63 km und für Fenno-Sarmatien 37 km.

Herrn Prof. Dr. G. Angenheister, auf dessen Anregung die Arbeit entstand, sowie Herrn Dr. Köhler bin ich für mancherlei Ratschläge und Kritik bei Ausführung dieser Arbeit zu Dank verpflichtet.

Literatur

¹⁾ Rohrbach: Über die Dispersion seismischer Oberflächenwellen. Zeitschr. f. Geophys., Jahrg. 8, Heft 3/4 (1932).

²⁾ Lord Rayleigh: London. Mathem. Soc. Proc. 17 (1885).

³⁾ A. E. H. Love: Some problems of geodynamics. Cambridge, University Press.

- 4) N. Lamb: Phil. Transact. Roy. Soc. **203** (1904).
5) Angenheister: Beobachtungen an pazifischen Beben. Nachr. d. kgl. Ges. d. Wiss. Göttingen 1922.
6) G. Angenheister: Seismik, Kap. 8 in Bd. VI des Handb. d. Phys., Berlin.
7) E. Tams: Centralbl. f. Mineralogie, Geologie, Paläontologie 1921.
8) S. W. Visser: Kon. Magnet. en Met. Observatorium te Batavia 1921, Nr. 7.
9) H. Jeffreys: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Geophys. 1928, S. 282.
10) R. Stonley: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 1925, S. 280; 1928, S. 521.
11) B. Gutenberg: Physikal. Zeitschr. **25**, 377, (1924); **27**, 111 (1926).
12) H. Stille: Grundfragen der vergleichenden Tektonik. Berlin, Bornträger, 1924.
13) H. Stille: Stammbaum der Gebirge und Vorländer. Congrès Geologique International. Comptes Rendus 1926. Madrid 1928, S. 1750.
14) Sezawa: Bull. of the Earthquake Research Institut, Tokyo **3**, 43, Sept. 1927.
15) Ito: Über Oberflächenwellen. Gerl. Beitr. **39** (1931).
16) B. Gutenberg: Handb. d. Geophys. Bd. IV, S. 21 u. 22.
17) E. Tams: Grundzüge der physikal. Verhältnisse der Erde.
18) Mitteilungen der Seism. Station Darmstadt-Jugenheim Nr. 1, 2 u. 3 (hektographiert).
19) J. Wilip: Über einige Erdbeben im Frühling 1912 (russisch). Petersburg 1913. Göttingen, Geophysikalisches Institut, Januar 1934.

Seismische Untersuchungen des Geophysikalischen Instituts in Göttingen

XII. Beobachtung der Bodenbewegung in drei Komponenten bei Sprengungen

Von **H. K. Müller**, Göttingen — (Mit 13 Abbildungen)

I. Instrumente

Zu den Untersuchungen dieser Arbeit wurden benutzt ein Wiechertscher Vertikalseismograph und zwei gleich gebaute Horizontalseismographen (nach Angaben von Angenheister im Geophysikalischen Institut gebaut). Die Konstanten der Apparate sind in einer früheren Veröffentlichung¹⁾ bereits angegeben worden. Die Eigenperiode der H-Seismographen wurde im Laufe der Untersuchungen im Bereich $\frac{1}{8}$ bis $\frac{1}{20}$ sec variiert. Die benutzten Seismographen besaßen ausreichende und beliebig einstellbare Luftdämpfung. Zum Registrieren wurden zwei nach Angaben von Angenheister gebaute Lichtschreiber benutzt, deren Laufgeschwindigkeit meist 8 cm/sec betrug. Als Zeitmarkierung dienten eine Stimmgabel von 51 Schwing./sec und ein Knoblich-Chronometer mit Halbskundenkontakten.

a) Untersuchung auf Eigenschwingungen. Die verwendeten Seismographen wurden mit der Schwungrad- und Schütteltischmethode nach R. Köhler²⁾ bzw. A. Ramspeck³⁾ geprüft. Die Prüfung ergab für die Horizontalseismographen im Periodenbereich $\mathcal{T} = 0.005$ bis 0.500 sec, für den Vertikalseismograph im Bereich $\mathcal{T} = 0.020$ bis 0.500 sec außer der Eigenperiode T_0 keine weiteren Eigenperioden.

b) Bestimmung der Vergrößerung. Die Vergrößerung wurde nach drei Methoden bestimmt: Mit der statischen Methode*) mit der Schwungrad-²⁾ und mit der Schütteltischmethode³⁾. Bei allen drei Methoden ergab sich eine gewisse Abhängigkeit der Vergrößerung von der Amplitude, und zwar bis zu 15%. Um diesen Betrag unterscheiden sich auch die nach den einzelnen Methoden bestimmten Vergrößerungen.

Ein Einfluß der Spannung des Fadens, der die Bewegung der Seismographenmasse über die Elektrontüte auf die Spiegelachse überträgt, war nicht vorhanden, wie experimentell festgestellt wurde.

Den Einfluß von Fadendicke und Spiegelachsendurchmesser auf die Vergrößerung zeigen die in Tabelle 1 zusammengestellten Werte (V = statisch bestimmte Vergrößerung). Der Einfluß des Fadens ist um so größer, je kleiner der Achsendurchmesser ist. Mit der 1.0-mm-Achse hat man die Grenze der Brauchbarkeit der dünnen Achsen erreicht.

Tabelle 1
Durchmesser der Spiegelachse

Fadendicke	$\varnothing = 1.96$ m/m	$\varnothing = 1.00$ m/m	$\varnothing = 0.52$ m/m
15 μ	$V = 19400$	$V = 36700$	$V = 22000$
25 μ	$V = 15700$	$V = 34500$	$V = 19400$
35 μ	$V = 17300$	$V = 22000$	$V = 31500$

c) Wiedergabe von Stoß- und Schwingungsazimuten durch die H-Komponenten. Um zu ermitteln, ob die Apparate stoßgetreu aufzeichnen, d. h. die Resultierende der beiden ersten Ausschläge mit der Stoßrichtung übereinstimmt, wurden die H-Seismographen auf die Schüttelplatte gestellt und die Querkomponenten um kleine Winkel α nach beiden Seiten gedreht. Aus den Ausschlägen der H-Komponenten ergibt sich

$$\sin \alpha' = \frac{A_{\perp}}{A_{\parallel}} \left(\frac{\text{Amplitude der Querkomponente}}{\text{Amplitude der Parallelkomponente}} \right).$$

Bei stoßgetreuer Aufzeichnung muß α' mit dem bei der Aufstellung gemessenen α übereinstimmen. Besonders untersucht wurde der Fall $\alpha = 0$, für den die Querkomponente theoretisch keinen Ausschlag zeigen dürfte. Hierfür ergab sich aus

*) Vgl. für ihre Durchführung G. Angenheister, Seismik. Handb. d. Phys. Bd. VI.

zahlreichen Messungen, daß die Amplitude der Querkomponente für Schwingungen 5%, für Stöße 5 bis 8% der Parallelkomponente betrug. Dem entsprechen für α' Werte von 30° bis 4.5° , ein Betrag, der im Gelände innerhalb der Meßgenauigkeit liegt.

d) Horizontalempfindlichkeit des Vertikalseismographen und Vertikalempfindlichkeit des Horizontalseismographen. Die Prüfung der 3-Komponentenapparatur auf Horizontal- und Vertikalempfindlichkeit erfolgte wiederum auf dem Horizontalschütteltisch und auf dem Modell eines Vertikalschütteltisches, der zur Zeit im Geophysikalischen Institut in Göttingen entwickelt wird. Für Stöße ergab sich immer ein konstanter Wert, während bei Schwingungen für die Horizontal- oder Vertikalempfindlichkeit sich eine Abhängigkeit von \mathfrak{L}/T_0 ergibt. Für Azimut- und Emergenzwinkelbetrachtungen sind die folgenden Stoßwerte maßgebend: Horizontalempfindlichkeit von Z : 15%, Vertikalempfindlichkeit von H : 8%.

e) Prüfung der Seismographen im Gelände. Die Horizontalseismographen wurden einer letzten Prüfung im Gelände unterzogen. Es wurden sechs

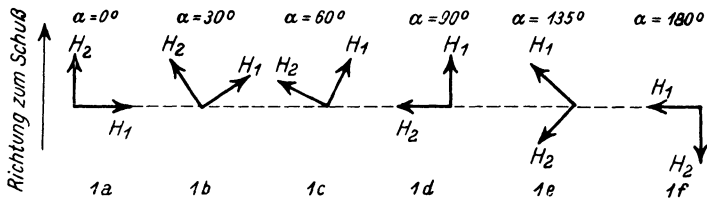


Fig. 1. Schwingungsrichtungen der H -Komponenten bei der Prüfung der Seismographen durch Sprengungen im Gelände

Sprengungen beobachtet, für die die Versuchsbedingungen, insbesondere Schußentfernung, Sprengmenge, Bohrlochtiefe und Verdämmung möglichst konstant beibehalten wurden. Die Vertikalkomponente wurde während der sechs Schüsse nicht verändert. Die gute Übereinstimmung der Z -Seismogramme beweist die Reproduzierbarkeit der Bodenbewegung. Die Schwingungsrichtungen der beiden Horizontalseismographen blieben dauernd zueinander senkrecht stehen; von Schuß zu Schuß wurden sie jedoch beide um einen bestimmten Winkel gegen die Richtung Schußpunkt—Beobachtungspunkt gedreht. Die Gesamtdrehung betrug 180° , in den ersten 90° wurde von 30° zu 30° gedreht, in den zweiten von 45° zu 45° . In der schematischen Darstellung (Fig. 1) sind die Schwingungsrichtungen der beiden Komponenten bei jedem Schuß angegeben.

Die Aufzeichnungen von H_1 und H_2 müssen in den Fällen 1a, 1d und 1f (s. Fig. 1) dieselben sein. Dies ist für die Parallelkomponente der Fall, wie Fig. 2 zeigt. Nicht ganz so gut ist die Übereinstimmung für die Querkomponente.

Ist die Bodenbewegung am Beobachtungsort dieselbe und zeichnen die Seismographen sie getreu auf, so muß das aus den Aufzeichnungen der beiden Horizontal-

komponenten konstruierte Diagramm der Bodenbewegung ebenfalls in allen sechs Fällen dasselbe sein. Dies Diagramm wurde für die größte Schwingung (Maximum der Hauptwellen) gezeichnet. Dazu wurden aus den Seismogrammen die Umkehrpunkte und die Durchgänge durch die Ruhelage für jede Komponente entnommen. Verbindet man die so erhaltenen Punkte, so erhält man ein schematisches Bild der Bodenbewegung. Diese ist, wie Fig. 3 zeigt, in allen sechs Fällen nahezu die gleiche.

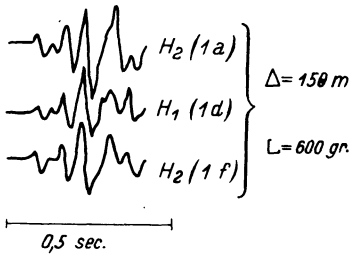


Fig. 2

Seismogramme der Parallelkomponente für die Stellung 1a, 1d und 1f in Fig. 1

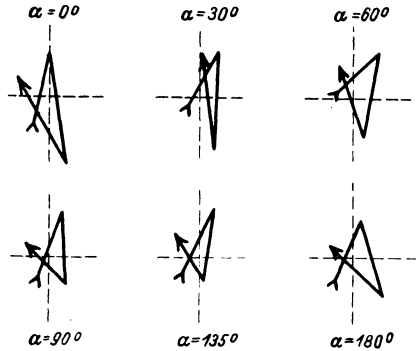


Fig. 3

Horizontale Bodenbewegung der Haupt-schwingung bei den Schüssen in $\Delta = 150$ m

Das Azimut der ersten Bodenbewegung, das sich aus den H-Seismogrammen ergibt, stimmt in diesem besonderen Falle angenähert mit der Richtung Schußpunkt—Beobachtungspunkt überein (Tabelle 2).

Tabelle 2

Stellung der Seismographen	Winkel zwischen Schwingungsrichtung der Komponente H_2 und Schußrichtung	
	gemessen	beobachtet
1a	0°	0°
1b	30	20
1c	60	40
1d	90	90
1e	135	135
1f	180	180

II. Beobachtungen

Über die Beobachtung der Bodenbewegung in drei Komponenten bei Sprengungen liegen bisher nur sehr wenige Veröffentlichungen vor ⁴⁾ ⁵⁾ ⁶⁾. Aus den spärlichen Zahlenangaben lassen sich der Azimut- und Emergenzwinkel von P nicht berechnen.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit P -, S - und Oberflächenwellen bei Sprengungen, und zwar mit der Art der Bodenbewegung dieser drei Wellenarten.

Bei der Ausbreitung einer Störung in einem elastisch homogenen Halbraum ist folgendes zu erwarten: Bei der longitudinalen P -Welle erfolgt die Deformation nur in der Fortpflanzungsrichtung x . Bei der transversalen S -Welle ist die Deformation in der x -Richtung Null, sie erfolgt in der Ebene senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung. Die Schwingungsrichtung kann hierbei linear polarisiert sein. Die Kombination longitudinaler und transversaler Verrückungen ergibt eine bestimmte Art von Oberflächenwellen, Rayleigh-Wellen, für die die Theorie folgende Eigenschaften aufstellt:

1. Die Schwingungsebene ist parallel zur Fortpflanzungsrichtung und senkrecht zur Oberfläche.
2. Die Schwingung ist elliptisch. Wenn $a/b = \sqrt{3}$, beträgt das Verhältnis der vertikalen zur horizontalen Verrückung $Z/H = 1.47$.
3. Die Geschwindigkeit der Rayleigh-Wellen beträgt $c = 0.92 b = 0.92 \frac{a}{\sqrt{3}}$.

Diese in der Theorie festgelegten Eigenschaften haben bei der Beobachtung von Fernbeben angenähert ihre Bestätigung gefunden. So z. B. läßt sich aus der Bewegung des ersten Einsatzes bei Fernbeben die Herdrichtung bestimmen⁷⁾. Inwieweit nun diese theoretisch zu erwartenden und bei Fernbeben bestätigten Ergebnisse auch für Sprengungen gelten und wodurch sich die auftretenden Abweichungen von der Theorie erklären lassen, soll an Hand der folgenden Beobachtungen erläutert werden.

1. Azimut und Emergenzwinkel von P_1 und P_{11} . a) Messungen auf dem Rhonegletscher. Der Rhonegletscher wurde im Sommer 1931 seismisch vermessen¹⁾. Es wurden parallel und quer zu seiner Längserstreckung Profile an-

Tabelle 3
Scheinbarer Emergenzwinkel \bar{e} und korrigierter wahrer Emergenzwinkel e in Grad

Schuß	Längsprofile				Querprofil D_Q	Profile im Firn		
	A	B	C	D		E_V	E_{VI}	E_{VII}
Zungen-	\bar{e} . .	45—51	60—68	48—51	41—47		58—70	
wärts	$e_{\text{corr.}}$	29—39	49—59	35—40	23—34		51—65	
Firn-	\bar{e} . .	30—39	25—39	39—46		66—67		50—51
wärts	$e_{\text{corr.}}$	0—29	0—29	30—43	12—22	68—69		52—53
Dauer	\bar{e} . .					35—38		
	e . .					0—20		

gelegt. Bei über 50 Schüssen der Längsprofile erfolgte die erste Bewegung in einer Richtung, die um 30° bis 45° von der Schußrichtung abwich, und zwar stets im gleichen Sinne. Bei einem Querprofil und bei den Profilen im Firn lag die Abweichung innerhalb der Fehlergrenze; es herrschte dort also Übereinstimmung mit der Theorie*). Der aus den drei Ausschlägen berechnete Emergenzwinkel

*) Vgl. Zeitschr. f. Geophys. 8, 69 (1932).

ergab sich viel zu groß. Die Abweichungen in Azimut und Emergenzwinkel deuten auf Inhomogenitäten im Eiskörper.

Die früher angegebenen Emergenzwinkel¹⁾ waren auf die Horizontalebene (Grundplatte des Seismographen) bezogen. Bezieht man die Winkel auf die geneigte Gletscheroberfläche, so ergibt sich für die Profile firwärts eine positive, zungenwärts eine negative Korrektur von 4^o bis 7^o. Auch die korrigierten Werte der Emergenzwinkel, die in Tabelle 3 angeführt sind, entsprechen nicht den Forderungen der Theorie.

Bei dem Profil *B* firwärts kann man auch die Emergenzwinkel der reflektierten Wellen (P_{11})*, deren Einsätze im bewegten Seismogramm oft schwer festzulegen sind, mit einiger Sicherheit angeben. Aus ihnen sollte sich nach der Formel

$$h = \frac{\Delta}{2} \cdot \operatorname{tge}$$

die Eismächtigkeit h berechnen lassen. Die so gewonnenen Eisdicken sind in Tabelle 4 mit den von F. Gerecke aus Laufzeiten berechneten Werten zusammengestellt. Die Abweichungen sind zum Teil recht groß. Der Wert für $\Delta = 600$ m (anormal großer Amplitudenwert in H_{\perp}) fällt ganz heraus. Die folgende Tabelle enthält die Diagrammamplituden, um zu zeigen, daß sie immerhin einige Millimeter betragen. Zur Berechnung sind die wahren Bodenverrückungen benutzt worden.

Tabelle 4
Emergenzwinkel der reflektierten Wellen und aus ihnen berechnete Eismächtigkeit

Δ m	Amplitude der Parallel- komponente mm	Amplitude der Quer- komponente mm	Amplitude der Vertikal- komponente mm	Scheinbarer Emergenz- winkel \bar{e} von P_{11}	Eisdicken	
					aus \bar{e} von P_{11} m	aus Laufzeit von P_{11} oder P_{121} m
400	2.0	2.2	3.0	51	246	205
500	2.0	2.5	1.6	31	150	197
600	5.0	11.5	2.0	11	58	192
700	3.4	4.6	2.2	25	163	200
800	5.5	8.0	3.0	21	150	194
900	4.0	1.7	2.4	39	300	174
1000	3.2	1.5	2.0	34	338	150
1100	3.4	2.0	1.0	17	168	146

Der zur Berechnung benutzte Emergenzwinkel ist allerdings der scheinbare, da der wahre nur für die Schußentfernungen $\Delta = 400$ m und $\Delta = 900$ m reelle Werte größer als 0^o annimmt. Es ist dabei eigenartig, daß bei dieser Art der Eisdickenbestimmung die Benutzung des scheinbaren Emergenzwinkels zu Werten führt, die größenordnungsmäßig mit denen übereinstimmen, die mit Hilfe der Laufzeiten ermittelt wurden. Es erhebt sich daher die Frage, ob beim Auftreffen der hier als longitudinal bezeichneten reflektierten Welle an der Grenzschicht

*) Für die Bezeichnung der Wellen vgl. F. Gerecke⁸⁾.

Eis—Luft der Einfluß der Energieumwandlung auf den Emergenzwinkel sich zu Recht durch die Beziehung

$$\cos^2 e = \left(\frac{a}{b}\right)^2 \cdot \frac{1 - \sin \bar{e}}{2}$$

darstellen läßt.

b) Messungen im Institutsgelände. In Fig. 4 ist auf einer schematischen Karte des Institutsgeländes die Lage der Schüsse und die sich für jeden Schuß ergebende Abweichung der ersten Stoßrichtung von P von der Schußrichtung eingezeichnet. Dabei ist, um die Zeichnung übersichtlicher zu gestalten, die im Beobachtungspunkt aufgezeichnete Richtung der Bewegung bei dem Schußpunkt eingezeichnet. Die Länge des die Stoßrichtung von P angegebenden Pfeiles

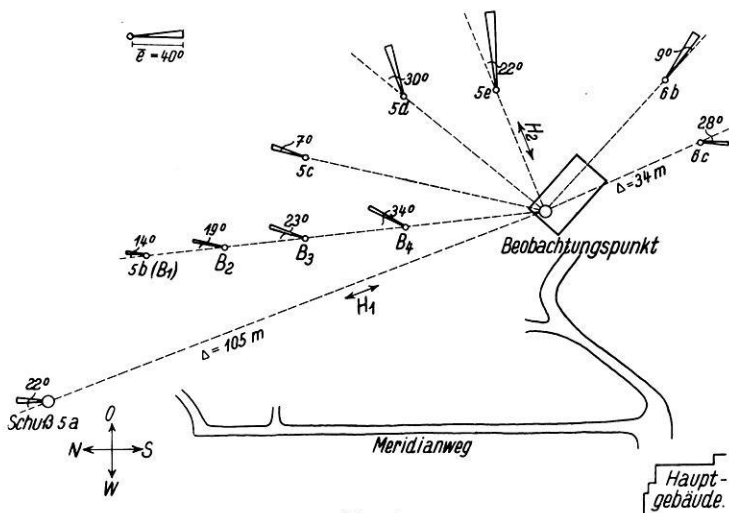


Fig. 4

Schußanordnung und Azimut der Stoßrichtung von P bei Schüssen im Institutsgelände
 o ◁ Stoßwinkel, darstellend den mittleren Fehler der Messung. Länge des Stoßwinkels = Größe des Emergenzwinkels.

ist zugleich ein Maß für den beobachteten Emergenzwinkel. Auf der Verbindungslinie Beobachtungspunkt—Schußpunkt in 79 m sind noch drei weitere Schüsse abgeschossen worden, um zu prüfen, ob eine Abhängigkeit des Azimutes der Bewegung und des Emergenzwinkels von der Schußentfernung besteht.

Fig. 5 gibt einige Seismogramme dieser Schüsse wieder. Tabelle 5 gibt die Azimute und die aus den Amplituden berechneten „scheinbaren“ Emergenzwinkel \bar{e} von P . Die Wiederholung der Schüsse 5a und 5e (s. Tabelle 5) ergab Übereinstimmung innerhalb der Fehlergrenzen.

Der wahre Emergenzwinkel e berechnet sich nach der Theorie aus der oben angegebenen Formel.

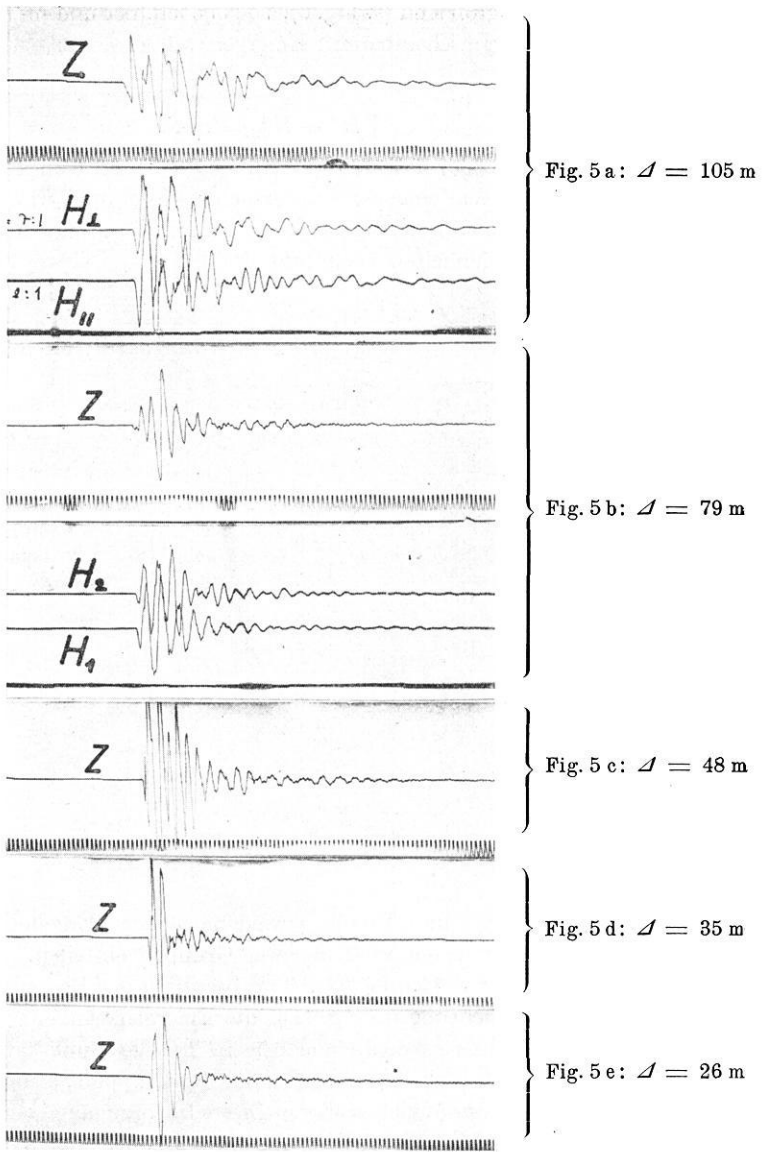


Fig. 5. Seismogramme der Schüsse 5 a bis 5 e im Institutsgelände

Da die Transversalgeschwindigkeit b nicht genau bekannt ist, außerdem die Unterschiede zwischen wahren und scheinbarem Emergenzwinkel von bestimmten Werten von e ab nicht allzu groß sind (s. Fig. 6), so gebe ich hier und im folgenden stets den direkt gemessenen „scheinbaren“ Emergenzwinkel \bar{e} an:

$$\operatorname{tg} \bar{e} = \frac{Z}{\sqrt{H_{||}^2 + H_{\perp}^2}}$$

Die Beobachtungen ergeben, daß die erste Bodenbewegung von P nicht in der Schußrichtung erfolgt. Wie eingehend untersucht wurde, und wie auch aus Fig. 7 hervorgeht, ist die Größe der Abweichung unabhängig von der Amplitude, also nicht durch Apparateeigenheiten beeinflußt.

· Tabelle 5

Azimut und Emergenzwinkel für die in Fig. 4 dargestellten Schüsse

Schuß	A_m	Ladung g	Amplitude der H -Komponente mit dem klei- neren Ausschlag	Azimut gegen Schußrichtung Grad	Scheinbarer Emergenzwinkel \bar{e} Grad
5a	105	500	8.2	27	24
5a	105	500	5.7	17	26
5a	105	500	4.5	22	21
5b	79	400	11.0	14	14
5c	48	200	11.6	7	27
*5d	35	100	0.6	30	40
*5e	26	100	1.5	22	59
5e	26	100	1.4	20	62
*6b	36	100	1.8	9	42
6c	34	100	4.1	28	23
B_1	79	400	3.3	11	14
B_2	64	300	7.5	19	24
B_3	48	200	8.5	23	28
B_4	28	100	9.5	34	29

Ein Vergleich der in Fig. 4 und Tabelle 5 wiedergegebenen Ergebnisse zeigt folgendes: die Beobachtungen lassen sich in zwei Gruppen einteilen. Bei den Schüssen 5a bis 5c und 6c (erste Gruppe) fällt die Richtung der Bodenbewegung von P ungefähr in die NS-Richtung (s. Fig. 11); die Emergenzwinkel sind klein. Bei der zweiten Gruppe (Schüsse 5d, 5e und 6b, in Tabelle 5 mit * versehen) liegt die Stoßrichtung von P beinahe senkrecht zu der der Gruppe 1, also ungefähr in EW; die Emergenzwinkel sind viel größer. Diese Bevorzugung bestimmter Azimute hängt wohl mit den Besonderheiten des jeweils durchlaufenen Untergrundes zusammen. Außerdem berechtigt auch der Charakter der Seismogramme zu dieser Einteilung der sieben ersten Schüsse nach Gruppen. Die Seismogramme der ersten Gruppe weisen regelmäßigeren Schwingungen als die der zweiten Gruppe auf.

Die Schüsse B_1 bis B_4 auf Profil B ergeben mit abnehmender Sprengentfernung eine wachsende Azimutabweichung und einen zunehmenden Emergenzwinkel (Fig. 8). Denselben Gang des Emergenzwinkels zeigen auch vier Schüsse, die im August 1933 im Muschelkalk bei der Plesse oberhalb Mariaspring im Rahmen

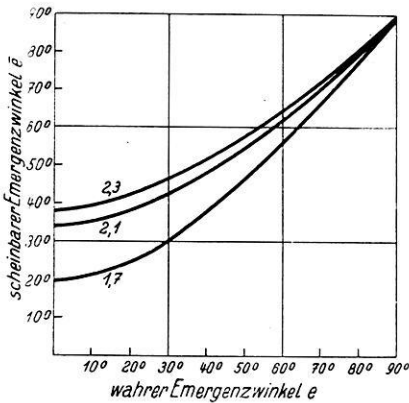


Fig. 6

Abhängigkeit des scheinbaren vom wahren Emergenzwinkel für verschiedene Geschwindigkeitsverhältnisse v_{long}/v_{trans}

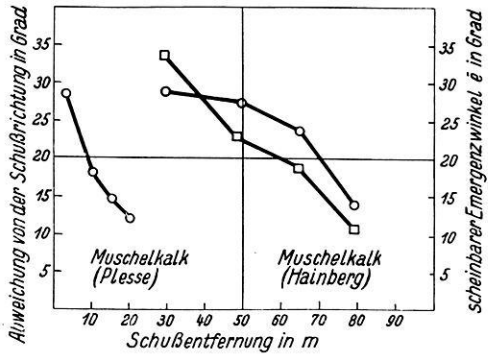


Fig. 8. Azimutabweichung (—□—□—) und scheinbarer Emergenzwinkel (—○—○—) von P in Abhängigkeit von der Schußentfernung bei zwei Profilen im Muschelkalk

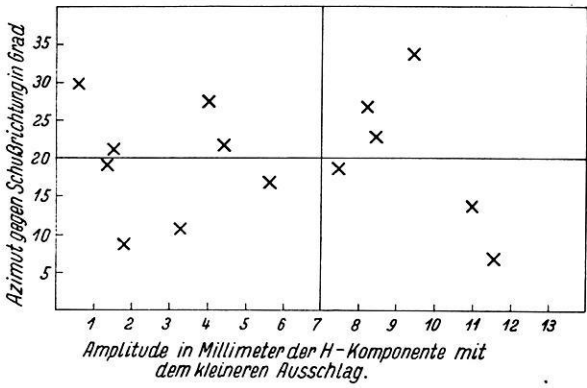


Fig. 7. Verteilung der Azimutabweichungen für verschiedene Amplituden von P

anderer Untersuchungen gewonnen wurden. Zur Deutung des Ganges des Emergenzwinkels bei beiden Schußserien kann man die Annahme machen, daß der erste Einsatz im Seismogramm durch Reflexionen an einer nicht sehr tiefen Schicht bedingt ist. Mit zunehmender Schußentfernung muß bei Reflexionen der Emergenzwinkel abnehmen (siehe \bar{e} von P_{11} auf dem Rhonegletscher, S. 45). Berechnet man die Tiefe dieser reflektierenden Schicht, ähnlich wie auf dem Eise, nach der

Formel $h = \frac{\Delta}{2} \cdot \text{tg } e$, so erhält man für die einzelnen Schüsse zugehörige Tiefen, die in Tabelle 6 wiedergegeben sind (unter Annahme paralleler Schichtung):

Tabelle 6

Aus dem Emergenzwinkel berechnete Tiefen bei der Annahme, daß der erste Einsatz durch Reflexionen bedingt ist

Muschelkalk Hainberg 1932			Muschelkalk Plesse 1933		
Δ m	Tiefe		Δ m	Tiefe	
	aus \bar{e} m	aus Laufzeitkurve m		aus \bar{e} m	aus Laufzeitkurve m
28	8	6	5	1.4	
48	13		10	1.6	3.8
64	14	18	15	1.9	
79	10		20	2.1	

Die aus den Knickpunkten der Laufzeitkurven berechneten Tiefen sind ebenfalls vergleichsweise in Tabelle 6 angeführt. Der Tiefenberechnung für den Hainberg liegt allerdings die Laufzeitkurve für das lange Profil zugrunde, das im folgenden Kapitel behandelt wird, dessen Schüsse von den oben angeführten jedoch um nur 10 bis 20 m entfernt liegen. (Da im Muschelkalk *S*-Wellen nicht festgestellt werden konnten, ist die Konstruktion und das Rechnen mit dem scheinbaren Emergenzwinkel \bar{e} berechtigt.)

Die Schüsse im Institutsgelände ergeben also, daß eine Übereinstimmung mit der Theorie bezüglich Azimut und Emergenzwinkel von *P* allgemein nicht vorhanden ist. Die Erfahrungen aus den Aufzeichnungen von Fernbeben lassen sich auf Sprengungen nicht ohne Einschränkung übertragen. Die Dimensionen der Medien, in denen sich die elastischen Wellen bei Beben und bei Sprengungen ausbreiten, sind sehr verschieden. Die bei Sprengungen auftretenden Stoßrichtungen und Emergenzwinkel sind durch die lokal stark variierende geologische Struktur des obersten Untergrundes stark beeinflusst, und nur unter sehr günstigen oder zufälligen Bedingungen kann eine Übereinstimmung von Beobachtung und Theorie erwartet werden.

c) Messungen auf dem Hainberg und bei Harste im Leinetalgraben. Das Profil auf dem Hainberg wurde nur bis $\Delta = 550$ m ausgedehnt, da einerseits die benötigten Sprengmengen zu groß wurden, andererseits sich das Gelände als nicht sehr geeignet zur Untersuchung der hier behandelten Probleme erwies.

Die Laufzeitkurve des Hainbergprofils. Zur Aufstellung der Laufzeitkurve wurden die Einsätze der Vertikalkomponente benutzt. In Tabelle 7 sind für die elf Schußentfernungen die Zeiten der ersten Einsätze wiedergegeben. In Fig. 9 ist die Laufzeitkurve dargestellt. Aus ihrem Verlauf entnimmt man eine Geschwindigkeitszunahme von 400 m/sec bei $\Delta = 5$ m bis 3400 m/sec bei $\Delta = 150$ m. Von $\Delta = 150$ m bis $\Delta = 550$ m ist die Geschwindigkeit konstant,

sie beträgt im Mittel 3360 m/sec. Die Schüsse von $\Delta = 5$ m bis $\Delta = 20$ m wurden nur mit der Z-Komponente beobachtet. Die Registrierergeschwindigkeit betrug

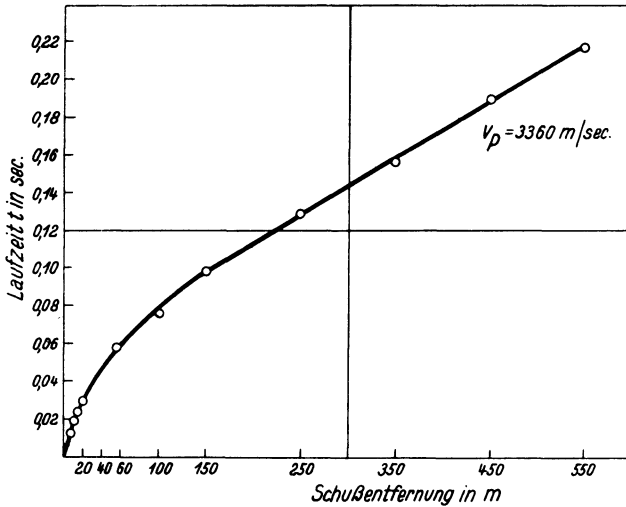


Fig. 9. Laufzeitkurve des Hainbergprofils

$\Delta = 5$ m — 20 m: Registrierergeschwindigkeit 40 — 60 cm/sec

$\Delta = 20$ " — 550 " : " " " 8 — 10 "

hier 40 bis 60 cm/sec, die Laufzeiten sind auf ± 0.0004 sec genau. Fig. 10 gibt den Schuß für $\Delta = 20$ m wieder. Von $\Delta = 20$ m bis $\Delta = 550$ m betrug die Registrierergeschwindigkeit 8 cm/sec, der Fehler in der Laufzeit beträgt höchstens ± 0.002 sec.

Tabelle 7

Entfernungen, Ladungen, Laufzeiten und scheinbare Oberflächengeschwindigkeit \mathfrak{B} beim Hainbergprofil

Δ m	Ladung g	Laufzeit des P-Einsatzes sec	Scheinbare Ober- flächengeschwin- digkeit \mathfrak{B} m/sec
5	50	0.0121	413
10	50	0.0188	747
15	50	0.0225	1350
20	50	0.0286	820
20	30	0.029	770
55	200	0.057	1250
100	500	0.075	2500
150	700	0.098	2180
250	1200	0.129	3230
350	2100	0.157	3570
450	5000	0.190	3030
550	9500	0.217	3700

Die Geschwindigkeitszunahme bei kleinen Sprengentfernungen findet ihre Erklärung in den geologischen Lagerungsverhältnissen. Über dem eigentlichen Muschelkalk liegt die Verwitterungszone des Muschelkalks in geringer Mächtigkeit. Bei kleinen Schußentfernungen messen wir die Geschwindigkeit in diesen Schichten. Mit wachsender Sprengentfernung taucht die Longitudinalwelle immer tiefer in den Untergrund ein, bis sie von $\Delta = 150$ m an, in einer Tiefe von 40 bis 50 m, im mittleren Muschelkalk mit der Geschwindigkeit $v = 3360$ m/sec läuft*). Dieselbe Erklärung der gekrümmten Laufzeitkurve bei kleinen Schußentfernungen gab schon O. v. Schmidt⁹⁾.

Azimut und Emergenzwinkel bei beiden Profilen. Bei dem Hainbergprofil dürfen wir wegen der Krümmung der Laufzeitkurve für P keinen streifenden Einfall beobachten, sondern P muß nach der Theorie unter einem steilen Winkel auftauchen. Und zwar müßte der Emergenzwinkel, gemäß dem tieferen Eindringen des Strahles in die Erde, mit wachsender Schußentfernung größer werden.

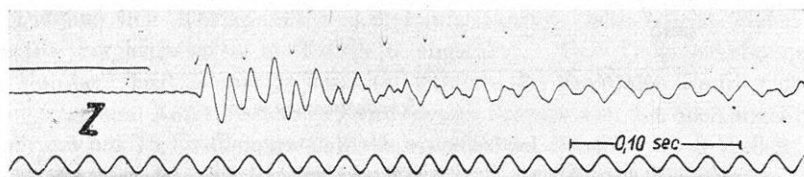


Fig. 10

Aufzeichnung der Vertikalkomponente des Schusses in $\Delta = 20$ m im Hainbergprofil
Registriereschwindigkeit = 50 cm/sec

Bei dem Profil im Leinetalgraben, dessen Laufzeitkurve geradlinig ist (wird später veröffentlicht), müßten wir für eine P -Welle, die durch die oberste Schicht gelaufen ist, streifenden Einfall beobachten.

Eine Bearbeitung der Schüsse beider Profile ergab die Tatsache, daß bei einer gewissen Minimalamplitude in Z , derselbe Einsatz in $H_{||}$ nicht vorhanden ist. Seine Amplitude lag unterhalb des Schwellwertes des Instrumentes. Danach muß der Emergenzwinkel von P verhältnismäßig groß sein. Die erste erkennbare Bewegung in $H_{||}$ entspricht demnach nicht der ersten Bodenbewegung in Z , sondern einem späteren Z -Einsatz, der im allgemeinen größere Amplitude hat als der erste. (Die Zugehörigkeit der Einsätze in den drei Komponenten konnte besonders gut ermittelt werden, da für alle drei Seismographen dieselben Halbsekundenkontakte einer Uhr mitregistriert wurden.) Diese scheinbare zeitliche

*) Anmerkung: Der von F. Hubert¹⁰⁾ in seiner Dissertation angegebene Wert von 1690 m/sec für die Geschwindigkeit im Muschelkalk des Hainberges ist also nicht die Geschwindigkeit im Muschelkalk, sondern die mittlere Geschwindigkeit, die man eben bei der von Hubert benutzten Sprengentfernung von $\Delta = 125$ m erhält. Meine Laufzeitkurve ergibt für diese Sprengentfernung eine mittlere Geschwindigkeit ($v = \Delta_{125}/t_{125}$) von 1430 m/sec.

Verzögerung des P -Einsatzes in H_{\parallel} kann bis zu ein paar hundertstel Sekunden ausmachen und hängt von der P -Amplitude in Z , also von der Sprengmenge ab (vgl. Tabelle 8).

Tabelle 8. Scheinbare Verzögerung des P -Einsatzes in H_{\parallel} gegenüber in Z , bzw. in H_{\perp} gegenüber in H_{\parallel} . Scheinbarer Emergenzwinkel aus den Amplituden $\left(\operatorname{tg} \bar{e} = \frac{Z}{\sqrt{H_{\parallel}^2 + H_{\perp}^2}}\right)$, und wahrer Emergenzwinkel aus der

$$\text{Laufzeitkurve} \left(\cos e = \frac{\bar{v}}{\bar{g}} \right).$$

s_m	P-Amplitude in Z mm	Scheinbare Verzögerung		\bar{e}	$e \left(\frac{\bar{v}}{\bar{g}} \right)^0$
		H_{\parallel} gegen Z sec	H_{\perp} gegen H_{\parallel} sec		
Hainberg					
10	2.0	—	—	—	56
20	1.5	—	—	—	60
55	8.0	0.000	0.000	66	70
100	5.5	0.000	0.000	65	80
150	3.7	0.000	0.000	75	82
250	1.5	0.010	0.013	> 82	82
350	1.0	0.016	0.006	> 79	82
450	1.6	0.000	0.015	55	82
550	0.7	0.008	0.024	> 67	82
Leinetalgraben					
150	3.5	0.000	0.015	68	71
200	10.0	0.000	0.012	86	71
250	6.5	0.000	0.011	80	71
300	5.0	0.000	0.335	75	71
350	2.5	0.000	Einsätze	78	71
400	1.5	0.043	in H_{\perp}	> 79	71
450	3.4	0.048	nicht mehr	> 85	71
500	2.0	0.028	genau fest-	> 81	71
580	10.7	0.022	stellbar	—	80

Auf Grund der oben angeführten Tatsachen ist die Berechnung von Azimut und Emergenzwinkel aus den Ausschlägen der drei Komponenten bei vielen Schüssen beider Profile nicht direkt möglich. Man kann jedoch bei den betreffenden Schüssen für \bar{e} eine untere Grenze angeben, wie es in Tabelle 8 geschehen ist. Der Fehler, der hierbei begangen wird, ist bei den großen Emergenzwinkeln sehr klein. Die beobachteten Azimute stimmen insofern mit der Theorie überein, als bei diesen Sprengungen die Bewegung zuerst in der H -Komponente in Schußrichtung erfolgt und erst später in der Querkomponente. Oder, anders ausgedrückt: die Bodenbewegung in Schußrichtung ist um ein Vielfaches größer als senkrecht dazu. Emergenzwinkel aus Amplituden (\bar{e}) und aus der Laufzeitkurve (e) berechnet stimmen einigermaßen miteinander überein, wie weit zeigt die Tabelle 8.

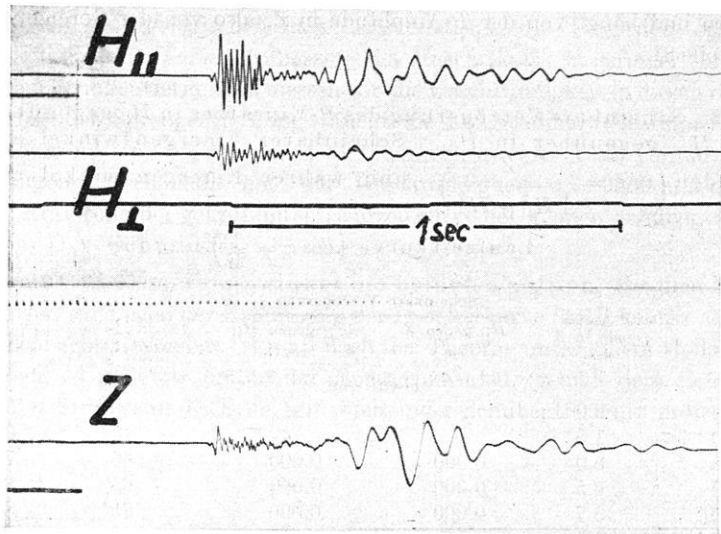


Fig. 11 a. Rayleighwellen im Eis (Rhongletscher 1931),
 $\lambda = 1000$ m, Ladung = 2100 g

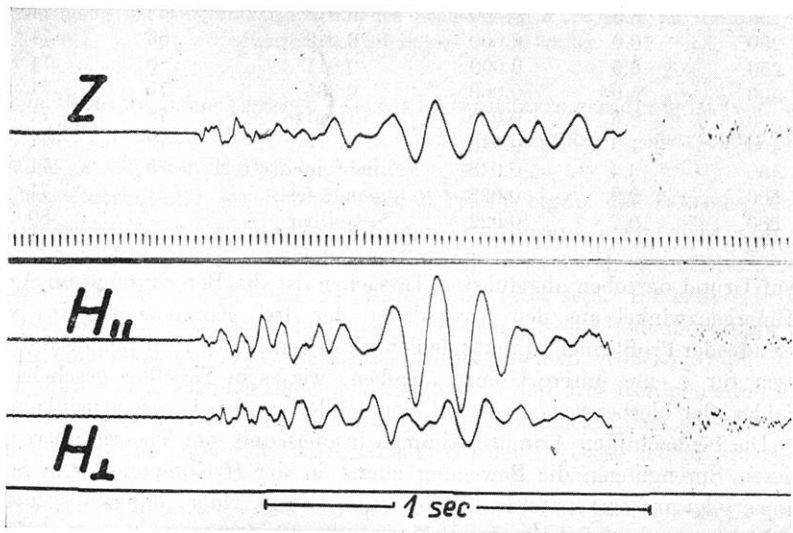


Fig. 11 b. Rayleighwellen im Muschelkalk (Hainberg 1932),
 $\lambda = 450$ m, Ladung = 5000 g

2. Die Hauptbewegung. Die bisherigen Untersuchungen haben gezeigt, daß bei Sprengungen die Richtung der ersten Bodenbewegung keineswegs immer den theoretischen Erwartungen entspricht, also auch nicht den Ergebnissen der Beobachtung bei Fernbeben. Es erhebt sich nun die Frage, ob sich dieser Widerspruch auch bei der Hauptbewegung zeigt. Insbesondere ist zu prüfen, ob bei den von mir untersuchten Sprengungen kleiner Herddistanz in der Hauptphase Wellen vom Charakter der Oberflächenwellen vorhanden sind, etwa Schwingungen, die den Rayleigh-Wellen gleichen, wie sie bei Fernbeben beobachtet wurden, oder ob die Hauptbewegung vornehmlich aus schwach gedämpften Eigenschwingungen des Untergrundes besteht, wie sie in den Göttinger Seismogrammen von Nahbeben in Erscheinung treten.

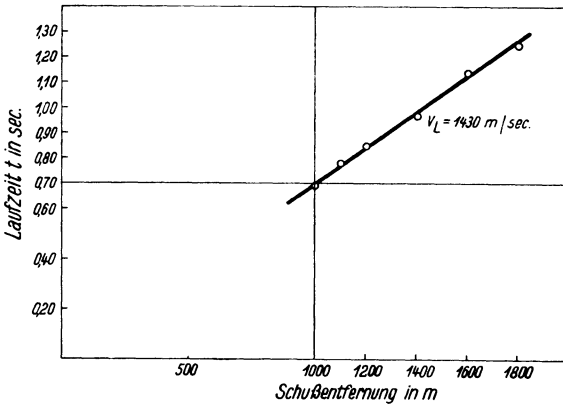


Fig. 12. Laufzeitkurve der Oberflächenwellen auf dem Rhonegletscher

a) Bodenbewegung vom Typ der Rayleigh-Wellen. Bei den Schüssen auf dem Rhonegletscher, auf dem Hainberg und bei der Steinbruchsprengung in Nieder-Ofleiden¹¹⁾ wurden Wellen beobachtet (s. Fig. 11), die in einigen Eigenschaften den Rayleigh-Wellen ähneln, in anderen davon abweichen. In der Tabelle 9 sind für einige charakteristische Beispiele Geschwindigkeit c und Amplitudenverhältnis angeführt:

Tabelle 9

Gelände	s m	Mittlere Geschwindigkeit der Oberflächenwellen, be- rechnet aus Weg/Laufzeit	Amplitudenver- hältnis für die Oberflächenwellen
1. Eis (Rhonegletscher 1931) . . .	1000	1450 m/sec = 0.86 b	$Z/H_{ } = 1.5$
2. Muschelkalk (Hainberg 1932) . .	450	720 m/sec = 0.36 b	$Z/H_{ } = 1.1$
3. Basalt (Nieder-Ofleiden 1932) . .	5600	850 m/sec = 0.28 b	$Z/H_{ } = 1.5$

Das Amplitudenverhältnis $Z/H_{||}$ ist in allen Fällen > 1 , bei Eis und Basalt sogar gleich dem theoretischen Wert 1.47. Beim Rhonegletscher entspricht auch die Geschwindigkeit ungefähr der Theorie, die $c = 0.92 b = 0.92 \frac{a}{\sqrt{3}}$ verlangt

(s. Tabelle 10 und Fig. 12). Im Muschelkalk ist die Geschwindigkeit zu klein, wenn man $a = 3400$ m/sec ansetzt, also die Geschwindigkeit in einer Tiefe unterhalb 40 m.

Tabelle 10

Laufzeit, Perioden und Geschwindigkeit der Oberflächenwellen im Eis

Δ m	Laufzeit sec	Periode sec	Geschwindigkeit m/sec
1000	0.69	0.100	1450
1100	0.78	0.100	1420
1200	0.85	0.120	1410
1400	0.97	0.100	1450
1600	1.14	0.125	1420
1800	1.25	0.125	1440

Bei den Beobachtungen im Muschelkalk ist die Herdentfernung bedeutend kleiner als in den anderen Fällen. Dementsprechend genügen die hier beobachteten Hauptwellen am wenigsten den Anforderungen der Theorie.

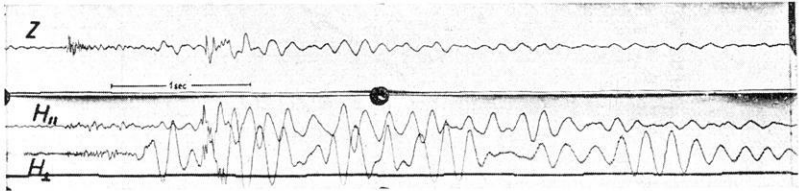


Fig. 13. Schuß im Leinetalgraben, $\Delta = 400$ m
Auf beiden Filmen gleiche Zeitmarkierung

b) Schwach gedämpfte Eigenschwingungen des Untergrundes. Bei einigen Schüssen im Institutsgelände, z. B. bei denen auf Profil B, wurden sehr regelmäßige Schwingungen beobachtet, die wohl als Eigenschwingungen des Bodens zu deuten sind. Bei dem Profil im Leinetalgraben treten ebenfalls besonders regelmäßige Schwingungen auf, wie Fig. 13 zeigt. In einigen Fällen handelt es sich offenbar um das ungestörte Abklingen der Eigenschwingungen des Untergrundes, wie z. B. der Schluß des Seismogramms der Querkomponente in Fig. 13 zeigt. Für solche gut ausgebildeten Fälle sind in Tabelle 11 die berechneten Dämpfungen zusammengestellt:

Tabelle 11

Gelände	Hainberg		Leinetalgraben		
	Z	H	3-Komponentenstat.		Einzelstation
Komponente	Z	H	Z	H	Z
Mittelwerte der Dämpfung	1.38	1.35	1.32	1.27	1.33

Zusammenfassung

Untersuchung der Seismographen. Die zur Beobachtung von Sprengungen benutzte 3-Komponentenapparatur wurde eingehend untersucht. Die

Horizontalseismographen besaßen nur eine Eigenschwingung, in dem Frequenzbereich 2 bis 200, der Vertikalseismograph das gleiche in dem Bereich 2 bis 50 Hertz. — Die Vergrößerung wurde statisch sowie mit Schwungrad und Schütteltisch ermittelt. Die mit diesen verschiedenen Methoden bestimmten Vergrößerungen unterscheiden sich um höchstens 15 %.

Ein Einfluß der Fadenspannung auf die Vergrößerung ist nicht vorhanden, wohl aber ein Einfluß von Fadendicke und Spiegelachsendurchmesser. Mit der Achse von 1.0 mm Durchmesser hat man die Grenze der Brauchbarkeit der dünnen Achsen erreicht.

Ob die Wiedergabe von Stoß- und Schwingungszazimuten durch die *H*-Komponenten getreu war, wurde auf der Schüttelplatte untersucht. Eine geringe Abhängigkeit der Querkomponente von der Parallelkomponente im Betrag von 5 bis 8 % wurde festgestellt. — Die Horizontalempfindlichkeit des Vertikalseismographen betrug für Stöße 15 %, die Vertikalempfindlichkeit des Horizontalseismographen nur 8 %. Für Schwingungen ergibt sich eine Abhängigkeit von \mathfrak{T}/T_0 .

Es wurden mehrere Schüsse gleicher Ladung am selben Sprengort entzündet und am selben Beobachtungsort registriert. Die beiden Horizontalseismographen wurden vor jedem Schuß um einen bestimmten Winkel gegen die Schußrichtung gedreht. Die aus den Aufzeichnungen abgeleitete resultierende Bodenbewegung blieb dabei unverändert.

Beobachtungen. Die früher schon veröffentlichten Ergebnisse über Azimut und Emergenzwinkel von P_1 bei den Messungen auf dem Rhonegletscher werden ergänzt durch den Versuch, die Eismächtigkeit zu bestimmen mit Hilfe des Emergenzwinkels der Reflexionen P_{11} nach der Formel $h = \frac{\Delta}{2} \cdot \operatorname{tg} e$. Die so erhaltenen Tiefen stimmen mit den aus der Laufzeit ermittelten größenordnungsmäßig überein.

Zwei kurze Profile im Muschelkalk zeigen eine Zunahme des Emergenzwinkels mit abnehmender Sprengentfernung. Diese Einsätze werden daher als Reflexionen gedeutet.

Bei den Schüssen im Institutsgelände ergibt sich allgemein, daß eine Übereinstimmung mit der Theorie bezüglich Azimut und Emergenzwinkel von P nicht durchgängig vorhanden ist, daß die auftretenden bevorzugten Stoßrichtungen und Emergenzwinkel vorwiegend durch die geologische Struktur des obersten Untergrundes bedingt sind.

Die Laufzeitkurve eines Profils im Muschelkalk auf dem Hainberg ergibt eine Geschwindigkeitszunahme von 600 m/sec bei $\Delta = 8$ m bis 3400 m/sec bei $\Delta = 150$ m. Von $\Delta = 150$ m bis $\Delta = 550$ m bleibt die Geschwindigkeit konstant. (Die Registriergeschwindigkeit bei den Schüssen bis $\Delta = 20$ m betrug 40 bis 60 cm/sec.) Die Zunahme der Geschwindigkeit ist eine Folge der geologischen Lagerungsverhältnisse. In den Profilen auf dem Hainberg und im Leinetal werden die Emergenzwinkel sowohl aus den Amplituden als auch aus der Laufzeitkurve berechnet und verglichen.

In der Hauptbewegung der Seismogramme, die auf dem Eis, im Muschelkalk und im Basalt¹¹⁾ gewonnen wurden, sind Wellen vom Charakter der Rayleigh-Wellen vorhanden. Es werden mittlere Geschwindigkeit und Amplitudenverhältnisse angegeben. — Außerdem werden bei den Schüssen auf dem Hainberg und im Leinetalgraben für besonders regelmäßige Schwingungen, die als Eigenschwingungen des Untergrundes anzusprechen sind, die Mittelwerte der Dämpfung berechnet.

Ich möchte Herrn Prof. Angenheister für die Anregung und stete Förderung danken, die er dieser Arbeit zuteil werden ließ. Ebenso Herrn Dr. Köhler für manchen wertvollen Rat und Herrn Mechaniker Riehn für seine Hilfe bei der Ausführung der Sprengarbeiten.

Literatur

1) H. K. Müller: Messungen auf dem Rhonegletscher, 2: Azimut und Emergenzwinkel von *P* und *S*. Zeitschr. f. Geophys. **8**, 68 (1932).

2) R. Köhler: Eine neue Methode der Seismographenprüfung. Ebenda **8**, 74 (1932).

3) A. Ramspeck: Eine Schüttelplatte zur Untersuchung von Seismographen. Ebenda **8**, 71 (1932).

4) Ch. Maurain, L. Eblé u. H. Labrouste, Sur les ondes sismiques des explosions de la Courtine, Le journal de Physique et le Radium, Série 6, Tome 6, Nr. 3, 1925.

5) L. Don Leet and W. Maurice Ewing, Velocity of elastic waves in granite. Physics **2**, Nr. 3, 1932.

6) L. Don Leet: Seismic Prospecting, The Military Engineer, July-August 1931.

7) H. Arnold: Die Erdbewegungen während des ersten Vorläufers eines Erdbebens. Gött. Diss. 1909.

8) F. Gerecke, Messungen auf dem Rhonegletscher, 1: Die Laufzeitkurve. Zeitschr. f. Geophys. **8**, 65 (1932).

9) O. v. Schmidt: Brechungsgesetz oder senkrechter Strahl? Ebenda **8**, 376 (1932).

10) F. Hubert: Die Registrierung der durch fallende Gewichte... Ebenda **1**, 134 u. **1**, 197 (1924/25).

11) H. K. Müller: Beobachtung von Sprengungen in drei Komponenten. Ebenda **8**, 459 (1932).

Göttingen, Geophysikalisches Institut, Januar 1934.