

Werk

Jahr: 1926

Kollektion: fid.geo

Signatur: 8 GEOGR PHYS 203:2

Digitalisiert: Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen

Werk Id: PPN101433392X_0002

PURL: http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X_0002

LOG Id: LOG_0011

LOG Titel: Untersuchungen zur Frage, bis zu welcher Tiefe die Erde kristallin ist

LOG Typ: article

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

- 12) Derselbe: Comt. rend. Ac. Sc. **154**, 1843—1844, Paris 1912.
- 13) Derselbe: Ebenda **155**, 379—380, Paris 1912.
- 14) F. Omori: Publ. Earthq. Investig. Com. **8**, 1—94, Tokio 1902.
- 15) Derselbe: Bull. Earthq. Investig. Com. **2**, 17—20, Tokio 1908.
- 16) Derselbe: Ebenda, S. 101—135.
- 17) St. Taber: Bull. Seism. Soc. America **4**, 108—160 (1914).
- 18) E. Tams: Zeitschr. f. angew. Geophys. **1**, 193—213 (1925).
- 19) Derselbe: Ber. d. math.-phys. Kl. Sächs. Ak. Wiss. **76**, 188—203, Leipzig 1924.
- 20) H. H. Turner: British Associat. Report. Seismolog. Investig. 1919, 1920, 1921.
- 21) Derselbe: Monthly Notices R. Astron. Soc. **79**, 531—539, London 1919 und **80**, 617—619, 1920.
- 22) Derselbe: British Associat. Report. Seismolog. Investig. 1922, 1923, 1924.
- 23) Derselbe: Monthly Notices R. Astron. Soc. Geophysical Supplement **1**, Heft 5, Dez. 1924, S. 204—217.
- 24) Natuurk. Tijdschr. v. Nederl.-Indië **83**, 133—153 (1923).

Untersuchungen zur Frage, bis zu welcher Tiefe die Erde kristallin ist.

Von **B. Gutenberg**. — (Mit drei Abbildungen.)

Nach Laboratoriumsversuchen nimmt beim Schmelzen eines Stoffes dessen Richtigkeit ab. Es ist daher damit zu rechnen, daß im Erdinnern in der Tiefe, in der die Grenze zwischen amorphen und kristallinen Stoffen liegt, eine sprungweise Abnahme der Richtigkeit und damit auch der Wellengeschwindigkeit stattfindet. Da im Mantel der Erde keine Anzeichen hierfür vorliegen und auch der Übergang zur Zwischenschicht stetig ist, erscheint es wahrscheinlich, daß die Erde bis zur Kerngrenze kristallin ist, falls die Kristallisationsgrenze nicht schon in 2450 km Tiefe liegt.

Die Untersuchung der Richtigkeitsfaktoren hat für alle Körper eine mehr oder minder große sprungweise Abnahme beim Schmelzen ergeben¹⁾. Es besteht hiernach die Wahrscheinlichkeit, daß auch im Erdinnern in der Tiefe, in welcher ein Übergang von dem kristallinen zum amorphen Aggregatzustand stattfindet, der Richtigkeitsfaktor sprungweise abnimmt. Da nun die Wellengeschwindigkeit V der longitudinalen und \mathfrak{B} der transversalen Erdbebenvorläufer mit dem Richtigkeitsfaktor μ , dem Inkompressibilitätsfaktor k und der Dichte ρ verknüpft sind durch die Beziehungen

$$V^2 = \left(k + \frac{4}{3} \mu \right) : \rho \dots \dots \dots (1)$$

$$\mathfrak{B}^2 = \mu : \rho \dots \dots \dots (2)$$

so müßten in der genannten Grenztiefe auch V und \mathfrak{B} sprungweise abnehmen. Wir beschränken uns auf V und haben nunmehr die Frage zu beantworten: In welchen Tiefen nimmt die Geschwindigkeit V der Longitudinalwellen sprungweise ab? Bisher kennen wir nur eine derartige Grenze mit Sicherheit, und zwar in 2900 km Tiefe am Erdkern. Hier nimmt zwar zweifellos

die Dichte ρ sprungweise zu, doch scheint es, als ob auch μ sprungweise abnimmt²⁾. Weiter nimmt V in 2450 km Tiefe ab; ob die geringe Abnahme dort (von etwa $13\frac{1}{4}$ km/sec um $\frac{1}{4}$ km/sec) sprungweise oder im Bereich einer dickeren Schicht erfolgt, konnte noch nicht entschieden werden; auch \mathfrak{B} zeigt hier übrigens eine ähnliche Abnahme. Außer diesen wohl zweifelsfrei festgelegten Unstetigkeitsflächen [vgl. 2)] wurden von mehreren Autoren in dem obersten Drittel des Erdmantels Unstetigkeiten vermutet, an denen V abnehmen soll. Zunächst glaubte S. Mohorovičić³⁾ in 400 km Tiefe eine Abnahme von V von 8.9 auf 8.7 km gefunden zu haben. Dieses Ergebnis war durch beiderseitige Extrapolation der Nachbarkurvenstücke beim Auftragen der aus Laufzeitbeobachtungen gewonnenen Werte von V als Funktion der Tiefe gefunden worden, doch schien es S. Mohorovičić nicht sehr sicher, so daß er auch mit der Möglichkeit einer vorübergehenden geringeren Zunahme von V rechnete. Die Distanz, in der die Wellen auftauchen, welche die Schicht in 400 km Tiefe berührt haben, beträgt nach S. Mohorovičić 2700 km. Andererseits glaubten B. Galitzin⁴⁾ und J. Wilip⁵⁾ aus Beobachtungen der Einfallswinkel Anhaltspunkte für eine ähnliche Unstetigkeit gefunden zu haben, und zwar soll der Einfallswinkel in einer Herddistanz von 2100 km nach ersterem und von 1650 km nach letzterem Unstetigkeiten aufweisen. Man sieht, daß die Differenzen so erheblich sind, daß es sich nicht um ein und dieselbe Erscheinung handeln kann [Angaben über die Einfallswinkel in 2)].

Nun geben aber die Amplitudenbeobachtungen, auf die Zöppritz⁶⁾ seine Methode zur Feststellung von Unstetigkeitsflächen aufbaute, ein sehr empfindliches Mittel, um hier eine Entscheidung zu bringen. Die horizontale Bodenverrückung u durch eine Longitudinalwelle mit der Periode T und dem Einfallswinkel i_0 in der Herddistanz \mathcal{A} ist für einen Herd in der Erdoberfläche gegeben durch [Ableitung ähnlich wie in 6)]:

$$u = C \cdot f \cdot T \left(\frac{u}{A_i} \right) \sqrt{\frac{e^{-\int k d D}}{\delta \cos i_0 \sin \mathcal{A}} \Pi \left(\frac{E_r}{E_i} \right)} \dots \dots \dots (3)$$

wo C = Konstante für jedes Beben, f = Untergrundfaktor an der betreffenden Station [Näheres in 8)], $(u : A_i)$ = Faktor, der nur von i_0 abhängt [vgl. z. B. 7)], k = Extinktionsfaktor auf dem Wege D der Welle, $(E_r : E_i)$ = Verhältnis der reflektierten zur einfallenden Energie beim Passieren von Unstetigkeitsflächen, δ = Zonenbreite, auf welche die Energie fällt, die gleiche Zonen auf einer Elementarkugel um den Herd passiert hat [Näheres in 7)]. Beschränken wir uns auf ein kleines Gebiet, so wird angenähert

$$u = C' \sqrt{\frac{1}{\delta \sin \mathcal{A}}} \dots \dots \dots (4)$$

für Herdentfernungen in der Nähe von $\mathcal{A} = 90^\circ$ kann auch $\sin \mathcal{A}$ in C' hineingenommen werden. Nun ist aber bei kleinen Änderungen von $\sin i_0$, wenn i_0 groß ist, angenähert $\delta = c' \frac{d \mathcal{A}}{d i_0}$ (genauer: $\delta = c \cdot F \cdot \frac{d \mathcal{A}}{d i_0}$, wo $F = \frac{d i_0}{d \cos i_0}$ aus

Funktionstabellen entnommen werden kann). Es folgt also in unserem Falle angenähert:

$$u = C'' \sqrt{\frac{1}{\sin \mathcal{A}} \frac{d i_0}{d \mathcal{A}}} \quad \text{oder} \quad \frac{d i_0}{d \mathcal{A}} = c u^2 \sin \mathcal{A} \quad \dots \dots \dots (5)$$

Falls i_0 klein ist, muß F berücksichtigt werden, und es ist dann angenähert:

$$\frac{d i_0}{d \mathcal{A}} = c u^2 F \sin \mathcal{A} \quad \dots \dots \dots (5a)$$

Nun ist andererseits, falls $V_0 =$ Geschwindigkeit der Longitudinalwellen in der Nähe der Erdoberfläche,

$$\sin i_0 = V_0 \frac{dt}{d \mathcal{A}} \quad \dots \dots \dots (6)$$

Aus der Laufzeitkurve läßt sich nach (6) $\sin i_0$ berechnen. In dem zu untersuchenden Stück der Kurve i_0 als Funktion von \mathcal{A} wählt man nun möglichst in der Mitte und in einem Gebiet, in dem sich u gleichmäßig ändert, ein Wertepaar i_0 und \mathcal{A} aus, bestimmt für diese Stelle $d i_0 : d \mathcal{A}$ und hiermit c in Gleichung (5). Nunmehr kann man die beobachteten Werte von u in dem zu untersuchenden Bereich benutzen, um $d i_0 : d \mathcal{A}$, d. h. die Richtung der Kurve $i_0(\mathcal{A})$ zu finden. Mit Hilfe der so gewonnenen Richtungsangaben zeichnet man eine verbesserte Kurve $i_0(\mathcal{A})$ und wiederholt das Verfahren, wobei man auf die Gleichung (3) zurückgeht, soweit man die dazu nötigen Größen kennt. Aus (5) oder (3) folgt: Steigt u stark an, so nimmt i_0 mit wachsendem \mathcal{A} schnell ab, nimmt u stark ab, so nähert sich i_0 mehr und mehr einem konstanten Wert. Ändert sich u sprunghaft, so hat die Kurve $i_0(\mathcal{A})$ einen Knick. In diesem Falle (und nur in diesem!) hat auch die Kurve, welche V als Funktion der Tiefe darstellt, einen Knick, d. h. wir haben im Erdinnern eine Unstetigkeit zweiter Ordnung. Gerade diese werden also durch die Untersuchung der Amplituden zweifelsfrei festgestellt: Jeder sprunghaften Änderung von u entspricht ein Knick in der Kurve V als Funktion der Tiefe. Bei sprunghafter Änderung von V verliert die Laufzeitkurve ihren Zusammenhang.

Um diese Methode auf die P -Wellen anwenden zu können, müssen wir zunächst die Änderung der Amplituden der P -Wellen feststellen, und zwar wollen wir das Gebiet vom Beginn der P -Wellen in etwa $\mathcal{A} = 200$ km Distanz bis zu etwa 4000 km untersuchen, da die Amplitudenverhältnisse in größerer Distanz auf Grund der Zoeppritzschen Methode hinreichend untersucht und für kleinere Distanzen (bzw. Tiefen) die Laufzeitkurven genauer bekannt sind. Für den genannten Bereich haben wir vor allem die Untersuchung ¹²⁾ über die beiden mitteleuropäischen Beben vom 16. November 1911 und 20. Juli 1913. In Fig. 1 wurden zunächst die Amplituden des ersteren eingetragen (ausgefüllte Kreise), dann die des zweiten nach Multiplikation mit 5, wodurch die Werte etwa auf gleiche Höhe zu liegen kommen (ausgefüllte Vierecke), und schließlich die aus dem gleichen Grunde durch 50 geteilten Werte für das Japanbeben [vgl. ⁸⁾] am 1. September 1923 (offene Kreise). Die drei Beben zeigen die gleiche Erscheinung: Zunächst innerhalb der Beobachtungsgenauigkeit gleichmäßige Abnahme der Amplituden, dann sprunghafte Zunahme und darauf wieder regelmäßige Ab-

nahme, wie vor allem die Aufzeichnungen des Spitzbergenbebens vom 8. April 1922 zeigen, die durch die Hauptstation für Erdbebenforschung in Jena reproduziert und für die vorliegende Untersuchung von mir neu ausgewertet worden sind [offene Vierecke, Fig. 1⁹⁾]. Auch das früher untersuchte Amplitudenverhältnis $PP:P$ für Distanzen von 4000 km ab [vgl. 7)] zeigt, daß PP von 4000 km Herddistanz ab regelmäßig verläuft, daß also das gleiche für P von $\Delta > 2000$ km ab gilt. Es folgt also, daß zwischen 57 km Tiefe und 1200 km Tiefe die Geschwindigkeitskurve v (Tiefe) nur an einer Stelle einen Knick haben kann, der dem Amplitudensprung in Fig. 1 entspricht, während keinerlei Anzeichen für sprungweise Änderung von v vorhanden sind. Es ist im übrigen als Folge des verschiedenartigen Aufbaues der obersten Erdschichten zu er-

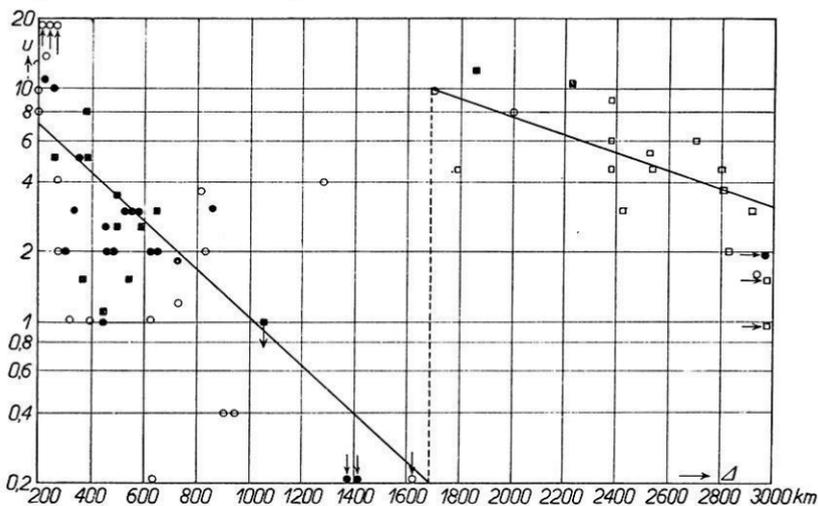


Fig. 1.

warten, daß die Sprungstelle der Amplituden bei Beben in verschiedenen Gegenden etwas variiert. Außerdem entsteht eine starke Streuung der beobachteten Werte dadurch, daß die zur Berechnung der Amplituden benutzte Gleichung für Sinuswellen gilt, nicht aber für einen neu einsetzenden Impuls, wie ein Vergleich der üblichen Formel mit den von Berlage¹¹⁾ unter anderen Voraussetzungen abgeleiteten Gleichungen zeigt.

Für die beiden mitteleuropäischen Beben ist die Sprungdistanz sehr scharf ausgeprägt. Während bei dem schwächeren Beben in Königsberg ($\Delta = 1068$ km, Wiechertpendel, Vergrößerung $V = 220$) und in Czernowitz ($\Delta = 1242$ km, Mainkapendel, $V = 200$) keine Spur von P zu erkennen ist (bei dem ersten Beben waren beide Stationen noch nicht in Betrieb), und weiter bei beiden Beben in Upsala ($\Delta = 1414$ km, $V = 200$), Cartuja ($\Delta = 1613$ km, $V = 500$! beim stärkeren Beben) sowie beim stärkeren Beben auch in Algier ($\Delta = 1373$ km, $V = 160$) jede Spur von P fehlt, beträgt bei beiden Beben die Amplitude in Pulkovo ($\Delta = 1868$ km) mehrere μ , in Baku ($\Delta = 3320$ km) beim ersten immer noch

2 μ . Die Amplitude von P springt also zwischen $\Delta = 1613$ km und $\Delta = 1868$ km von höchstens 0.2 μ auf mehrere μ (durch Bodenunruhe im ersten Falle nicht genau feststellbar, im zweiten Falle 3 μ). Beim Japanbeben am 1. September 1923 gilt Ähnliches. In Nagasaki ($\Delta = 910$ km) war P kaum zu erkennen, in Zi-ka-wei ($\Delta = 1720$ km) war es außerordentlich stark, etwa 500 μ . Dazwischen, in Otomari ($\Delta = 1300$ km), ist nach dem Bericht ebenfalls bereits eine größere Amplitude (200 μ) vorhanden gewesen. An und für sich sind, wie schon erwähnt, Differenzen der Sprungdistanz in verschiedenen Erdteilen durchaus möglich.

Für Mitteleuropa wählen wir auf die Herdtiefe 0 reduziert $\Delta = 1700$ km als Grenzdistanz, also den gleichen Wert, den auch Wilip aus seinen Betrachtungen

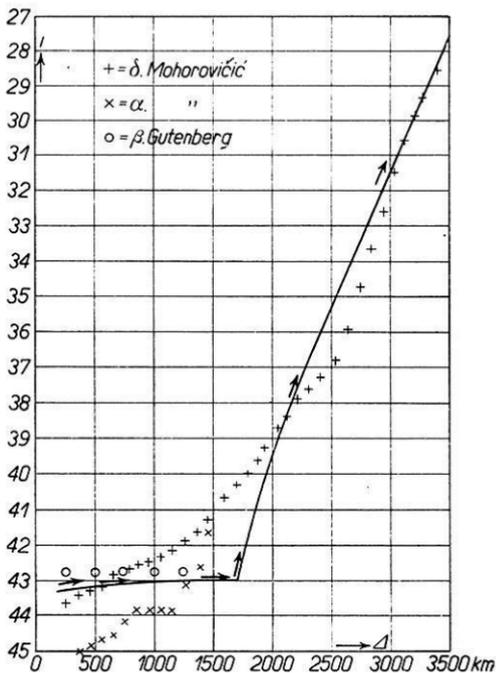


Fig. 2.

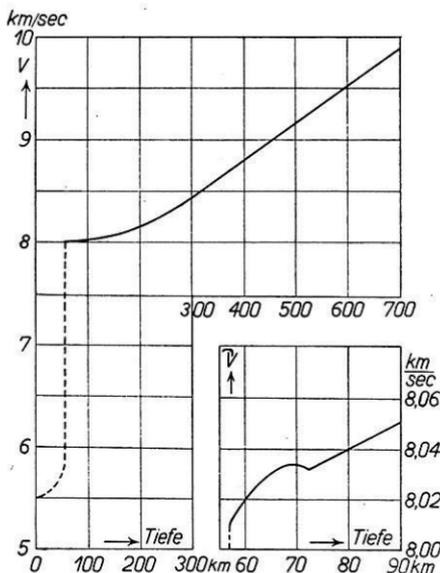


Fig. 3.

über den Einfallswinkel gefunden hat. Wir können nunmehr aus Fig. 1 nach Gleichung (5) die Neigung der $i_0(\Delta)$ -Kurve berechnen, wenn wir diese für einen Punkt annehmen. In Fig. 2 sind die aus Laufzeitkurven nach Gleichung (6) berechneten Werte von i_0 eingetragen, und zwar nach S. Mohorovičić [3], 1915] mit stehenden Kreuzen, nach B. Gutenberg [14], 1923] mit Kreisen und nach der Laufzeitkurve für $h = 0$ von A. Mohorovičić [18], 1925] mit liegenden Kreuzen. Nach den Werten von S. Mohorovičić in der Nähe von $\Delta = 3000$ km wurde dann c in Gleichung (5) berechnet und hieraus nach derselben Gleichung $di_0 : d\Delta$ auf Grund der Fig. 1. Die in Fig. 2 eingezeichneten Pfeile sind das Ergebnis. Die eingezeichnete Kurve genügt sowohl den beobachteten Laufzeiten wie den Amplituden. Schließlich wurde die Wellengeschwindigkeit V nach der Wiechert-Herglotzschens Methode bestimmt. Fig. 3 zeigt das Er-

gebnis. Der Amplitudensprung in 1700 km Herddistanz rührt hiernach davon her, daß zwischen 57 und etwas über 70 km Tiefe die Wellengeschwindigkeit fast konstant ist, zuletzt sogar ein klein wenig abnimmt, um erst darauf mit einem Knick erst langsamer, dann stärker anzusteigen. Die Änderungen sind jedoch so gering, daß sie in der Hauptabbildung gar nicht zu erkennen sind und nur in sehr großem Maßstab deutlich werden. Die rechts unten in Fig. 3 gezeichnete Kurve dürfte mehr qualitative als quantitative Bedeutung haben. Die Abnahme von V in 70 km Tiefe kann lediglich durch die normale Zunahme der Dichte bedingt sein. Ob eine schwache Abnahme der Richtigkeit hier außerdem vorhanden ist, läßt sich nicht entscheiden; wahrscheinlich ist eine solche nach unseren Ergebnissen nicht.

Wir finden jedenfalls, daß im Mantel der Erde bis zu 1200 km Tiefe nirgends eine sprungweise Abnahme der Richtigkeit erfolgt, daß insbesondere in 400 km Tiefe keine Unstetigkeit vorhanden ist, und daß, von einem kleinen Gebiet um 70 km abgesehen, wo die Richtigkeit etwa konstant zu sein scheint, diese stets nach innen zunimmt, in Europa in 57 km Tiefe nach früheren Untersuchungen [vgl. 7)] sogar sprungweise.

Es bleiben also für die Grenze zwischen kristallinem und amorphem Material zwei Möglichkeiten: Entweder erfolgt der Übergang bei den im Erdinnern herrschenden Drucken entgegen unseren Laboratoriumsversuchen ohne Abnahme der Richtigkeit, was nach den Ergebnissen von G. Tammann¹⁾ nicht ausgeschlossen wäre, wonach bei SiO_2 bei wachsendem Drucke der Richtigkeitsunterschied zwischen Kristall und Schmelze immer geringer wurde, ohne allerdings bei den erreichten Drucken und Temperaturen ganz zu verschwinden, oder aber die Grenze der kristallinen Erdschale liegt mindestens in 2450 km Tiefe, wahrscheinlicher aber an der stärksten Diskontinuität der Erde, die wir kennen, am Erdkern in 2900 km Tiefe.

Literatur.

- 1) G. Tammann: Aggregatzustände. Leipzig, Voss, 1923.
- 2) B. Gutenberg: Der Aufbau der Erde. Berlin, Borntraeger, 1925.
- 3) S. Mohorovičić: Gerlands Beiträge z. Geophys. **14**, 187 (1915).
- 4) B. Galitzin: Nachr. d. seism. Kommission **7**, Heft 2. Petersburg 1917.
- 5) J. Wilip: Acta et commentationes universitatis Dorpatensis A. VI, S 10 (1924).
- 6) K. Zöppritz, L. Geiger u. B. Gutenberg: Über Erdbebenwellen V. Göttinger Nachr. 1912.
- 7) B. Gutenberg: Theorie der Erdbebenwellen, in A. Sieberg, Geologische, physikalische und angewandte Erdbebenkunde. Jena, Gust. Fischer, 1923.
- 8) Derselbe: Bearbeitung von Aufzeichnungen einiger Weltbeben. Abh. d. Senckenberg. Naturf. Ges. Frankfurt a. M. **40**, 57 (1925).
- 9) Mitteilungen ... über die Aufzeichnungen des Bebens vom 8. April 1922. Hauptstation für Erdbebenforschung in Jena, Juni 1922.
- 10) E. Tams: Die seismischen Verhältnisse des europäischen Weltmeeres. Zentralblatt f. Mineralogie, Geologie ... S. 385 (1922).
- 11) H. P. Berlage: Anhang zum Jahresbericht Zürich 1923.
- 12) B. Gutenberg: Die mitteleuropäischen Beben ..., I. Veröffentl. d. Zentralbureaus f. Erdbebenforschung, Straßburg 1915.
- 13) A. Mohorovičić: Hodographes ... Publ. du bureau central séismol. int., Ser A, No. 3 (1925).
- 14) B. Gutenberg: Neue Methoden ... Zeitschr. f. angew. Geophys. **1**, 65 (1923).