

Werk

Jahr: 1924

Kollektion: fid.geo

Signatur: 8 GEOGR PHYS 203:1

Digitalisiert: Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen

Werk Id: PPN101433392X_0001

PURL: http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X_0001

LOG Id: LOG_0023

LOG Titel: Der Aufbau der Erdkruste auf Grund geophysikalischer Beobachtungen

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

Vier Pendel auf dem Stativkreuz. Weder die Theorie noch die Beobachtung von vier Pendeln ist wesentlich schwerer. Der Phasenunterschied der Paare I und II ist gleichgültig. Es tritt eine geringe seitliche Bewegung ein, so daß die Pendel Ellipsen beschreiben, deren zweite Achsengroßen aber für Schneiden und Schwingungspunkte gleich sind, da die Pendel die Zwangsbedingung erfüllen müssen, daß ihre Achsen stets in vertikalprojizierenden Ebenen enthalten sind. Die seitliche Trägheit der Pendellinse ist $= 0$ zu setzen.

Das Plus an Wegstrecke, die das Pendel zurücklegt, ist jedenfalls in der 7. Dezimalstelle nicht zu spüren.

Zusammenfassung. Der Einfluß der Stativelastizität auf die Pendelschwingung läßt sich bei einem einzigen schwingenden Pendel nicht mit völlig befriedigender Genauigkeit messen.

Nach dem angegebenen Verfahren wird diese Fehlerquelle beseitigt und kann unter der Voraussetzung, daß die Anfangsamplituden der Pendel möglichst gleich und Phasenunterschiede $\geq 180 \pm 30^\circ$ möglichst gemieden werden, die Bestimmung des Mitschwingens sogar ganz wegfallen.

Der Aufbau der Erdkruste auf Grund geophysikalischer Beobachtungen.

Von B. Gutenberg in Darmstadt. — (Mit einer Abbildung.)

Der Blick auf einen Globus zeigt die uns allen selbstverständliche Tatsache, daß auf der Erdoberfläche erhebliche geophysikalische Unterschiede bestehen. Schon frühzeitig beschäftigte sich die Geologie mit der Frage, in wie große Tiefen sich diese Unterschiede erstrecken. Im folgenden soll der Versuch gemacht werden, nur auf Grund geophysikalischer Untersuchungen ein Bild vom Aufbau der Erdkruste zu entwerfen.

Der erste, der auf Grund geophysikalischer Forschungsmethoden zu ausgesprochen verschiedenartigem Verhalten verschiedener Teile der Erdkruste kam, war, wohl F. Roesener¹⁾ 1913, nachdem schon vorher andere Gelehrte, z. B. Omori und Rosenthal, ohne sichere Ergebnisse die Geschwindigkeit der Oberflächenwellen in verschiedenen Teilen der Erdkruste untersucht hatten. Roesener benutzte zu seinen Untersuchungen Perioden der Erdbebenoberflächenwellen und -nachläufer, die in Göttingen aufgezeichnet waren. Sowohl bei den Maximalwellen wie bei den Nachläufern fand er Haufungsstellen der Perioden von 12 und 18 Sekunden. Bei den letzteren schien ihm kein Einfluß der Epizentralentfernung vorhanden zu sein, dagegen schien große Intensität der Bewegung die Periode zu erhöhen. Den Haupteinfluß auf die Periode schob er jedoch dem durchlaufenen Weg zu, und zwar fand er Perioden von 18 Sekunden bei Beben, die rund mindestens ein Drittel ihres Weges in einem Ozeanboden gelaufen waren. Aber auch eine Mitwirkung von Verhältnissen am Herd hielt

er nicht für unmöglich. Für Maximalwellen kam er zu relativ ähnlichen Ergebnissen. G. Angenheister²⁾ setzte 1921 diese Untersuchungen fort; er verglich die durch gleiche Beben in Göttingen und Apia hervorgerufenen Maximalwellen- und Nachläuferperioden und fand im Gegensatz zu Roesener, daß auf naher gelegenen Stationen kürzere Perioden aufgezeichnet werden als an ferneren, andererseits bestätigte er, daß die asiatischen Kontinentalschollen kleinere Perioden T als die pazifischen Schollen liefern. Angenheister setzte nach Wiechert die Dicke D der schwingenden Schicht $D = \frac{1}{2}Tv$, wo v die Geschwindigkeit reiner Transversaloberflächenwellen bedeutet, und fand mit $v_{\text{kont}} = 3.87 \text{ km/sec}$, $v_{\text{ozean}} = 4.68 \text{ km/sec}$ die Werte $D_{\text{kont}} = 28 \text{ km}$, $D_{\text{ozean}} = 41 \text{ km}$; beide Werte sind naturgemäß sehr unsicher; einmal setzt die Theorie von Wiechert eine nachgiebigere Schicht in der Tiefe D voraus, für die bisher für den Ozean keine Anhaltspunkte gefunden wurden, während die Erdbebenbeobachtungen für den Kontinent direkt dem widersprechen, dann beruhen sie auf der Annahme, daß die beobachteten Perioden der Grundschiwingung der Schicht entsprechen, während das gerade so gut für wesentlich höhere beobachtete Perioden angenommen werden kann. So fand O. Geussenhainer³⁾ beim Studium der seismischen Bodenunruhe in Göttingen wahrscheinliche Eigenschwingungsperioden von 6, $7\frac{1}{2}$ und 9 Sekunden und rechnete hiernach mit einer möglichen Grundschiwingung von 36 Sekunden, der eine wesentlich größere Dicke D entsprechen würde.

Wohl das umfangreichste Material über die Wellenperioden hat H. Wellmann⁴⁾ 1922 veröffentlicht. Neben der Intensität des Bebens fand auch er gleich Angenheister sowohl einen Einfluß der Entfernung wie des von den Wellen durchlaufenen Weges auf die Nachläuferperioden (vgl. Tabelle 1).

Tabelle 1.

Mittlere Perioden der Nachläufer in Riverview und Hamburg nach Wellmann

Δ km	62 Beben in Riverview	Etwa 200 Beben in Hamburg	Kontinentale Wege (Hamburg)	Vorwiegend subozeanische Wege (Hamburg)
0— 2 000	10.0	7.9	7.9	—
2 000— 4 000	10.5	8.8	8.2	9.9
4 000— 6 000	10.7	9.5	9.4	10.6
6 000— 8 000	12.7	12.8	10.8	13.4
8 000—10 000	14.9	13.9	12.2	15.4
10 000—12 000	15.0	15.4	13.2	—
12 000—14 000	} 17.4	16.3	—	—
14 000—18 000		16.6	—	16.4

Die Periode von 12 Sekunden trat in Hamburg frühestens bei $\Delta = 1300 \text{ km}$ auf, die von 16 Sekunden bei 7000 km , jedoch nur bei besonders starken Beben. Am wertvollsten ist die Karte, in der die Ergebnisse übersichtlich eingetragen sind.

Weitere Messungen führte ich dann an einer Reihe von Beben aus. So zeigten die Japanbeben vom 1. und 2. September 1923 in Europa (Entfernung $\Delta =$ etwa 9000 km) überall vorherrschende Nachläuferperioden von 12 bis 14 Sekunden, in Zikawei (etwa 1700 km) 10 bis 12 Sekunden, in Manila ($\Delta =$ etwa 2900 km) 10 bis 14 Sekunden, in Batavia und Malabar ($\Delta =$ etwa

5700 km) 15 bis 16 Sekunden, vereinzelt aber auch etwa 12 Sekunden, ebenso in Honolulu ($\Delta =$ etwa 6200 km), in Lick und Berkeley ($\Delta =$ etwa 8400 km) vorwiegend 16 Sekunden, schließlich in Ottawa und Washington 16 bis 17 Sekunden (Wellenverlauf etwa über die Aleuten, nicht durch den freien Pazifik!). Das Tongabeben vom 26. Juni 1917 zeigte an allen Stationen, von denen Diagramme vorlagen ($\Delta > 6000$ km), Nachläuferperioden von 15 Sekunden und mehr; nur in Apia ($\Delta = 200$ bis 300 km) blieben diese meist unter 10 Sekunden. Auch bei dem Chilebeben vom 10. November 1922 betrug sowohl in Nordamerika wie in Europa und in Kapstadt die Nachläuferperioden meist über 15 Sekunden und nur ausnahmsweise darunter. Faßt man diese Ergebnisse mit den Zahlen von Roesener und Wellmann zusammen, so ergibt sich folgendes Bild: Mit wachsender Entfernung und Intensität des Bebens wächst etwas die Nachläuferperiode, den Haupteinfluß besitzt aber der durchlaufene Weg. Nachläuferwellen, die nur Eurasien durchlaufen haben, zeigen Perioden von etwa 12 Sekunden, bei kurzen Entfernungen weniger, bei großer Intensität des Bebens 1 bis 2 Sekunden mehr. Haben die Wellen jedoch nur etwa 200 km weit den Pazifik passiert, so finden wir in Europa bereits Perioden von 16 Sekunden und mehr (Herde: südl. Philippinen, Celebes). Dagegen zeigen die Beben von Sumatra (200 bis 300 km durch den Indik) etwa 12-Sekunden-Perioden. Bei Nachläuferwellen, die aus Herden im Pazifik stammen, überschreitet bei mehr als etwa 5000 km Entfernung die Periode den Wert von 15 Sekunden ohne Rücksicht auf den weiteren Wellenverlauf; das gleiche gilt von Herden in Amerika. Dagegen haben die mittelatlantischen Beben ($\Delta = 6000$ bis 7000 km) in Hamburg nach Wellmann Perioden von 12 Sekunden und darunter, während die Antillenbeben ($\Delta = 7000$ bis 8000 km) in Europa — wie die amerikanischen Beben — Nachläuferperioden von 16 Sekunden und mehr besitzen. Hat ein Beben einmal eine Nachläuferperiode von 16 Sekunden oder mehr erreicht, so bleibt diese auch bei mehreren Umläufen um die Erde ohne Rücksicht auf das durchlaufene Gebiet bestehen.

Ein Überblick über die Ergebnisse zeigt, daß die Nachläuferperioden offenbar von mehreren Faktoren abhängen, daß sie aber unter allen Umständen auf einen verschiedenen Aufbau Eurasiens einerseits und des Pazifik andererseits hinweisen. Welche Rolle der Atlantik spielt — das geringe Material zeigt gleiche Verhältnisse wie Eurasien —, sowie Amerika, dessen Beben sich ähnlich wie die pazifischen verhalten, laßt sich nicht entscheiden; eine genauere Ausdeutung der Ergebnisse stoßt auf Schwierigkeiten, da gleiche Ergebnisse hier durch verschiedene Ursachen (Hervorheben bestimmter Oberschwingungen) bewirkt werden können *).

*) Ein Beispiel für die auftretenden Komplikationen liefern die Aufzeichnungen von Honolulu, Lick und Berkeley bei dem großen Japanbeben vom 1. September 1923. an allen drei Stationen traten etwa $\frac{1}{4}$ Stunde nach dem Maximum, nachdem sich der Boden schon ziemlich beruhigt hatte, erneut starke regelmäßige Sinuswellen, besonders in der E—W- und Vertikalkomponente auf (im Gegensatz zu den Maximalwellen ohne Rücksicht auf die Richtung nach dem Herd!), deren Perioden etwa 16 Sekunden betrug und deren Amplituden etwa $\frac{1}{3}$ bis $\frac{2}{3}$ der früheren Maximalwellen erreichten. Diese Wellen hielten nur langsam abnehmend etwa $\frac{1}{2}$ Stunde an.

Noch weniger geeignet scheinen die Maximalwellen für diesen Zweck zu sein. Bei ihnen scheint die Entfernung nach den Untersuchungen von J. B. Macelwane⁵⁾ eine noch größere Rolle zu spielen als bei den Nachläufern.

Aus den Messungen an Vorläuferperioden, die besonders Werte von 6 und 12 Sekunden zeigen⁶⁾, ließen sich bisher keine Schlüsse auf die Erdkruste ziehen.

Während die Periodenbeobachtungen also nur das Ergebnis lieferten, daß die Erdkruste sich in verschiedenen Gebieten verschieden verhält, brachten uns die Beobachtungen an Nahbebenvorläufern erheblich weiter. Nach den Feststellungen, die zuerst A. Mohorovičić⁷⁾ für Südosteuropa machte, findet sich dort eine Unstetigkeitsfläche, deren Tiefe von diesem Forscher, von S. Mohorovičić und vom Verf. nach verschiedenen Methoden zu 55 bis 60 km bestimmt wurde⁸⁾. Für die Geschwindigkeit der longitudinalen (v_0) und der transversalen Erdbebenwellen (v_0) in Europa fanden (alles in km/sec):

Tabelle 2.

	An der Oberfläche		Dicht oberhalb der Schichtgrenze		Dicht unterhalb der Schichtgrenze	
	v_0	v_0	v	v	v	v
A Mohorovičić ⁷⁾	5.60	3.2—3.4	5.7	etwa 0.2 mehr als v_0	7.8	4.2
S Mohorovičić ¹³⁾	5.54	—	5.8	—	7.9	—
A. De Quervain ⁸⁾	5 ¹ / ₄	3.0—3.1	—	—	—	—
O. Hecker ⁹⁾	5.73	3.0	—	—	—	—
B Gutenberg ¹⁰⁾	5.6	—	5.9	etwa 1/4 mehr als v_0	8.0	4.3 ± 0.2
G. Angenheister ²⁾	—	—	—	—	—	4.12
C. Zeissig ¹²⁾	5.5	—	—	—	—	—
B Gutenberg ²⁸⁾	5.54	3.2 ± 0.05	5.7 ± 0.2	etwa 3 ¹ / ₃	—	—

d. h. die Transversalwellengeschwindigkeit beträgt in Europa nahe der Erdoberfläche etwa 3.2 km/sec, steigt in den obersten 57 km um etwa 0.2 km/sec an und springt dort auf etwa 4.3 km sec.

In der Nahe von Apia wurden bisher keine Anzeichen einer solchen Unstetigkeitsfläche festgestellt. Falls eine solche vorhanden wäre, müßte sie nach den Aufzeichnungen der Nahbebenvorläufer ganz erheblich flacher liegen als in Europa. Andererseits fand G. Angenheister²⁾, daß die Transversalwellengeschwindigkeit dort in den obersten Bodenschichten des Pazifik beträchtlich größer ist als in Eurasien.

Für Kalifornien können wir uns auf die Ergebnisse von J. B. Macelwane⁵⁾ stützen, der dort die gleichen Laufzeiten für ein Nahbeben fand wie der Verf. für die mitteleuropäischen Beben 1911 und 1913¹¹⁾. Hieraus können wir schließen, daß Europa und Kalifornien ähnlichen, der Pazifik bei Apia aber einen völlig davon abweichenden Aufbau besitzen, und zwar fehlt vermutlich bei letzterem die in Europa etwa 60 km dicke Rindenschicht, deren Unterschied gegenüber dem darunter liegenden Material nach den Ergebnissen über die Geschwindigkeit der Vorläuferwellen, wie wir sehen werden, in erster Linie in der geringeren Rigidity und größeren Kompressibilität zu suchen ist. Aber auch diese Methode führt uns nicht viel weiter, da sie Aufzeichnungen von Erdbeben an herdnahen Stationen voraussetzt, und wir solche in genügender Anzahl nur in wenigen Gegenden der Erde besitzen.

Da kommt uns nun eine Methode zu Hilfe, auf deren Bedeutung hingewiesen zu haben ein Verdienst von E. Tams¹⁴⁾ ist: Falls wirklich Unterschiede im Aufbau der Kontinente und Ozeane vorhanden sind, so müssen die Erdbebenoberflächenwellen in diesen verschieden schnell laufen. Die Untersuchungen von Tams (vgl. Tab. 3) bestätigten das, nachdem schon E. Rosenthal¹⁵⁾, allerdings innerhalb der Beobachtungsfehler, und O. Meissner¹⁶⁾ derartige Unterschiede gefunden hatten. Gleichzeitig mit Tams untersuchten S. W. Visser¹⁷⁾ und G. Angenheister²⁾ die Oberflächenwellengeschwindigkeit. Daß ihre Ergebnisse verschieden waren, rührt daher, daß sie teils gedruckte Berichte benutzten, außerdem aber keine Rücksicht auf die Perioden nahmen und vielleicht zum Teil reflektierte transversale Vorläufer mitverwandten; die Wirkung der Dispersion der Oberflächenwellen wurde dann vom Verf. zuerst untersucht und berücksichtigt¹⁸⁾. Es ergab sich jedenfalls, daß die Oberflächenwellen unter dem Ozean schneller laufen als unter dem Kontinent, was auch durch die Untersuchungen von J. B. Macelwane⁵⁾ bestätigt wurde.

Tabelle 3.

Autor	Bezeichnung der Welle	Material	V_{kont} km/sec	V_{ozean} km/sec
E. Tams	Oberflächenwellen (eL)	Viele Berichte	3.801 ± 0.029 m. F.	3.897 ± 0.028 m. F.
G. Angenheister	L	2 Beben	3.87 u. 4.09	4.68 u. 4.58
S. W. Visser . . .	Long Waves (appearance of L)	Viele Berichte	3.70	3.78

Wie verträgt sich das mit der Theorie? Es sind verschiedene theoretische Untersuchungen angestellt worden, und es ergab sich, daß normale Dispersion auftreten muß

1. falls die Dichte mit der Tiefe wächst, ohne daß hierbei Sprünge auftreten; Theorie von E. Meissner¹⁹⁾ nur für Querwellen;
2. falls die Dichte in einer oberen Schicht konstant, jedoch kleiner ist als in einer darunter liegenden Schicht, wo sie ebenfalls konstant ist; Theorie von A. E. H. Love²⁰⁾ für Quer- und Rayleighwellen;
3. falls eine träge Rindenschicht mit kleinerer Dichte ins Mitschwingen gerät; Theorie von E. Meissner²¹⁾.

Wir wollen uns auf die Theorie der Fälle 1. und 2. für Querwellen beschränken.

Fall 1. Sind μ der Rigideitskoeffizient, ρ die Dichte, v die Transversalwellengeschwindigkeit, z die Tiefe (Index 0 für $z = 0$), und werden μ und ρ durch folgende Funktionen dargestellt (ε und δ sind Konstanten):

$$\mu = \mu_0(1 + \varepsilon z), \quad \rho = \rho_0(1 + \delta z),$$

so nähert sich \mathfrak{B} , falls die Periode $T = \infty$ wird, dem Werte:

$$v_1 = v_0 \frac{\varepsilon}{\delta}.$$

Es entstehen n Wellenzüge mit $n = 0, 1, 2 \dots$ Knotenebenen. In erster Annäherung wird

$$\left(\frac{\mathfrak{B}}{v_0}\right)^2 = \frac{v_1^2}{v_0^2 \sin^2 \alpha + v_1^2 \cos^2 \alpha},$$

$$T_n = \frac{1}{\varepsilon \mathfrak{B}} \cdot \frac{8}{4n+1} \cdot \frac{\gamma - \sin \gamma}{1 + \cos \gamma} \sqrt{1 - \frac{\mathfrak{B}^2}{v_1^2}},$$

wobei $\gamma = 2\alpha$ variabel sind. Von Bedeutung wird nur der Fall $n = 0$. Setzen wir die Werte, die für den Mantel der Erde bis 1200 km Tiefe gelten, ein, also etwa (nach 22):

$$\frac{1}{\delta} = 3200 \text{ km}^{-1}, \quad \frac{1}{\varepsilon} = 400 \text{ km}^{-1}, \quad \frac{\varepsilon}{\delta} = 8,$$

so ergibt Tabelle 4 unter den getroffenen Voraussetzungen die Oberflächenwellengeschwindigkeit \mathfrak{B} für Wellen mit verschiedenen Perioden.

Tabelle 4.

Alle Angaben in km/sec. Vorausges.:	Oberflächenwellengeschwindigkeit \mathfrak{B} für Wellen mit Perioden von			
	0 sec	4 sec	24 sec	92 sec
$v_0 = 3,0$	3,0	3,1	3,3	3,5
$v_0 = 3,5$	3,5	3,6	3,8	4,0
$v_0 = 3,6$	3,6	3,7	3,9	4,1
$v_0 = 3,7$	3,7	3,8	4,1	4,3
$v_0 = 4,0$	4,0	4,1	4,4	4,6

Fall 2. Wir haben eine Schicht mit der Dicke d , in der die Geschwindigkeit v_0 der Transversalwellen konstant ist, ebenso darunter $v_1 > v_0$. Sind μ_0 und μ_1 die entsprechenden Rigideitskoeffizienten (= Torsionsmodul), \mathfrak{L} die Wellenlänge, $f = \frac{\mathfrak{L}}{2\pi}$, s eine Variable, so sind in erster Annäherung die Periode T der Oberflächenwellen ($T\mathfrak{B} = \mathfrak{L}$) und deren Geschwindigkeit \mathfrak{B} verknüpft durch

$$fd = sd \sqrt{\frac{v_0^2}{v_1^2 - v_0^2} + \left(\frac{\mu_0}{\mu_1}\right)^2 \frac{v_1^2}{v_1^2 - v_0^2} \text{tg}^2 sd}$$

$$\mathfrak{B} = v_0 \sqrt{1 + \frac{s^2}{f^2}}.$$

Setzen wir nach Tabelle 2 $v_0 = 3,2 \text{ km/sec}$, $v_1 = 4,4 \text{ km/sec}$, $(\mu_0 : \mu_1)^2 = 0,18$ als wahrscheinliche Werte nach den Vorläuferbeobachtungen ein, so ergeben sich für verschiedene Schichtdicken d nunmehr die in Tabelle 5 angegebenen Werte der Oberflächenwellengeschwindigkeit \mathfrak{B} für Wellen mit verschiedenen Perioden T .

Tabelle 5.

Schichtdicke d in km	Oberflächenwellengeschwindigkeit \mathfrak{B} in km/sec für Wellen mit Perioden von								
	0	10	20	30	40	50	60	150	∞ sec
10	3,2	3,8	4,2	4,3	4,4	4,4	4,4	4,4	4,4
30	3,2	3,3	3,6	3,8	4,0	4,2	4,2	4,4	4,4
60	3,2	3,2	3,3	3,4	3,6	3,7	3,8	4,3	4,4
120	3,2	3,2	3,2	3,3	3,3	3,4	3,4	4,0	4,4

Die Prüfung dieser Ergebnisse gestaltet sich recht schwierig. Zunächst können nur Querwellen herangezogen werden, d. h. Oberflächenwellen, bei denen die Schwingungen senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung erfolgen und keine starke Vertikalkomponente besitzen. Die Feststellung der Schwingungsrichtung der Wellen geschah, sofern der Herd nicht gerade ost-westlich oder nord-südlich von der Station lag, so, daß der Durchgang aller Maximalwellen durch die Ruhelage bei allen Komponenten mit Pfeilen auf Papierstreifen markiert wurde und zusammengehörige Streifen dann mit Hilfe der mit eingezeichneten Minutenmarken aneinander gelegt wurden. Die Perioden und Eintrittszeiten aller ausgesprochenen Quer-(*Q*-) Maximalwellen und *R*-Wellen (= Wellen vom Charakter der Rayleighwellen) wurden dann genauer ausgemessen. Eine wesentliche Erschwerung ergab sich dann noch aus der Tatsache, daß sich der Übergang der direkten Maximalwellen in die „Nachläufer“ nicht mit Sicherheit feststellen läßt. Da letztere meist etwas geringere Perioden besitzen als die Maximalwellen, hat ein Mitvermessen der Nachläufer zur Folge, daß sich für diese fälschlicherweise als Maximalwellen angesprochenen Nachläufer eine zu geringe Geschwindigkeit ergibt. Auf diese Tatsache wird später nochmals verwiesen werden.

Als Beobachtungsmaterial wurden alle Erdbebenreproduktionen des früheren Zentralbureaus der internationalen seismologischen Association sowie der Kaiserl. Hauptstation für Erdbebenforschung in Straßburg, ferner die unter Leitung von Herrn Geh. Rat Hecker in Jena reproduzierten Seismogramme, weiterhin alle von einzelnen Stationen abgedruckten Aufzeichnungen verwandt, deren Herd bekannt war, und bei denen zwei Komponenten vorlagen. Meist lieferte ein brauchbares Diagramm eine bis zwei, selten mehr verwertbare Wellen. Besonders wertvolles Material ergab die Ausmessung von Registrierungen des Tongabebens vom 26. Juni 1917, des Chilebebens vom 10. November 1922 und der Japanbeben vom 1. und 2. September 1923, die dem Verf. teils durch Vermittlung der Zentralstelle in Jena, teils direkt von Auslandstationen dankenswerterweise zur Verfügung gestellt waren. Schließlich wurden noch die Messungen von J. B. Macelwane⁵⁾, die für ähnliche Zwecke besonders sorgfältig vorgenommen sind, mitbenutzt (Herd: Westküste von Kalifornien). Die Ergebnisse für *Q*-Wellen wurden dann je nach dem durchlaufenen Wege in acht Blätter entsprechend den acht Rubriken der Tabelle 6 eingetragen. Die Figuren a, b, c geben ein Bild der beobachteten Oberflächenwellengeschwindigkeiten mit verschiedenen Perioden bei Wellen durch den Atlantik, durch Eurasien und durch den Pazifik. Wellen, die einen merklichen Teil außerhalb einer der genannten Einheiten gelaufen waren (z. B. Chile—Europa), wurden hierbei nicht berücksichtigt, sondern besonderen Blättern (im Beispiel: Amerika + Atlantik) zugeteilt.

Betrachten wir zunächst Fig. b: Die zahlreichen Beobachtungen an Wellen mit Perioden von 0 bis 10 Sekunden ruhen von den süddeutschen Beben 1911/13 her; da es sich hier nicht um Nachläufer handelt, sind die Punkte besonders zuverlässig. Dagegen dürfte der größte Teil der Beobachtungen mit Perioden von 13 bis 16 Sekunden und auch einige der folgenden Nachläufern zuzuschreiben sein. Die folgenden Punkte dürften in erster Annäherung fehlerfrei sein; erst bei den Wellen mit Perioden von über 40 Sekunden taucht eine andere Fehler-

quelle auf: derartig große Perioden sind schwer meßbar und mit mindestens, 10 Proz. Unsicherheit behaftet. In den Beobachtungsprotokollen steht in derartigen Fällen meist „etwa $\frac{3}{4}$ Minuten“ oder „etwa 1 Minute“.

In die Fig. b wurden nun weiter die theoretischen Kurven eingezeichnet, die sich ergeben, wenn man Fall 2 als vorliegend erachtet, d. h. eine Schicht mit der Dicke d , in der bzw. unterhalb der die Transversalwellengeschwindigkeiten vorhanden sind, welche sich aus den Vorläuferbeobachtungen ergeben. Man sieht, daß die Punkte vorwiegend etwas oberhalb der Kurve für $d = 60$ km liegen; man würde etwa auf eine Schichtdicke von 50 km schließen, während sich aus Vorläuferbeobachtungen 55 bis 60 km ergeben hatte. In Anbetracht der Voraussetzungen ist die Übereinstimmung sehr befriedigend. Die Beobachtungen zeigen, daß für ganz Eurasien eine Schichtdicke von etwas unter 60 km sehr wahrscheinlich ist. Man darf im übrigen nicht vergessen, daß auch innerhalb der oberen Schicht im Gegensatz zu unseren Voraussetzungen die Geschwindigkeit der Wellen etwas wächst, und daß auch hierdurch etwas Dispersion hervorgerufen wird.

Betrachten wir nun Fig. a, die für den Atlantik gilt. Auch hier müssen wir ganz analog wie bei Fig. b annehmen, daß der größte Teil der Beobachtungen mit Perioden unter 20 Sekunden durch Nachläufer gefälscht ist. Im übrigen liegen die Beobachtungen ganz zweifellos höher als in b, vorwiegend sogar etwas über der Kurve $d = 30$ km, so daß wir für den Atlantik eine Schichtdicke von etwa 25 km als wahrscheinlich ansehen können.

Ganz anders sieht Fig. c aus, die für den Pazifik gilt. Hier liegen schon im Anfang — von einigen auch hier vermutlich durch Nachläufer gefälschten kleinen Werten abgesehen — die Beobachtungen ganz erheblich über der gestrichelten Kurve für $d = 30$ km; auch dem Charakter der Kurven für noch kleinere Schichtdicke passen sich die Werte schlecht an; dagegen gruppieren sie sich symmetrischer um die eingezeichneten Kurven, die dem oben behandelten

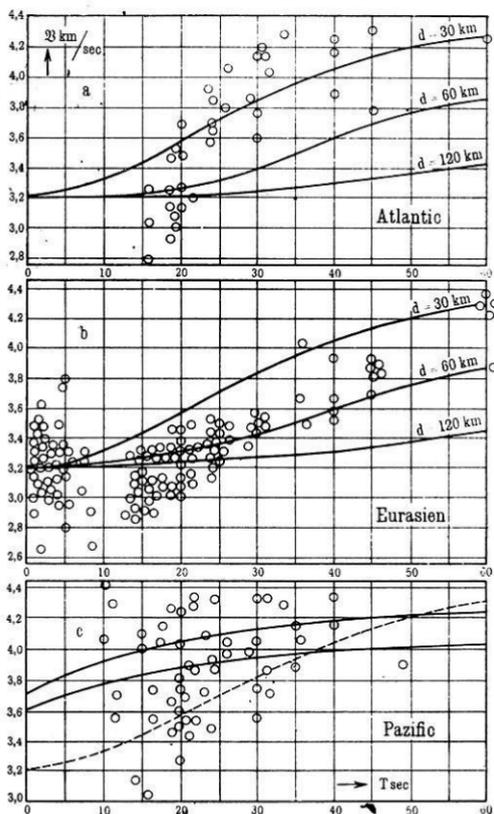


Fig. 1.

Falle 1 einer fehlenden Unstetigkeitsschicht entsprechen. Diese Kurven würden andererseits in den Figuren a und b gänzlich unmotiviert sein. Im Pazifik ist demnach keine oder nur eine sehr dünne Oberflächenschicht (Sedimente!) vorhanden.

Ganz analog ergaben sich die Werte für die übrigen Spalten der Tabelle 6.

Tabelle 6.

\mathfrak{B}_Q (km/sec) in	Periode der Q -Wellen in sec										
	0	10	15	20	25	30	35	40	50	60	150*
Eurasien	3.1	3.1	3.2	3.2	3.3	3.4	3.5	3.6	3.9	(4.1)	4.4
Amerika	?	?	(3.3)	3.4	3.4	(3.5)	?	?	4.1	?	4.4
Atlantik	?	?	(3.1)	3.4	3.8	4.0	4.1	4.2	?	?	4.4
Arktis	?	?	(2.9)	3.1	3.5	(3.9)	(4.1)	(4.3)	?	?	?
Amerika + Atlantik .	?	?	(2.9)	3.2	3.5	3.7	3.9	(4.0)	(4.1)	?	4.4
Amerika + Skandik .	?	?	?	3.3	3.4	(3.6)	(3.9)	?	?	?	?
Pazifik + Arktis . .	?	?	?	3.3	3.6	3.8	3.8	?	?	?	?
Pazifik	?	(3.8)	(3.8)	3.8	3.9	4.0	4.1	?	?	?	4.4

In Amerika liegen die Werte ein wenig höher als in Eurasien; vielleicht ist dort die Schichtdicke etwas geringer, etwa 50 km.

Die arktischen Gebiete zeigen innerhalb der Beobachtungsfehler ähnliches Verhalten wie der Atlantik. Möglicherweise ist dort die Schichtdicke noch etwas geringer.

Für Afrika, den Indik und die Antarktis fehlten Beobachtungen.

Schon rein äußerlich zeigen übrigens die Maximalwellen der Beben, die den Pazifik durchlaufen haben, einen Unterschied gegenüber den anderen Gebieten. Während bei diesen bei langsam sinkender Wellenperiode meist schöne, regelmäßige Sinuswellen auftreten, folgen bei Aufzeichnungen von Beben, deren Oberflächenwellen nur den Pazifik durchlaufen haben, kurzwellige Maxima schnell auf die langen Wellen und bieten oft mit diesen zusammen ein so unregelmäßiges Bild, daß klare Querwellen überhaupt nicht feststellbar sind.

Ganz analog wie die Querwellen wurden nun die R -Wellen behandelt, die übrigens viel seltener ungestört auftreten, so daß hier viel weniger brauchbares Material vorhanden war; infolgedessen wurde von einer theoretischen Ausdeutung ganz abgesehen. Tabelle 7 zeigt die Ergebnisse:

Tabelle 7

\mathfrak{B}_R (km/sec) in	Periode der R -Wellen in sec					
	15	20	25	30	35	40
Eurasien	(2.8)	3.1	3.3	(3.6)	(3.8)	?
Atlantik	?	3.3	3.6	(3.9)	?	?
Arktis	?	3.1	3.5	(3.8)	(4.0)	(4.1)
Arktis + Pazifik	?	(3.2)	3.4	3.7	3.8	3.9
Pazifik	?	(3.6)	(3.7)	(3.8)	?	?

Wir finden also in Eurasien, Amerika, in der Arktis und im Atlantik eine Rindenschicht von verschiedener Dicke, die sich den Erdbebenwellen gegenüber

*) Hierbei handelt es sich möglicherweise um eine andere Wellenart. Vgl. (15). Inzwischen wurden weitere Messungen vorgenommen, die alle Ergebnisse bestätigten (Anm. bei der Korrektur).

innerhalb der Meßgenauigkeit gleichmäßig verhält, während der Pazifik ein ganz anderes Verhalten zeigt. Es ist nun zu erwarten, daß die Oberflächenwellen die Grenzen der erstgenannten Gebiete ohne wesentliche Störungen überschreiten, während beim Übergang von und zu dem Pazifik Brechungen und Reflexionen der Oberflächenwellen zu erwarten sind. Die direkte Verfolgung der Oberflächenwellen ist sehr schwer, da nach den Untersuchungen von H. Reich²³⁾ allein der Untergrund bewirken kann, daß die gleichen Wellen an einer Station im Maximum zwei- bis dreimal so stark aufgezeichnet werden als an einer anderen. Andererseits muß berücksichtigt werden, daß nicht nur die Veränderung der Länge der Wellenfront beim Fortschreiten der Wellen, sondern neben den zu untersuchenden Wirkungen der vertikalen Grenzflächen auch die Absorption und möglicherweise Veränderungen der Wellen aus physikalischen Ursachen die Intensität der Oberflächenwellen beeinflussen. Die letzteren drei Wirkungen fassen wir nach K. Uller²⁴⁾ unter dem Begriff der „Extinktion“ zusammen und definieren den Extinktionsfaktor k durch die Beziehung

$$J_1 = \frac{J_0}{r} e^{-k \cdot \mathcal{L}}$$

(r = Radius des Kreises in der Entfernung \mathcal{L} vom Herd, J_0 = Intensität im Herd, J_1 in der Herddistanz \mathcal{L}). Benutzt man Beobachtungen des gleichen Bebens an der gleichen Station beim Eintreffen der direkten Oberflächenwelle W_1 , der Welle W_2 , die vom Herd über den Gegenpunkt gelaufen ist, der Welle W_3 , die von W_1 nach einem Umlauf um die Erde herrührt, falls keine Brechungen erfolgen, schließlich der Welle W_4 , die analog die Welle W_2 nach einem Umlauf darstellt, so fallen r und der Untergrundfaktor (der in der Gleichung nicht berücksichtigt wurde) heraus. Wir erhalten insbesondere aus

$$\begin{array}{l} W_2 \text{ und } W_3: k_{2,3} \text{ für das Stück Herd—Station} \\ W_1 \text{ „ } W_4: k_{1,4} \text{ „ „ „ Herd—Gegenpunkt—Station} \\ W_1 \text{ „ } W_3: \left. \begin{array}{l} k_{1,3} = k_{2,4} \end{array} \right\} \text{ für den größten Kreis Herd—Gegenpunkt} \\ W_2 \text{ „ } W_4: \left. \begin{array}{l} \end{array} \right\} \text{ —Station—Herd} \end{array}$$

Dabei ist auf die Periode der Wellen Rücksicht zu nehmen. Für sehr lange Wellen (T = etwa $2\frac{1}{2}$ Minuten) ergab sich k = etwa 0.000 10 bis 0.000 15 ohne merklichen Einfluß der durchlaufenen Bahn¹⁸⁾. Bei den in Tabelle 8 angegebenen Beben wurde k für verschiedenen Wellenverlauf für Perioden von 18 bis 24 Sekunden berechnet. Es ergibt sich, daß in Eurasien, im Atlantik und in Amerika die Schwächung offenbar geringer ist als bei Überschreitung der Grenzen des Pazifik. Leider läßt sich diese Methode nur selten benutzen, da sie deutliches Auftreten der W_2 - und W_3 -Wellen verlangt. Will man nur die direkten Oberflächenwellen benutzen, so muß man den Untergrundfaktor vernachlässigen, außerdem den Extinktionsfaktor k_1 für eine bestimmte Strecke \mathcal{L}_1 kennen. Dann ergibt sich k_2 aus:

$$e^{k_2 \mathcal{L}_2} = \frac{r_1 J_1}{r_2 J_2} \cdot e^{k_1 \mathcal{L}_1}$$

Tabelle 8.

Herd	Wellenweg	aus	Zahl der Diagramme	k
Japan 1. Sept. 1923	Japan—Europa	$k_{2.3}$	13	0.000 17
Japan 2. Sept. 1923	" "	$k_{2.3}$	3	0.000 15
Chile 10. Nov. 1922	Chile—Europa	$k_{2.3}$	14	0.000 13
" "	" —Ottawa	$k_{2.3}$	1	0.000 20
" "	" —Berkeley	$k_{2.3}$	1	0.000 29
Tonga 26. Juni 1917	Tonga—Europa	$k_{2.3}$	8	0.000 20
" "	" —Batavia	$k_{2.3}$	1	0.000 32
" "	" —Manila	$k_{2.3}$	1	0.000 22
" "	" —Berkeley	$k_{2.3}$	1	0.000 31
" "	" —Ottawa	$k_{2.3}$	1	0.000 21
" "	" "	$k_{1.3}$	9	0.000 25
Chile 10. Nov. 1922	Südl. Pazifik—Eurasien	$k_{2.4}$	3	0.000 22
" "	—Atlantik—Südamerika	$k_{1.3}$	16	0.000 21
" "	—Südl. Pazifik	$k_{2.4}$	6	0.000 22
Japan 1. Sept. 1923	" "	$k_{1.3}$	12	0.000 27
Japan 2. Sept. 1923	" "	$k_{1.3}$	3	0.000 30

J_1 und J_2 sind aus den beobachteten Perioden T und Amplituden A zu bestimmen.

$$J_1 = \frac{A_1^3}{A_2^3} \cdot \frac{T_2^2}{T_1^2}$$

Für Tabelle 9 wurden die mittleren bei den betreffenden Beben in Europa gemessenen Amplituden und Perioden, die Entfernung Herd—mittleres Europa und die Werte $k = 0.000 17$ für Japan—Europa, $k = 0,00013$ für Chile—Europa und $k = 0.000 20$ für Tonga—Europa nach obenstehender Tabelle vorausgesetzt. Umgekehrt ergaben sich für die europäischen Stationen im Mittel wieder etwa die gleichen Werte.

Beim Betrachten der Tabelle 9 finden wir, daß Wellen längs der unregelmäßigen Westküste des Pazifik besonders stark geschwächt werden, daß im Pazifik selbst (vgl. Honolulu) die Extinktion anscheinend geringer ist, offenbar aber überall größer als in Eurasien, Amerika und im Atlantik. G. Angenheister²⁾ kommt das Verdienst zu, die verschiedene Extinktion in den pazifischen und eurasischen Oberflächenschichten zuerst festgestellt zu haben. Er fand für die hier

Tabelle 9.

Herd	Station	Wellenweg	k
Japan	Manila	Längs westl. Pazifikküste	0.000 48
1. Sept. 1923	Batavia		0.000 54
2. Sept. 1923	"		0.000 56
1. Sept. 1923	Honolulu	Nur im Pazifik	0.000 23
"	Berkeley	Pazifik mit Überschreitung der Küsten	0.000 46
"	Lick		0.000 38
"	La Paz		0.000 38
2. Sept. 1923	"		0.000 32
Chile	Manila	Längs östl. Pazifikküste	0.000 23
Tonga	Batavia		0.000 34
"	Ottawa		0.000 29
"	Berkeley		0.000 21
Chile	"	Längs östl. Pazifikküste	0.000 33
"	Lick		0.000 20

in Frage kommenden Wellen $k_{\text{ozean}} = 0.00037$, $k_{\text{kont}} = 0.00009$ (ohne Berücksichtigung der Untergrundfaktoren) und erklärte den Unterschied durch verschiedene Absorption. Nach unseren Ergebnissen scheint jedoch der Übergang von Pazifik zum Kontinent und umgekehrt bzw. die damit verbundene Energiezerteilung die Hauptrolle zu spielen, und im Einklang mit unseren Ergebnissen über den Unterschied zwischen Pazifik und Atlantik fehlt diese Erscheinung bei Übertritt vom Atlantik zum Kontinent und umgekehrt vollkommen.

Eine weitere Bestätigung für unsere Ansichten können wir in folgender Tatsache sehen: Der Herd des Weltbebens vom 26. Juni 1917 lag nur 200 bis 300 km von Apia entfernt. Obwohl das Beben außergewöhnlich heftig war, ist von der Wiederkehr der Oberflächenwellen, die sich im Herde bei gleichmäßiger Ausbreitung wieder sammeln müßten, dort kaum etwas zu erkennen, wohl aber zwei bis drei Stunden später an den europäischen Stationen. Daß das Pendel in Apia in Ordnung war, zeigen die sauber aufgezeichneten Nachbeben. Die Wellen wurden also unterwegs — nach unserer Ansicht an der Pazifikküste — in andere Bahnen gelenkt. Hiermit wird auch die vom Verf. schon länger bekämpfte Ansicht (vgl. 15) widerlegt, daß die Wiederkehrwellen — sogar nach mehreren Umläufen um die Erde — eine wesentliche Rolle für die Auslösung von Nachbeben spielen.

Daß sich der Unterbau von Eurasien und Amerika ähnlich verhält, ist nicht weiter verwunderlich; dagegen ist die von uns nun auf ganz verschiedenen Wegen bestätigte Tatsache, daß der Atlantische Ozean, von der Schichtdicke abgesehen, den gleichen Aufbau hat, der Pazifische Ozean aber eine Einheit für sich bildet und sich völlig von jenen unterscheidet, zunächst erstaunlich. Zwar kennt die Geologie diesen Unterschied sowohl dem allgemeinen Verhalten wie dem Küstentypus nach schon länger, aber auch hier wurde er vielfach angezweifelt. Besondere Bedeutung hat daher die Untersuchung von H. S. Washington²⁵⁾ über die Oberflächendichte verschiedener Erdteile. Auf Grund verschiedener Voraussetzungen *a*, *b*, *c*, auf die einzugehen hier zu weit führen würde, fand er folgende Oberflächendichten für:

Tabelle 10.

	Annahme	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>
Nordamerika . . .		2.78	2.73	2.80
Südamerika . . .		2.78	2.73	—
Europa		2.79	2.73	—
Asien		2.77	2.71	—
Atlantik		2.89	2.81	2.89
Pazifik		3.09	3.01	—

Washington kam zu dem Ergebnis, daß die Oberflächendichte eines Gebietes um so kleiner ist, um je höher es sich im Mittel erhebt. Er trug die Oberflächendichte als Funktion der Höhe auf und fand eine regelmäßige Kurve mit Ausnahme der Dichte für den Atlantik, die wesentlich zu niedrig ist. Unter der allgemein anerkannten Voraussetzung der Isostasie, d. h. der Annahme, daß es eine Niveaufläche gibt (isostatische Ausgleichsfläche), oberhalb deren auf allen nicht zu kleinen Flächen gleiche Massen liegen, obwohl Dichteunterschiede vor-

handen sind, würde das Ergebnis bedeuten, daß überall die Höhenunterschiede durch eine mittlere Dichte, welche der Oberflächendichte proportional ist, kompensiert wird, daß jedoch die Oberflächenschicht im Atlantischen Ozean zu leicht ist und durch eine besonders dichte Unterlage kompensiert werden muß. Gerade das ergibt sich aber, wenn wir unsere Resultate zugrunde legen.

Wir wollen in erster Annäherung voraussetzen, daß die isostatische Ausgleichsfläche mit der unteren Randfläche der Rindenschicht in Europa zusammenfällt. Daß die isostatische Ausgleichsfläche meist tiefer gefunden wurde, kann neben Ungenauigkeiten in den Voraussetzungen in kleineren Unregelmäßigkeiten unterhalb der Rindenschicht seine Ursache haben. Wir wollen weiter annehmen, daß unterhalb der Oberflächenschichten die Dichte überall gleich sei, und zwar so groß wie im Pazifik. Die Dichte nimmt mit der Tiefe zu, und zwar mindestens in dem Maße, das durch den Druck und die Kompressibilität gegeben ist; nach den Untersuchungen von E. D. Williamson und L. H. Adams²⁶⁾ ist es wahrscheinlich, daß in den oberen Schichten die Zunahme der Dichte hierdurch gerade bestimmt ist; der betreffende Wert ergibt sich nach der von diesen Forschern angegebenen Methode aus den Werten für den Kompressibilitätsfaktor, der sich seinerseits aus der Geschwindigkeit der Longitudinalwellen angenähert nach unseren neuesten Beobachtungen (Tabelle 2) berechnen läßt. Wir finden so, daß in Eurasien, Amerika und im Atlantik die Dichte um etwa $\frac{2}{3}$ Proz.*) pro 10 km Tiefenzunahme wachsen muß, im Pazifik oben um etwa $\frac{1}{3}$ Proz., in größerer Tiefe (etwa 30 bis 60 km) und unter den Rindenschichten weniger (bis etwa $\frac{1}{4}$ Proz.). Wir setzen nun weiter als wahrscheinlichste Werte:

Tabelle 11

	In Eurasien	Amerika	Atlantik	Pazifik
Oberflächendichte	Q_1	Q_2	Q_3	Q_4
Dichtezunahme pro 10 km	Rinde $\frac{2}{3}$ Proz. darunter $\frac{1}{4}$ "	$\frac{2}{3}$ Proz. $\frac{1}{4}$ "	Rinde $\frac{2}{3}$ Proz. 25–30 km $\frac{1}{3}$ " darunter $\frac{1}{4}$ "	bis 30 km $\frac{1}{3}$ Proz. darunter $\frac{1}{4}$ "
Höhe über NN	+ 0.9 km	+ 0.7 km	— 3.3 km	— 4.0 km
Dicke der Rindenschicht	57 km	50 km	25 km	{ 5 km (Dichte = Q_2)

In bezug auf die untere Randfläche von Eurasien als isostatische Ausgleichsfläche ergibt sich nun angenähert folgende Dichtegleichung:

$$58.2 \varrho_1 = 51.0 \varrho_2 + 6.9 \varrho_4 = 3.3 + 25.2 \varrho_3 + 28.4 \varrho_4 = 4.0 + 5.0 \varrho_2 + 47.5 \varrho_4.$$

Setzt man die von Washington für den Pazifik gefundenen Werte a) $\varrho_4 = 3.01$, b) $\varrho_4 = 3.09$ in diese Gleichung ein, so ergibt sich (die von Washington auf Grund der Beobachtung gefundenen Werte sind in Klammern beigefügt) in vorzüglicher Übereinstimmung:

- a) $\varrho_1 = 2.76$ (2.72), $\varrho_2 = 2.74$ (2.73), $\varrho_3 = 2.85$ (2.81),
- b) $\varrho_1 = 2.82$ (2.78), $\varrho_2 = 2.80$ (2.78), $\varrho_3 = 2.91$ (2.89).

*) Gegenüber der vorläufigen Mitteilung unter Benutzung der neuesten Werte verbessert.

Das anormale Verhalten der Oberflächendichte des Atlantik bei der Untersuchung von Washington hat damit seine Lösung gefunden!

Da wir nun die Wellengeschwindigkeiten v und v nach Tabelle 2, die Dichte ρ angenähert nach den obigen Darlegungen kennen, ist es uns möglich, einen Überschlagn über die Dichte ρ , die Inkompressibilitäts- und Righheitsfaktoren k bzw. μ zu machen. Es ist

$$v^2 = \frac{k + \frac{4}{3}\mu}{\rho}, \quad v^2 = \frac{\mu}{\rho}$$

Es ergibt sich (μ und k in Dyn/cm²):

Tabelle 12.

Tiefe km	In Eurasien (und ähnlich in Amerika)			Im Atlantik			Im Pazifik		
	ρ	k	μ	ρ	k	μ	ρ	k	μ
Oberfläche	2.8	$4\frac{3}{4} \cdot 10^{11}$	$3 \cdot 10^{11}$	2.9	$4\frac{3}{4} \cdot 10^{11}$	$3 \cdot 10^{11}$	3.1	etwa $9 \cdot 10^{11}$	$4\frac{1}{2} \cdot 10^{11}$
10	2.8	↓	↓	2.9	↓	↓	3.1	↓	↓
20	2.8	zu- nehmend	zu- nehmend	2.9	$5 \cdot 10^{11}$	$3\frac{1}{2} \cdot 10^{11}$	3.1	zu- nehmend	zu- nehmend
30	2.9	↓	↓	3.1	$11 \cdot 10^{11}$	$5\frac{1}{2} \cdot 10^{11}$	3.1	↓	↓
40	2.9	auf	auf	3.1	↓	↓	3.1	auf	auf
50	2.9	$5\frac{1}{3} \cdot 10^{11}$	$3\frac{1}{4} \cdot 10^{11}$	3.2	zu- nehmend	zu- nehmend	3.2	↓	↓
0	3.2	$12 \cdot 10^{11}$	$6\frac{1}{4} \cdot 10^{11}$	3.2	$12 \cdot 10^{11}$	$6\frac{1}{4} \cdot 10^{11}$	3.2	$12 \cdot 10^{11}$	$6\frac{1}{4} \cdot 10^{11}$

Mit Hilfe der so gefundenen Werte für k läßt sich nun die Dichtezunahme mit der Tiefe genauer finden, doch spielt diese Verbesserung keine wesentliche Rolle für unsere Darlegungen, da die übrigen Unsicherheiten viel größer sind. Tabelle 12 soll, wie nochmals ausdrücklich erwähnt sei, auch nur im Sinne eines Überschlagns bewertet werden.

Wir finden jedenfalls, daß im Pazifik das Material, das unter den Kontinentalblöcken liegt, das „Sima“, wie es nach dem Vorgehen von Suess genannt wird, bis dicht an die Oberfläche reicht, während sowohl in Eurasien und in Amerika wie auch im Atlantik und in der Arktis sich darüber Schollen befinden, deren Material, das „Sial“, wesentlich größere Kompressibilität besitzt und kleinere Righet sowie etwas geringere Dichte*). Soweit der Pazifik in Frage kommt, decken sich unsere Ergebnisse durchaus mit dem, was R. A. Daly 27) auf Grund von petrographischen Untersuchungen gefunden hat. Wichtig für geotektonische Hypothesen ist die Tatsache, daß der Pazifikboden, wie das Sima überhaupt, Formveränderungen einen größeren Widerstand entgegengesetzt als das Sial der Rindenschicht; selbstverständlich sind jedoch beide bei Drucken, die während der Dauer geologischer Zeitalter allseitig wirken, als plastisch anzusehen, allerdings auch hier vermutlich in verschiedenem Maße.

*) Nach Laboratoriumsversuchen von Williamson³⁰⁾ wäre in 40 km Tiefe bei Granit ($\rho = 2.6 - 3.1$) k etwa $5\frac{1}{2} \cdot 10^{11}$, für Pyroxenit ($\rho = 3.2$) nach brieflicher Mitteilung von R. A. Daly in 60 km Tiefe $k = 10 \cdot 10^{11}$ Dyn/cm² zu erwarten, beides in relativ guter Übereinstimmung mit den in Tab. 12 gefundenen Werten für die Rinde (Sial) bzw. das darunterliegende Sima.

Die obigen Ergebnisse erheben natürlich nicht Anspruch darauf, genau die Verhältnisse der Erdkruste darzustellen; daß jedoch die verschiedenartigen Methoden zu Resultaten führen, die in vorzüglicher Übereinstimmung miteinander stehen, läßt erwarten, daß wir wenigstens eine gute Annäherung an die Wirklichkeit gefunden haben.

Literatur.

- 1) F. Roesener. Vergleichende Untersuchungen über die Perioden ... Beitr. z. Geophysik XII, S. 207 (1913).
- 2) G. Angenheister. Beobachtungen an pazifischen Beben. Göttinger Nachr. 1921.
- 3) O. Geussenhainer: Ein Beitrag zum Studium der Bodenunruhe. Diss. Göttingen 1921.
- 4) H. Wellmann: Untersuchungen über die Perioden der Nachläufer. Diss. Hamburg 1922.
- 5) J. B. Macelwane. A study of the relation between periods of elastic waves ... Bull. soc. Am **13**, 14, Juni 1923.
- 6) B. Gutenberg: Theorie der Erdbebenwellen. In: Erdbebenkunde von A. Sieberg Verlag von Gust. Fischer, Jena 1923
- 7) A. Mohorovičić. Jahrb. d. meteorol. Observ. in Zagreb, IX, 4. Teil, 1. Abschn., 1909.
- 8) A. De Quervain. Jahresber. d. schweiz. Erdbebendienstes 1917.
- 9) O. Hecker: Die Explosionskatastrophe von Oppau. Veröffentl. d. Hauptstation f. Erdbebenforschung Jena, 1922.
- 10) B. Gutenberg: Zeitschr. f. angew. Geophysik **1**, 65 (1913).
- 11) Derselbe Die mitteleuropäischen Beben 1911 und 1913. Veröffentl. Zentralbureau Straßburg 1915.
- 12) C. Zeissig. Vortrag Naturforschervers. Leipzig 1922.
- 13) S. Mohorovičić: Beitr. z. Geophysik **13**, 217 (1914).
- 14) E. Tams. Centrabl. f. Mineralogie ... S. 44—52 und 75—83 (1921).
- 15) E. Rosenthal: Verhandl. der 1. Generalversammlung. Seism. Assoz. Haag 1907.
- 16) O. Meissner: Beitr. z. Geophysik **14** (1915), Kl. Mitt. S. 10.
- 17) S. W. Visser. On the Distribution of earthquakes. Batavia 1921.
- 18) B. Gutenberg. Das Erdbeben in ... Atacama. II. Veröffentl. Jena, Heft 3, 1924.
- 19) E. Meissner: Vierteljahrsschr. d. Naturf. Ges., Zürich 1921, S. 181.
- 20) E. A. H. Love: Some problems of geodynamics, Cambridge 1912, Art. 176.
- 21) E. Meissner: Vierteljahrsschr. d. Naturf. Ges. Zürich 1922, S. 1.
- 22) B. Gutenberg: Phys. Zeitschr. **14**, 1217 (1923).
- 23) H. Reich: Nachr. d. K. Ges. d. Wissenschaften, Göttingen, 1921, S. 93.
- 24) K. Uller: Elastische Oberflächenwellen. Ann. d. Phys. **56** (1918).
- 25) H. S. Washington: Isostasie and rock density. Bull. geol. soc. Am. **33**, 375 (1922).
- 26) E. D. Williamson and L. H. Adams: Journ. Washington acad. **13**, 413 (1923).
- 27) R. A. Daly: Petrographie of the pazific islands. Bull. geol. soc. Am. **27**, 325 (1916).
- 28) B. Gutenberg: Neue Auswertung der Aufzeichnungen der Erdbebenwellen infolge der Explosion von Oppau. Phys. Zeitschr. 1925.
- 29) E. D. Williamson: Change of physical properties ... Journ. Franklin inst. **193**, S. 491—513 (1922).
- 30) Durch die andauernden verdienstvollen Untersuchungen von A. Mohorovičić ist inzwischen die Schichtdicke in Mitteleuropa auf 57 km mit großer Genauigkeit festgestellt worden.