

Werk

Jahr: 1957

Kollektion: fid.geo

Signatur: 8 Z NAT 2148:23

Digitalisiert: Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen

Werk Id: PPN101433392X_0023

PURL: http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X_0023

LOG Id: LOG_0024

LOG Titel: Über die Entstehung der Mikroseismik

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

Über die Entstehung der Mikroseismik

Von E. Hardtwig, München ¹⁾

Zusammenfassung: Eine neue Theorie der Mikroseismik wird entwickelt. Ausgehend von der überraschenden Entdeckung *Ramspecks*, daß Beton-Straßendecken, die auf weichem Untergrund aufliegen sich so verhalten wie frei schwingende, elastische Platten, wird die Erdkruste als eine elastische, auf weichem Untergrund aufliegende – und demnach frei schwingende – Platte aufgefaßt. Nach einem theoretischen Teil, der die verschiedenen Schwingungsarten frei schwingender Platten behandelt, werden die Ergebnisse, insbesondere die Dispersionskurven, auf die Erdkruste angewandt, die als einheitliche Granitschicht im Sinne von *Jeffreys* angesehen wird (mit Annahmen über die Dicke von 30, 33 und 34 km).

Von den grundsätzlich möglichen, drei Schwingungsformen mit normaler Dispersion sind im Quellgebiet als Perioden größter Häufigkeit solche von $T=4,3$ $T=12,6$ und $T=6,6$ Sekunden zu erwarten. Berücksichtigt man die bekannte Periodenverlängerung seismischer Wellen während des Ausbreitungsvorganges, die auch an der Mikroseismik beobachtet wird, und wendet die *Munk'sche* Formel an, so kommt man auf Ergebnisse, die ausgezeichnet mit den Beobachtungen an der Mikroseismik übereinstimmen. Demnach ließe sich die Mikroseismik deuten als das freie Schwingen der Erdkruste, wenn man diese als eine rund 33 km dicke "Granitschicht" (*Jeffreys*) ansieht. Von den vier grundsätzlich möglichen Schwingungsarten wird dabei nur eine – oder doch vorwiegend eine – tatsächlich realisiert. Dieser letztgenannte Umstand steht in Analogie zur Beobachtung *Ramspecks*, wonach Beton-Straßendecken nur nach einer Art schwingen. Abschließend werden die Betrachtungen auf eine zweischichtige Erdkruste (Granit plus Basalt) ausgedehnt. Die hier entwickelte Theorie der Mikroseismik hat den Vorteil, die Gegensätzlichkeit zwischen Brandungs- und Tiefkernhypothese zu beseitigen, da es für die Erdkruste gleichgültig ist, ob sie nahe der Küste durch Brandung oder auf offenem Meere durch Seegang zum Schwingen angeregt wird.

Abstract: A new theory of microseism is developed. Starting from *Ramspeck's* surprising discovery that beton road covers laying on soft substratum behave like free vibrating plates, the Earth crust is considered as an elastic on soft substratum laying and therefore free vibrating plate. After a theoretical part wich deals with different modes of vibrations of free vibrating plates, the results, aspecially the curves of dispersion are applied to the Earth's crust, wich is regarded as an uniform granitic layer in the sense of *Jeffreys*, the thickness supposing to be 30, 33 and 34 km.

¹⁾ Dr. E. Hardtwig, München 13, Friedrichstr. 17^I

In the region of origin of the microseismical agitation there are to be expected as periods of highest abundance such of $T = 4,3$ $T = 12,6$ and $T = 6,6$ seconds, related to the three possible modes of vibration. Regarding the well known prolongation of periods of seismic waves during the expansion which is also observed in microseisms and employing the formula of *Munk*, we get results which agree excellently with the observations at microseism. According to that *microseism might be regarded as the free vibrations of the Earth crust which is assumed as a granitic layer of about 33 km thickness*. Of the four modes of vibration principally possible, there is realised only one or chiefly one. This last circumstance is in analogy with the observation of *Ramspeck*, according to which beton road covers only vibrate in a single mode. Finally the observations are extended to a two-layered Earth crust (granit plus basalt). The theory of microseism developed in this work has the advantage to remove the antagonism of surf hypothesis on the one side and the storm center hypothesis on the other, as it is of no importance for the Earth's crust whether she is affected to vibrate near the coast by surf or in the open sea by the motion of the waves.

Gegen Ende des Zweiten Weltkrieges, aber auch in den Jahren seither sind ernste Versuche unternommen worden, das nun schon weit über fünfzig Jahre alte Problem der Mikroseismik zu lösen. Trotz einer Fülle von Arbeiten zum Thema Mikroseismik und trotz eines erstaunlich großen Aufwandes an Mühe ist jedoch eine in jeder Hinsicht befriedigende Lösung des Problems nicht gelungen. Nach wie vor sind Entstehung und Natur der mikroseismischen Bodenbewegung in Dunkel gehüllt, der Ausbreitungsvorgang der Wellen ist nicht aufgeklärt und der Antagonismus zwischen Brandungs- und Tiefkernhypothese ist nicht behoben.

Daran ändert auch nichts, daß in einigen wenigen Arbeiten Gedankengänge entwickelt worden sind, die – zumindest beim ersten Ansehen – an die Lösung hinzuführen schienen. In Wahrheit wiesen diese Arbeiten nur auf Möglichkeiten zur Lösung hin. In dieser Situation berief die Päpstliche Akademie im Herbst 1952 eine "Studienwoche" mit dem Thema "Das Problem der Mikroseismik" ein, auf der die ganze Fülle der Fragestellungen, die auf die Mikroseismik Bezug haben, erörtert wurde. Jeder der Teilnehmer an dieser Studienwoche hatte selbst in entscheidender Weise am Problem mitgearbeitet, war also zu Urteil und Stellungnahme berufen. Wenn es dabei trotzdem zu keiner endgültigen Klärung des Problems kam – von seiner Lösung nicht zu reden – so wohl deshalb, weil die Beschäftigung mit sehr speziellen Fragen, denen sich der einzelne Forscher hingibt, das Verfolgen der großen Linien doch recht erschwert. Vielleicht sind auch so alte wissenschaftliche Fragen inzwischen längst zu Prestigefragen geworden.

Es mag lohnend sein, die drei vielversprechendsten Versuche, zu einer Deutung der Mikroseismik zu gelangen, auszuführen.

I.

F. Press und *M. Ewing* (1948) wiesen nach, daß das System Ozean plus Ozeanboden imstande sei, an der Oberfläche des Ozeanbodens fortschreitende Wellen von eben der Periode und Amplitude hervorzurufen, wie sie in der Mikroseismik auftreten. Das Problem schien, wenn schon nicht gelöst, so doch der Lösung nahe. Nachträglich stellten sich dann allerdings Bedenken ein: die geführten Oberflächenwellen am Ozeanboden sollten das Ergebnis der Überlagerung von *Schallwellen* sein, die sich im Ozean nach allen Richtungen ausbreiten und die Perioden dieser Oberflächenwellen sollten proportional der Ozeantiefe ausfallen. Das erste dieser Ergebnisse ist nicht ohne eine gewisse Härte, das zweite wird durch die Erfahrung nicht bestätigt.

Im Sturmzentrum über dem Ozean, dort, wo die Wellenberge acht und mehr Meter Höhe erreichen, soll die Wirkung des Seeganges auf den Meeresboden gleich Null sein – die einzige Wirkung, das Entstehen von Mikroseismikwellen, soll vielmehr allein ein Werk der Schallwellen sein. Und in Küstennähe oder an der Küste selbst, wo die Brandung mit großer Gewalt die Felsen erschüttert, soll es entweder keine Mikroseismik geben oder ihre Periode müßte, entsprechend der geringen Wassertiefe, sehr klein sein. Beide Vorstellungen verlangen von dem, der ihnen zustimmen soll, ein ansehnliches Maß von gutem Willen. Dazu kommt, daß eine Reihe von Tatsachen, die unter dem Gesichtspunkt der Brandungshypothese zwanglos erklärbar sind, sich mit der Schallwellentheorie von *Press* und *Ewing* nicht deuten lassen.

Trotzdem wird man der Arbeit von *Préss* und *Ewing* grundlegende Bedeutung beilegen müssen: sie hat gezeigt, wie man das Problem anfaßt, insbesondere aber, wie Ozean plus Ozeanboden als einheitliches System aufzufassen ist, für das die Theorie die Oberflächen- und Grenzbedingungen zu formulieren hat. Darüber hinaus hat die Arbeit gezeigt, daß Schallwellen tatsächlich zu mikroseismischen Bodenbewegungen Anlaß geben können, deren Perioden dem üblichen Periodenbereich der Mikroseismik angehören. Im Übrigen ist die Arbeit von *Press* und *Ewing* historisch zu verstehen. Ihre Verfasser haben, an *C. L. Pekeris* (1948) anknüpfend, die bei Explosionen in Wasser auftretenden Vorgänge näher untersucht und sind dabei zu ihrer Theorie der Mikroseismik gekommen.

Von einem ganz anderen Gesichtspunkt aus trachtet *M. S. Longuet-Higgins* (1950) das Problem der Mikroseismik zu lösen. *M. Miche* (1944) hatte gezeigt, daß unter einem Zug stehender Wellen der mittlere Druck am Ozeanboden nicht konstant ist (wie bei fortschreitenden Wellen), sondern mit einer Amplitude variiert, die proportional zum Quadrat der Wellenhöhe der Meereswellen ist, von der Meerestiefe aber nicht abhängt (Effekt 2. Ordnung). Die Periode der Druckschwankungen ist gleich der halben

Periode der stehenden Meereswellen. *Longuet-Higgins* erweiterte diese Theorie, indem er das ganze Spektrum der Wasserwellen in die Betrachtung einbezog und eine Berechnung jener Energiemengen vornahm, die auf diese Weise dem Ozeanboden aufgeprägt werden.

Er kommt zu dem Ergebnis, daß die aus den Druckschwankungen sich ergebenden Bodenbewegungen nach Amplitude und Periode Mikroseismik sein können.

Die Bedenken liegen hier auf der Hand: wann schon treten auf dem offenen Meer stehende Wellen auf? Man kann sich dafür eigentlich nur drei Möglichkeiten vorstellen:

- a) Zwei Sturmzentren haben gegeneinander eine solche Lage, daß die von ihnen erzeugten Wellensysteme gegeneinander ziehen, sich überlagern und, gleiche Perioden vorausgesetzt, stehende Wellen bilden;
- b) Ein Sturmzentrum verlagert innerhalb kurzer Zeit seine Position auf dem Meere in solcher Weise, daß, zumindest in einem Teil des Areal, das von ihm erzeugte System fortschreitender Wasserwellen entgegengläuft dem noch von früher her vorhandenen System fortschreitender Wasserwellen desselben Sturmzentrums;
- c) Die an einer Küste reflektierten Wasserwellen ziehen den gleichperiodischen, ankommenden Wellen entgegen, überlagern sich und bilden ebenfalls stehende Wellen.

Jede der drei Möglichkeiten ist unwahrscheinlich, so unwahrscheinlich, daß man mit keiner von ihnen und auch nicht mit mehreren zusammen die Mikroseismik als ein regelmäßig mit Meeresstürmen einhergehendes Phänomen erklären könnte. In der Literatur ist auch meines Wissens nirgends über beobachtete stehende Wellen auf dem Meere berichtet. Dazu kommt, daß die von der Theorie geforderte Beziehung "Periode der Mikroseismik = halbe Periode der Meereswellen" nicht durch Beobachtungen bewiesen ist. Die vermeintlichen Beweise übersehen, daß besonders bei den Meereswellen die Streuung der Perioden sehr groß ist, ja, das einwandfreie Periodenspektren (= Häufigkeitsverteilungen der Perioden) für Meereswellen noch gar nicht vorliegen. Das ungefähre Erfülltsein der obgenannten Beziehung (innerhalb sehr weiter Grenzen) kann reiner Zufall sein.

Zweifellos besteht aber auch hier die Möglichkeit, daß dann, wenn die Voraussetzungen einmal tatsächlich erfüllt sind, die entstehenden Bewegungen auf dem Meeresboden als Mikroseismik in Erscheinung treten. Als normale Ursache der Mikroseismik möchte man aber stehende Wellen nicht ansehen.

E. Hardtwig (1949) hat in einer, 1944 verfaßten, jedoch erst später veröffentlichten Arbeit die Ansicht vertreten, *Mikroseismik sei das Schwingen der Erdkruste*. Zeichnet man die Häufigkeitsverteilung für die bei

mikroseismischen Stürmen auftretenden Perioden, so überrascht die Schärfe, mit der ein winziger Periodenbereich als bevorzugt auftretend ausgezeichnet wird. Diese Schärfe ist ein Hinweis darauf, daß ein scharf definierter Körper schwingen muß. Nach der ganzen Sachlage kommt als ein solcher nur eine Erdschicht in Frage und hier wieder nur entweder die Erdkruste selbst oder eine sie konstituierende Schicht ("Kontinentalschollen"). *E. Hardtwig* macht verschiedene vereinfachende Annahmen und nimmt loses Aufliegen der Scholle auf dem Substratum an. Ausgehend von den Erfahrungswerten für die bei mikroseismischen Stürmen bevorzugten Perioden kommt er zu einer Schollendicke von 71 bzw. 57 km und, bei Berücksichtigung der Periodenverlängerung während des Ausbreitungsvorganges, zu einer solchen von 40 bis 50 km. Diese Zahlen können zur Not in Einklang gebracht werden mit den von *R. Stoneley* für eine doppelschichtig gedachte Erdkruste gefundenen Zahlenwerten.

Diese Theorie hat den großen Vorteil, daß sie von den speziellen Voraussetzungen sowohl der Brandungs- wie der Tiefkernhypothese frei ist. Wenn wirklich die Erdkruste selbst oder eine sie konstituierende Schicht schwingt, so ist es gleichgültig, ob diese Schwingungen durch Brandung in Küstennähe oder durch Seegang auf offenem Meere angeregt werden. Der einzige Einwand gegen die *Hardtwig'sche* Theorie kann eigentlich nur von der Krustendicke her gemacht werden. Heute gilt es als Axiom, daß diese mit etwas über 30 km anzusetzen ist.

Um den bestechenden Gedanken nicht aufgeben zu müssen, Mikroseismik sei nichts anderes als das Schwingen der Erdkruste, wurde im folgenden das Problem neu formuliert. An die Stelle der "losen Einspannung" der schwingenden Schicht an ihrer Basisfläche ist die "freie Oberfläche" getreten, mit andern Worten, die lose aufliegende Schicht wurde als frei schwingende Platte angesehen. Zweifellos liegt in solch einer Annahme ein gewisses Wagnis, denn es ist von vornherein unwahrscheinlich, daß sich eine aufliegende Begrenzungsfläche wie eine freie Oberfläche verhalten soll. Die Arbeiten von *A. Ramspeck* (1935, 37, 38) haben aber gezeigt, daß Beton-Straßendecken, wenn sie auf elastisch weichem Material aufliegen, sich wie frei schwingende Platten verhalten: sie vollführen Biegeschwingungen von entsprechender Frequenz, ganz so, als ob die untere Begrenzungsfläche der Platte gar nicht aufläge. Ein ähnliches Verhalten wie Beton-Straßendecken zeigen, nach *R. Köhler* (1929) auf Wasser schwimmende Eisplatten. Auch die Eisdecken auf Seen schwingen weitgehend so, als ob die tragende Wasserunterlage gar nicht vorhanden wäre. Der Gedanke, eine aufliegende Schicht unter gewissen Bedingungen als frei schwingende Platte anzusehen ist also gar nicht so abwegig, wie es im ersten Moment scheinen mag.

Während aber in der oben erwähnten Arbeit von *Hardtwig* von den gemessenen Perioden ausgegangen und aus ihnen die Schollendicke berechnet

wird, soll hier der umgekehrte Weg eingeschlagen werden: Gegeben ist die Dicke der Erdkruste, gefragt ist nach den Perioden, mit denen sie bevorzugt schwingt, wenn sie, als horizontal unendlich ausgedehnte Platte betrachtet, freie Schwingungen vollführt.

Die Beantwortung dieser Frage zeigt eine solch gute Übereinstimmung mit der Beobachtung, daß man in der Mikroseismik tatsächlich das freie Schwingen der Erdkruste sehen darf.

II.

Die Theorie der Schwingungen unendlich ausgedehnter elastischer Platten ist von *H. Lamb* (1917) entwickelt worden. Bei allem Interesse, das *Lamb* geophysikalischen Fragestellungen entgegenbrachte darf man aber annehmen, daß für ihn beim Studium der Plattenschwingungen in erster Linie elastizitätstheoretische Gesichtspunkte vorherrschten, nicht aber, oder doch nicht primär, Überlegungen hinsichtlich der Anwendung auf geophysikalische Probleme.

Auch für uns können Plattenschwingungen nur insofern von Interesse sein, als wir das Verhalten einer bestimmten Schicht des Erdkörpers mit dem Verhalten einer elastischen Platte vergleichen können. Es ist naheliegend, als diese Schicht die Erdkruste anzusehen, man könnte aber auch an die Kontinentalschollen oder an irgendwelche andere, physikalisch gut definierte Oberflächenschichten denken. Wesentlich ist nur, daß sich beide Begrenzungsflächen der Schicht wie freie Oberflächen verhalten, so daß man die Schicht als frei schwingende Platte ansehen darf. Hinsichtlich der Oberfläche bestehen solange keine Bedenken, als diese mit der Erdoberfläche zusammenfällt. Für die auf dem Substratum aufliegende Unterfläche der Schicht jedoch bestehen Bedenken, sie als "frei", also "spannungsfrei" anzusehen. Wenn überhaupt, so wird die Basisfläche einer solchen Schicht nur unter bestimmten Bedingungen als frei angesehen werden können.

Wegen des Zusammenhanges mit der Seismologie soll die Theorie der Schwingungen unendlich ausgedehnter Platten nochmals kurz skizziert werden – unter einem etwas anderen Gesichtspunkt als dies bei *Lamb* geschah.

Die Horizontalebene $z = 0$ soll aus Symmetriegründen mit der Symmetrieebene der horizontal unendlich ausgedehnten Platte zusammenfallen. Die Plattendicke sei h . Die $+z$ -Achse weise nach oben, die x - und y -Achse des rechtwinkligen, kartesischen Koordinatensystems liege jeweils in der Symmetrieebene $z = 0$. Das Problem werde als eben in x, z , angesehen (Bild I). Man wird versuchen, die Grundgleichungen der Elastizitätstheorie

$$\rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \frac{\partial \Theta}{\partial \mathbf{x}} + \mu \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{x}}$$

(1)

$$\rho \frac{\partial^2 \mathbf{w}}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \frac{\partial \Theta}{\partial z} + \mu \frac{\partial \mathbf{w}}{\partial z}$$

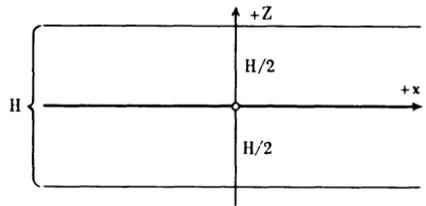


Abb. 1

(u, w Komponenten der elastischen Verrückung \mathfrak{z} ,

$$\Theta = \operatorname{div} \mathfrak{z} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z},$$

$\lambda, \mu = \text{Lamé'schen Konstanten}, \rho = \text{Dichte}$) durch einen Ansatz der Form

$$(2) \quad \mathbf{u} = \frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{x}} + \frac{\partial \Psi}{\partial z}, \quad \mathbf{w} = \frac{\partial \Phi}{\partial z} - \frac{\partial \Psi}{\partial \mathbf{x}}$$

zu befriedigen, durch den die Verrückung in einen wirbel- und einen quellenfreien Anteil aufgespalten wird. Die Verrückungspotentiale Φ und Ψ müssen dann den Wellengleichungen

$$(3) \quad \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = v^2 \Delta \Phi, \quad \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = v^2 \Delta \Psi$$

genügen. Hier bedeutet Δ den Laplace'schen Ausdruck und

$$(4) \quad v = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}, \quad v = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$$

die Phasengeschwindigkeiten der Längs- bzw. Querwellen, d.h. des wirbel- bzw. quellenfreien Anteiles der Teilchenverrückung.

Wenn wir erwarten, daß sich in der Platte nach entsprechender Anregung *Oberflächenwellen* ausbilden, Wellen also, die sich in horizontaler Richtung mit einer bestimmten Phasengeschwindigkeit (etwa c) ausbreiten, müssen wir die Abhängigkeit der Verrückung von der z -Richtung als eine reell-exponentielle ansehen und für die Potentiale

$$\Phi \equiv (A \cos qz + B \sin qz) e^{ik(x-ct)}$$

(5)

$$\Psi \equiv (C \cos rz + D \sin rz) e^{ik(x-ct)}$$

setzen. Hier bedeuten Cos und Sin die hyperbolischen Funktionen. Die zunächst willkürlichen Parameter A, B, C, D, q, r werden durch die Nebenbedingungen festgelegt, die Wellenzahl k ist verkehrt proportional der Wellenlänge L gemäß $k = 2\pi/L$. Der Ausbreitungsfaktor $\exp ik(x - ct)$ wurde von vornherein für Φ und Ψ als gleich angesetzt, da die Nebenbedingungen ohnehin auf die Gleichheit führen würden.

Für die *Laplace*-Ausdrücke von Φ und Ψ findet man

$$\Delta \Phi \equiv (q^2 - k^2) \Phi, \quad \Delta \Psi \equiv (r^2 - k^2) \Psi,$$

so daß die Wellengleichungen auf

$$(6) \quad q^2 = k^2 \left(1 - \frac{c^2}{v^2}\right), \quad r^2 = k^2 \left(1 - \frac{c^2}{\mathfrak{v}^2}\right)$$

führen. Für q und r ergeben sich demnach nur solange reelle Werte, als $c < v$, $c < \mathfrak{v}$ bleibt. Wegen $\mathfrak{v} < v$ genügt das Erfülltsein der zweiten dieser Ungleichungen.

Wir nehmen nun an, die Begrenzungsflächen der Platte seien freie (oder doch annähernd freie) Oberflächen. Bezeichnet man mit p_{xz}, p_{zz}, \dots die Komponenten des Spannungstensors, so muß

$$(7) \quad p_{xz} = 0, \quad p_{zz} = 0 \quad \text{für} \quad \begin{array}{l} z = +\frac{H}{2} \\ z = -\frac{H}{2} \end{array}$$

gefordert werden. Wegen der Beziehung

$$\Theta = \Delta \Phi$$

$$\text{ist} \quad p_{xz} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) = \mu \left(2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} \right)$$

$$(8) \quad p_{zz} = \lambda \Theta + 2\mu \frac{\partial w}{\partial z} = \lambda \Delta \Phi + 2\mu \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} - \frac{\partial \Psi}{\partial x} \right).$$

Möge weiter zur Abkürzung

$$(M, N; s) = M \text{Cos } sz + N \text{Sin } sz$$

gesetzt werden. Nach Eintragen von (5) in (8) ergibt sich dann

$$\begin{aligned}
 p_{zz} &= \mu k \left[k \left(2 - \frac{\lambda + 2\mu}{\mu} \frac{c^2}{v^2} \right) (A, B; q) - 2ir(D, C; r) \right] e^{ik(x-ct)} \\
 (9) \quad p_{xz} &= \mu \left[2ikq(B, A; q) + (k+r) \cdot (C, D; r) \right] e^{ik(c-ct)}
 \end{aligned}$$

Zur Vereinfachung beachten wir speziell (4) und (6) und finden mit der Abkürzung

$$(10) \quad 2 - c^2/v^2 = m$$

sofort

$$\frac{\lambda + 2\mu}{\mu} = \frac{v^2}{b^2}, \quad k^2 + r^2 = k^2 m^2.$$

Vom Ausbreitungsfaktor abgesehen, ist mithin

$$\begin{aligned}
 (11) \quad p_{xz} &= \mu k [2iq(B, A; q) + km(C, D; r)] \\
 p_{zz} &= \mu k [km(A, B; q) - 2ir(D, C; r)].
 \end{aligned}$$

Bei der Aufstellung der Oberflächenbedingungen (7) ist zu beachten, daß der hyperbolische Kosinus eine gerade, der hyperbolische Sinus eine ungerade Funktion ist:

$$\mathfrak{Cosh}(-sz) = \mathfrak{Cosh}(sz); \quad \mathfrak{Sin}(-sz) = -\mathfrak{Sin}(sz).$$

Das viergliedrige System der Bedingungsgleichungen für A, B, C, D lautet dann

$$\begin{aligned}
 km \mathfrak{Cosh} \frac{H}{2} q. A - 2ir \mathfrak{Cosh} \frac{H}{2} r. D + km \mathfrak{Sin} \frac{H}{2} q. B - 2ir \mathfrak{Sin} \frac{H}{2} r. C &= 0 \\
 2iq \mathfrak{Sin} \frac{H}{2} q. A + km \mathfrak{Sin} \frac{H}{2} r. D + 2iq \mathfrak{Cosh} \frac{H}{2} q. B + km \mathfrak{Cosh} \frac{H}{2} r. C &= 0 \\
 (12) \quad km \mathfrak{Cosh} \frac{H}{2} q. A - 2ir \mathfrak{Cosh} \frac{H}{2} r. D - km \mathfrak{Sin} \frac{H}{2} q. B + 2ir \mathfrak{Sin} \frac{H}{2} r. C &= 0 \\
 -2iq \mathfrak{Sin} \frac{H}{2} q. A - km \mathfrak{Sin} \frac{H}{2} r. D + 2iq \mathfrak{Cosh} \frac{H}{2} q. B + km \mathfrak{Cosh} \frac{H}{2} r. C &= 0,
 \end{aligned}$$

Es gestattet dann und nur dann eine nichttriviale Lösung A, B, C, D, wenn seine Determinante Δ verschwindet:

$$\Delta \equiv \begin{vmatrix} km \cos \frac{H}{2} q, & -2ir \cos \frac{H}{2} r, & km \sin \frac{H}{2} q, & -2ir \sin \frac{H}{2} r \\ 2iq \sin \frac{H}{2} q, & km \sin \frac{H}{2} r, & 2iq \cos \frac{H}{2} q, & km \cos \frac{H}{2} r \\ km \cos \frac{H}{2} q, & -2ir \cos \frac{H}{2} r, & -km \sin \frac{H}{2} q, & 2ir \sin \frac{H}{2} r \\ -2iq \sin \frac{H}{2} q, & -km \sin \frac{H}{2} r, & 2iq \cos \frac{H}{2} q, & km \cos \frac{H}{2} r \end{vmatrix} = 0$$

Nach den Regeln der Determinantenrechnung kann diese Gleichung leicht auf die folgende Form gebracht werden:

$$\Delta \equiv \begin{vmatrix} 2km \cos \frac{H}{2} q, & -4ir \cos \frac{H}{2} r, & 0 & 0 \\ 4iq \sin \frac{H}{2} q, & 2km \sin \frac{H}{2} r, & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -2km \sin \frac{H}{2} q, & 4ir \sin \frac{H}{2} r \\ 0 & 0 & 4iq \cos \frac{H}{2} q, & 2km \cos \frac{H}{2} r \end{vmatrix} =$$

$$= 16 \begin{vmatrix} km \cos \frac{H}{2} q, & 2ir \cos \frac{H}{2} r \\ 2iq \sin \frac{H}{2} q, & km \sin \frac{H}{2} r \end{vmatrix} \begin{vmatrix} -km \sin \frac{H}{2} q, & 2ir \sin \frac{H}{2} r \\ 2iq \cos \frac{H}{2} q, & km \cos \frac{H}{2} r \end{vmatrix} = 0.$$

Sie verlangt also das Verschwinden des Produktes zweier Determinanten und damit das Bestehen zweier Einzelgleichungen:

$$k^2 m^2 \cos \frac{H}{2} q \sin \frac{H}{2} r - 4qr \sin \frac{H}{2} q \cos \frac{H}{2} r = 0$$

$$-k^2 m^2 \sin \frac{H}{2} q \cos \frac{H}{2} r + 4qr \cos \frac{H}{2} q \sin \frac{H}{2} r = 0.$$

Für das Bestehen einer nichtverschwindenden Lösung A, B, C, D ist also das Erfülltsein entweder der Gleichung

$$(13) \quad (S) \quad \frac{\mathfrak{I}g \frac{H}{2} r}{\mathfrak{I}g \frac{H}{2} q} = \frac{4qr}{k^2 m^2}$$

oder der Gleichung

$$(14) \quad (A) \quad \frac{\mathfrak{I}g \frac{H}{2} q}{\mathfrak{I}g \frac{H}{2} r} = \frac{4qr}{k^2 m^2}$$

notwendig und hinreichend. Beide Gleichungen sind *Frequenzgleichungen*, denn sie stellen Beziehungen her zwischen der Wellenlänge L (die in k enthalten ist) und der Phasengeschwindigkeit c .

Es ist zweckmäßig, als unabhängige Variable (ξ) das Verhältnis Plattendicke: Wellenlänge und als abhängige Variable (η) die "relative Phasengeschwindigkeit" einzuführen vermöge

$$(15) \quad \frac{H}{L} = \xi, \quad \frac{c}{v} = \eta, \quad \frac{kH}{2} = \frac{\pi H}{L} = \pi \xi,$$

Weiter soll zur Abkürzung $\frac{v}{v} = \kappa$

gesetzt werden. Welchen Zahlenwert κ annimmt, hängt von der Wahl der *Poisson'schen* Konstanten ab. In guter Übereinstimmung mit der Erfahrung wird meist $\sigma = 0,25$ gesetzt, was auf $\mu = \lambda$ und daher auf $v = v\sqrt{3}$ führt; in diesem Fall ist $\kappa = 1/\sqrt{3}$.

Die Frequenzgleichungen werden dann zu

$$(16) \quad (S) \quad \frac{\mathfrak{I}g \pi \xi \sqrt{1 - \eta^2}}{\mathfrak{I}g \pi \xi \sqrt{1 - \kappa^2 \eta^2}} = \frac{\sqrt{(1 - \eta^2)(1 - \kappa^2 \eta^2)}}{(1 - \frac{1}{2} \eta^2)^2}$$

bzw.

$$(17) \quad (A) \quad \frac{\mathfrak{I}g \pi \xi \sqrt{1 - \kappa^2 \eta^2}}{\mathfrak{I}g \pi \xi \sqrt{1 - \eta^2}} = \frac{\sqrt{(1 - \eta^2)(1 - \kappa^2 \eta^2)}}{(1 - \frac{1}{2} \eta^2)^2}$$

Die Zweiwertigkeit der Wurzeln in diesen beiden Gleichungen bewirkt, daß in jeder von ihnen zu einem gegebenen Wert von ξ (zu einem gegebenen Wert der Wellenlänge L bei festgehaltener Plattendicke) zwei Werte von η (also der relativen Phasengeschwindigkeit) gehören. Jede der beiden Frequenzgleichungen definiert also eine aus zwei Ästen bestehende Dispersionskurve.

Parallel mit der Umformung der Determinante Δ kann eine Umformung des Linear-systems (12) gehen. Man wird dann dazu geführt, (12) in zwei Teilsysteme

$$(18) \quad km \cos \frac{H}{2} q. A - 2ir \cos \frac{H}{2} r. D = 0$$

$$2iq \sin \frac{H}{2} q. A + km \sin \frac{H}{2} r. D = 0$$

und

$$(19) \quad -km \sin \frac{H}{2} q. B + 2ir \sin \frac{H}{2} r. C = 0$$

$$2iq \cos \frac{H}{2} q. B + km \cos \frac{H}{2} r. C = 0$$

aufzuspalten. Nach Einführen zweier neuer, willkürlicher Konstanter C' und C'' sind deren Lösungen bzw.

$$A = 2 C' ir \cos \frac{H}{2} r, \quad D = C' km \cos \frac{H}{2} q$$

und

$$B = 2 C'' ir \sin \frac{H}{2} r, \quad C = C'' km \sin \frac{H}{2} q.$$

Diese Lösung muß auch das ursprüngliche System (12) erfüllen. Das ist nur möglich, wenn entweder

$$C' = 0, \quad C'' \text{ willkürlich,}$$

oder

$$C' \text{ willkürlich,} \quad C'' = 0$$

angenommen wird. Es gibt somit zwei Arten von Bewegungen, jene nämlich, die den Konstanten

$$(20) \quad A = D \equiv 0, \quad B = 2 C'' ir \sin \frac{H}{2} r, \quad C = C'' km \sin \frac{H}{2} q$$

und

$$(21) \quad A = 2C''_{ir} \cos \frac{H}{2} r, \quad D = C'_{km} \cos \frac{H}{2} q, \quad B = C = 0$$

entsprechen. Man bezeichnet sie nach *Lamb* als die *assymmetrische* bzw. die *symmetrische* Bewegung (bzw. Lösung). Im Falle der *assymmetrischen* Lösung werden die Potentiale 5) zu

$$(22) \quad (A) \quad \begin{aligned} \Phi &= 2C''_{ir} \sin \frac{H}{2} r \sin qz e^{ik(x-ct)} \\ \Psi &= C''_{km} \sin \frac{H}{2} q \cos rz e^{ik(x-ct)}, \end{aligned}$$

im Falle der *symmetrischen* zu

$$(23) \quad (S) \quad \begin{aligned} \Phi &= 2C'_{ir} \cos \frac{H}{2} r \cos qz e^{ik(x-ct)} \\ \Psi &= C'_{km} \cos \frac{H}{2} q \sin rz e^{ik(x-ct)}. \end{aligned}$$

Entsprechend (2) sehen die Verrückungen also folgendermaßen aus:

$$(24) \quad (A) \quad u = C''_{kr} (-2 \sin \frac{H}{2} r \sin qz + m \sin \frac{H}{2} q \sin rz) e^{ik(x-ct)}$$

$$w = iC'' (2qr \sin \frac{H}{2} r \cos qz - k^2 m \sin \frac{H}{2} q \cos rz) e^{ik(x-ct)}$$

und

$$(25) \quad (S) \quad u = C'_{kr} (-2 \cos \frac{H}{2} r \cos qz + m \cos \frac{H}{2} q \cos rz) e^{ik(x-ct)}$$

$$w = iC' (2qr \cos \frac{H}{2} r \sin qz - k^2 m \cos \frac{H}{2} q \sin rz) e^{ik(x-ct)}$$

Die Symmetrieebene $z = 0$ der Platte ist auch Symmetrieebene bzw. Antisymmetrieebene der Teilchenbewegung. Ersetzt man nämlich $+z$ durch $-z$, so bleibt in (S) die Horizontalkomponente unverändert, während die Vertikalkomponente das Zeichen ändert: die Teilchenbewegung ist *symmetrisch* in Bezug auf die Ebene $z = 0$. In (A) ist es umgekehrt.

In der Ebene $z = 0$ ist im Falle (A)

$$u = 0, \quad w = iC'' \left(2qr \operatorname{Sin} \frac{H}{2} r - k^2 m \operatorname{Sin} \frac{H}{2} q \right) e^{ik(x-ct)},$$

d. h. die in der Ebene liegenden Teilchen bewegen sich senkrecht zu ihr, eine Deformation der Ebene in sich findet nicht statt. Die sich bewegenden Teilchen bilden fortschreitende BiegeWellen.

Im Falle (S) ist

$$u = C'kr \left(-2 \operatorname{Cos} \frac{H}{2} r + m \operatorname{Cos} \frac{H}{2} q \right) e^{ik(x-ct)}, \quad w = 0,$$

d. h. die vor der Deformation in der Ebene $z = 0$ liegenden Teilchen bleiben auch während der Deformation in ihr, die Ebene dehnt sich, aber sie verbiegt sich nicht.

G. Angenheister (1950) hat in Anlehnung an Lamb die Teilchenbewegung durch Zeichnungen veranschaulicht. Soweit schwingende Platten vom geophysikalischen Standpunkt aus untersucht wurden (Eisplatten auf Seen, Betondecken auf Straßen mit elastisch weichem Untergrund) traten ausschließlich Biegeschwingungen auf.

Sowohl der asymmetrische als auch der symmetrische Fall strebt für große Schichtdicken (d. h. für $\lim \xi = \lim H/L \rightarrow \infty$) dem gemeinsamen Grenzfall der Rayleighwellen zu. Für große Werte ξ werden in (16) und (17) die hyperbolischen Tangenten zu Eins und die gemeinsame Frequenzgleichung lautet

$$(24) \quad \left(I - \frac{1}{2} \eta^2 \right)^2 = \sqrt{(I - \eta^2)(I - \kappa \eta^2)}.$$

Dies ist aber in leicht abgewandelter Form die Rayleighsche Gleichung dritten Grades für η , die mit

$$\eta_0 = \sqrt{\frac{2}{3}(3 - \sqrt{3})} = 0,9194017\dots$$

eine Verknüpfung der Phasengeschwindigkeit c der Rayleighwelle mit der Phasengeschwindigkeit v der Querwelle herstellt:

$$(25) \quad c = \eta_0 v.$$

Um die Teilchenbewegung auch für diesen Fall abzuleiten ist es zweckmäßig, (24) und (25) auf eine solche Form zu bringen, daß der Grenzübergang $\lim \xi \rightarrow \infty$ möglich wird, ohne daß dabei eine der Begrenzungsebenen der Platte ins Unendliche zu rücken braucht. Dazu verschiebt man das Koordinatensystem parallel nach oben, so daß der neue Ursprung in die

obere Begrenzungsebene der Platte fällt: es ändert sich nur die z-Koordinate vermöge $z = z' + H/2$.

III.

Die Bestimmung der Dispersionskurven nach Anweisung der Gleichungen (16) und (17) erfolgt durch sukzessive Approximation. Wegen der Bauart der Gleichungen sucht man nicht zu einem vorgegebenen Wert von ξ den zugehörigen Wert (oder die zugehörigen Werte) von η , sondern umgekehrt zu einem vorgegebenen Wert von η die zugehörigen Werte von ξ . Das Verfahren ist mühsam, aber wohl durch kein anderes zu ersetzen.

Beginnt man, von Null ausgehend, mit kleinen Werten von $\eta = c/v$ und schreitet zu größer werdenden fort, so läßt nur die "asymmetrische" Frequenzgleichung (17) entsprechende reelle ξ -Werte zu und zwar zu jedem η -Wert nur je einen. Die resultierende Dispersionskurve A_1 (vergl. Bild 2) zeigt anormale Dispersion an – zu kleineren Wellenlängen gehören

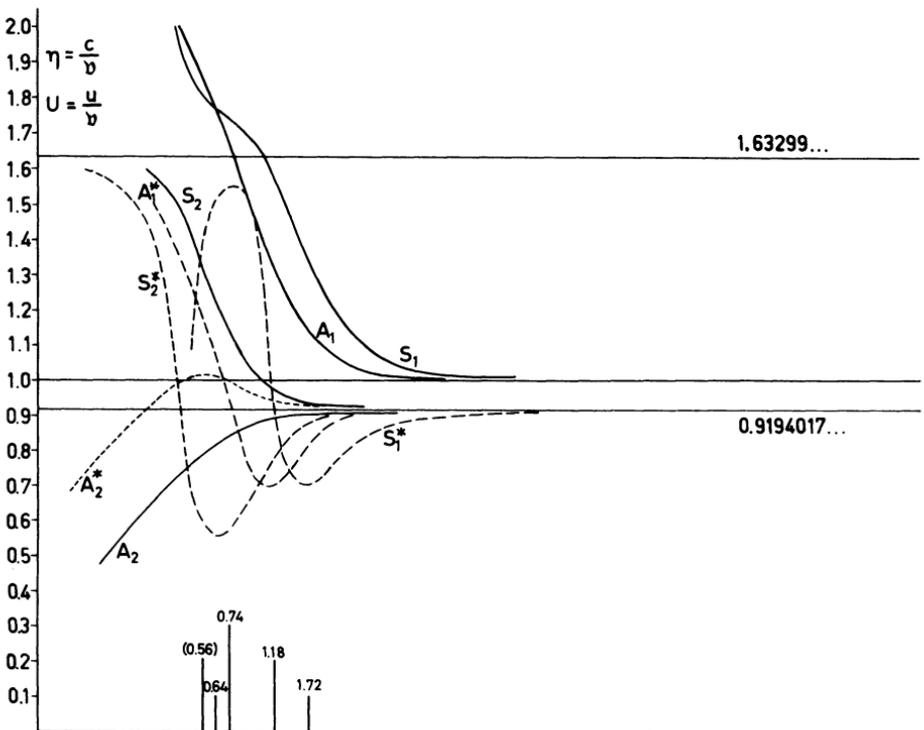


Abb. 2: Dispersionskurven. Relative Phasen- und Gruppengeschwindigkeit als Funktion von H/L .

größere Phasengeschwindigkeiten. Der Höchstwert der Phasengeschwindigkeit ist entsprechend (25) durch $c = 0,919\dots v$ gegeben. Die zugehörigen

Wellen sind reine Oberflächenwellen, denn in (24) sind q und r gemäß (6) reell. Sie gehen für $\lim H \rightarrow \infty$ in *Rayleighwellen* über. Für $1 > \eta > 0,919\dots$ läßt die Gleichung (17) keine reelle Lösung zu.

Die "symmetrische" Frequenzgleichung (16) läßt zu jedem reellen η , das dem Intervall $0,919\dots \leq \eta \leq 1$ angehört, einen reellen Wert ξ zu, d. h. es entsteht der unter der Geraden $\eta = 1$ liegende Teil der Dispersionskurve S_2 .

$$\text{Für } \eta > 1 \text{ wird } r = k\sqrt{1 - \eta^2} = ik\sqrt{\eta^2 - 1} \quad \text{und} \\ \mathfrak{I}g \pi \xi \sqrt{1 - \eta^2} = i \operatorname{tg} \pi \xi \sqrt{\eta^2 - 1} \text{ je rein imaginär.}$$

In beiden Gleichungen (16) und (17) wird demnach der eine hyperbolische Tangens zu einem gewöhnlichen Tangens. Der Ast S_2 findet seine Fortsetzung und nähert sich asymptotisch der Geraden $\eta = 1,63\ 299\dots$ an.

Zugleich beginnen zwei neue Äste S_1 und A_1 , die auch dann noch erhalten bleiben, wenn $1 - \kappa^2 \eta^2 = 1 - \frac{1}{3} \eta^2 \leq 0$, also $\eta \geq \sqrt{3}$ wird. In diesem Falle wird auch der zweite Tangens hyperbolicus zu einem gewöhnlichen Tangens: Die zugehörigen Wellen sind dann aber keine Oberflächenwellen mehr.

Mit Ausnahme des zuerst angeführten Astes A_2 zeigen alle Dispersionskurven (die drei übrigen Äste A_1 , S_1 , S_2) normale Dispersion.

Da der Energietransport mit der Gruppengeschwindigkeit vor sich geht (hier mit u bezeichnet), wurden auch die Gruppengeschwindigkeiten berechnet und in Bild 2 als Funktionen von $\xi = H/L$ eingetragen. Die Berechnung erfolgte nach der bekannten Beziehung

$$u = c + k \frac{dc}{dk},$$

aus der durch Division mit v folgt

$$U = \frac{u}{v} = \eta + \xi \frac{d\eta}{d\xi}.$$

Zur Bestimmung der Ableitung $\frac{d\eta}{d\xi}$ kann man sich, da eine direkte Berechnung nicht in Frage kommt, der graphischen Differentiation mit Hilfe eines Spiegel-Lupenderivimeters bedienen. Man kann aber auch die Dispersionskurve durch eine algebraische approximieren und dann an dieser die Differentiation vornehmen.

Die für die *Phasengeschwindigkeiten* gezeichneten Dispersionskurven weisen je einen Wendepunkt auf, der Ast S_1 deren zwei. In den Dispersionskurven für die *Gruppengeschwindigkeit* entsprechen diesen Wendepunkten jeweils stationäre Werte (Maxima oder Minima) der Gruppengeschwindigkeit. Ihre Lage ist gegenüber der Lage der entsprechenden Wendepunkte etwas verschoben. Mögen ξ_m die Abszissen, η_m die Ordinaten der Extreme sein. Dann sind in unserem Fall die Daten der drei Minima und zwei Maxima durch folgende Tabelle gegeben:

Extrema der Gruppengeschwindigkeit

Ast	Minima			Maxima	
	S_1^*	S_2^*	A_1^*	S_1^*	S_2^*
ξ_m	1,72	0,64	1,18	0,74	0,56
η_m	1,33	1,22	1,29	1,72	0,78

Diese Werte wurden auf graphischem Wege ermittelt.

Vom theoretischen Standpunkt aus sind die Dispersionskurven untereinander gleichberechtigt, d.h. es müßten im Falle einer Anregung der Platte – entsprechend den vier Ästen der Dispersionskurve – viererlei verschiedene Arten von Schwingungen entstehen und von jeder Schwingungsart solche aus dem gesamten Frequenzbereich. Tatsächlich treten jedoch die verschiedenen Frequenzen nicht mit gleicher Häufigkeit auf. Am häufigsten werden jene Frequenzen sein, die der Umgebung der Minima der Gruppengeschwindigkeit entnommen werden, am seltensten jene aus der Umgebung der Maxima. Die Folge davon ist, daß in einiger Entfernung von der Erregerstelle nur – oder doch vorwiegend – diese “ausgezeichneten Frequenzen” registriert werden.

Auf die Bedeutung dieses Umstandes für die Weiterleitung der Energie hat *H. Jeffreys* (1925) hingewiesen. Man kann den Sachverhalt auch unmittelbar einsehen, wenn man bedenkt, daß der von den Wellen in der Zeiteinheit durch die Einheit des Querschnittes getragene Energiestrom von der Wellenlänge unabhängig sein muß. Das ist nur möglich, wenn langsamer hindurchtretende Wellen entsprechend mehr Energie mit sich führen, also, da die Amplituden als Funktionen der Perioden festliegen, mit größerer relativer Häufigkeit auftreten. Der verstärkte Energietransport der Wellen aus der Umgebung des Minimums der Gruppengeschwindigkeit wird durch Erhöhung der relativen Häufigkeit dieser “langsamsten Wellen” möglich

gemacht. Umgekehrt müssen Wellen, deren Perioden aus der Umgebung des Maximums der Gruppengeschwindigkeit stammen, relativ selten sein, da nur so der verminderte Energietransport dieser "schnellsten Wellen" zustande kommen kann.

Sei nun ξ_m die Abszisse eines *Minimums* der Gruppengeschwindigkeit und seien L_m , c_m und T_m die zugehörige Wellenlänge, Phasengeschwindigkeit und Periode, dann ist

$$(27) \quad \xi_m = \frac{H}{L_m} = \frac{H}{c_m T_m}, \text{ also } T_m = \frac{H}{\xi_m c_m} = \frac{H}{\xi_m \eta_m \nu} .$$

Diese Periode wird man also in einiger Entfernung von der Anregungsstelle als relativ am häufigsten auftretend beobachten. Alles hängt nun davon ab, welche Werte man dem H und dem ν erteilt. Die Dichte der Platte geht in die Frequenzgleichungen nicht ein, hat also auch keinen Einfluß auf die bevorzugte Periode.

IV.

Um die bisherigen Überlegungen auf die Mikroseismik anzuwenden, identifizieren wir die Platte mit der Erdkruste. Für H haben wir dann die vermutliche Dicke der Erdkruste einzusetzen und für ν den entsprechenden Wert für die Phasengeschwindigkeit der Querwellen. Es ist bekannt, daß eine eindeutige Festlegung der Krustendicke bisher noch nicht gelungen ist.

R. Stoneley, der sich in einer Reihe von Arbeiten mit diesem Fragenkomplex befaßt, arbeitet mit drei Hypothesen: Die Erdkruste besteht aus

- a) einer einheitlichen Granitschicht von der Mächtigkeit H_1 ; eine Basaltschicht ist nicht vorhanden, $H_2 = 0$.
- b) einer Doppelschicht von Granit und Basalt, jede gleich mächtig wie die andere, $H_2 = H_1$.
- c) einer Doppelschicht von Granit und Basalt, jedoch mit verschiedenen Mächtigkeiten, $H_2 = 2H_1$.

Für die Krustendicke erhält er verschiedene Werte, je nach der Annahme von der er ausgeht. Die Annahme a) hat zweifellos den Vorzug größerer Einfachheit für sich, sie führt auch auf Krustendicken, die man nach dem Stande unserer Kenntnisse und Vermutungen als plausibel ansehen kann, sie trifft aber zumindest für Mitteleuropa nicht ganz zu. Hier ist – erstmalig durch die Untersuchungen von *V. Konrad* am Schwadorfer Beben – die Existenz einer Doppelschicht ziemlich sichergestellt.

Wir machen trotz dieser Bedenken zunächst die Annahme a), die Erdkruste bestehe aus einer einfachen Granitschicht (im Sinne von *E. Jeffreys*).

Dann darf man nach *R. Stoneley* (1953) für den eurasischen Kontinent

$$H = 34,6 \text{ km} \quad \text{oder} \quad H = 39,4 \text{ km}$$

setzen, je nachdem, ob man dem aus der Dispersion von *Lovewellen* oder von *Rayleighwellen* errechneten Wert mehr Vertrauen schenkt. In einer früheren Arbeit schloß *R. Stoneley* (1948) aus der Dispersion von *Lovewellen* auf eine Krustendicke von $H = 33 \pm 3 \text{ km}$ unter der Voraussetzung, daß die Erdkruste tatsächlich nur aus einer einheitlichen Granitschicht im Sinne von *H. Jeffreys* besteht. Wir neigen dazu, diesen kleineren Wert als den wahrscheinlicheren anzusehen, und werden in der Folge mit diesem Ansatz arbeiten.

Das Bedenken, eine so mächtige Granitschicht möchte (infolge des radioaktiven Zerfalls) einen zu starken Wärmestrom vom Innern der Erde nach außen fließen lassen wiegt deshalb nicht ganz so schwer, weil durchaus nicht erwiesen ist, daß die an der Oberfläche gemessenen Wärmewerte auch für größere Tiefen repräsentativ sind.

Mit den an der Oberfläche gemessenen Wärmewerten von

$$6,7 \times 10^{-6} \text{ cal/g.Jahr} \quad \text{für saures Gestein}$$

$$1,7 \times 10^{-6} \text{ cal/g.Jahr} \quad \text{für basisches Gestein und}$$

$$0,9 \times 10^{-6} \text{ cal/g.Jahr} \quad \text{für ultrabasisches Gestein}$$

könnte man den lokal von *F. Birch* (1947) beobachteten Wärmestrom von $1,2$ bis $1,3 \times 10^{-6} \text{ cal/qcm. sec}$ allerdings schon durch eine Granitschicht von $H = 22 \text{ km}$ Mächtigkeit erreichen.

Von den übrigen, von *Stoneley* benutzten Werten $\nu = 3,363 \text{ km/sek}$, $\mu = 2,997 \times 10^{11} \text{ dyn/qcm}$ und $\rho = 2,65 \text{ g/cm}^3$ benötigen wir allein den Wert von ν .

Wir finden aus (27) mit $H = 30, 33, 34 \text{ km}$

$$T_m = \frac{8,921}{\xi_m \eta_m}, \quad T_m = \frac{9,813}{\xi_m \eta_m}, \quad T_m = \frac{10,110}{\xi_m \eta_m}$$

und berechnen daraus die bevorzugten Perioden. Sie sind in der folgenden Zusammenstellung wiedergegeben:

Bevorzugte Perioden
bei verschiedenen Annahmen über die Krustendicke

		S_1^*	S_2^*	A_1^*
$\xi_m \eta_m$		2,288	0,781	1,522
T_m für	H = 30 km	3,90	11,42	5,86
	H = 33 km	4,29	12,56	6,45
	H = 34 km	4,42	12,95	6,64

Der Periodenbereich der Mikroseismik erstreckt sich von rund 2 Sekunden bis über 12 Sekunden. Die Häufigkeitsverteilung der Perioden zeigt außerordentlich scharfe Maxima. *E. Hardtwig* (1949) hat solche Häufigkeitsverteilungen (aus Stuttgarter Registrierungen) bestimmt und fand z.B. für den Kanalsturm vom 15.1.1938 als Periode größter Häufigkeit $T_m = 6,8$ Sekunden und für den Norwegensturm vom 28.2. bis 1.3.1943 (dem stärksten bis dahin registrierten) eine solche von $T_m = 7.5$ Sekunden. Die Häufigkeitsmaxima waren sehr spitz, die visuelle Bestimmung der entsprechenden Perioden daher leicht. Die Art und Weise der Auszählung der Perioden läßt aber nicht erkennen, ob neben den angegebenen Maxima noch weitere, schwächer ausgeprägte, oder auch nur Ausbuchtungen in der Häufigkeitskurve vorhanden sind. Wenn es solche gibt, dann sind sie nur so schwach ausgeprägt, daß sie bei der angewandten Methode der Auszählung nicht zur Geltung kommen.

Die experimentell gefundenen Perioden größter Häufigkeit müßten, wenn Mikroseismik wirklich das Schwingen der auf weichem Substratum aufliegenden Erdkruste wäre, mit den in unserer Tabelle enthaltenen Periodenwerten wenigstens größenordnungsmäßig übereinstimmen. Halten wir an einer Krustendicke von $H = 33$ km fest, so dürfte der zum Ast S_2 gehörige Periodenwert $T_m = 12,56$ Sekunden von vornherein als zu groß ausscheiden. Es soll damit nicht gesagt sein, daß die zugehörigen Bodenschwingungen überhaupt nicht auftreten. Es ist aber denkbar, daß bei der hier vorliegenden Art der Anregung Schwingungen dieser Art so gut wie gar nicht auftreten.

Dasselbe gilt auch für die zu den Ästen S_1^* und A_1^* gehörigen Bodenbewegungen. Das Beispiel der Beton-Straßendecke auf weichem Untergrund zeigt, daß bei der dort vorhandenen Anregungsweise eine spezielle Schwingungsart, nämlich die zu A_1^* gehörige, erzeugt wird (von den andern fand sich keine Spur). Es kann also ganz gut der Fall eintreten, daß die Art und Weise, wie (im Falle der Mikroseismik) die Erdkruste zu Schwin-

gungen angeregt wird, entweder die zum Ast S_1 oder aber die zum Ast A_1^* gehörigen Schwingungen erzeugt werden; welche es sind, das ist die Frage.

Die zum "symmetrischen Ast" S_1 gehörigen Periodenwerte stimmen, so wie sie in der Tabelle stehen, nicht recht zu den empirischen Werten von 6,8 bzw. 7,5 Sekunden. Besser würden die zum "antisymmetrischen Ast" A_1^* gehörigen Periodenwerte stimmen – zumindest für $T_m = 6,8$ Sek. Gäbe man sich mit der größenordnungsmäßigen Übereinstimmung zufrieden, so könnte man sagen, Mikroseismikwellen seien Biegewellen der als freischwingende Platte gedachten Erdkruste. Gegen diese Auffassung scheint zu sprechen, daß die Periode größter Häufigkeit verschieden groß gefunden wird – je nach dem Quellgebiet, das man der Mikroseismik vernünftigerweise zuschreibt. In Stuttgart zeigt Mikroseismik aus dem Golf von Biskaya die kleinste Periode relativer Häufigkeit, und von der Mikroseismik aus der Gegend um den westlichen Kanaleingang und den "Norwegenkopf" wurde schon gesagt, daß sie die bevorzugten Perioden 6,8 und 7,5 Sekunden hat.

Man wird also nicht darum herum können, den Einfluß der Periodenverlängerung infolge Überbrückens verschiedener Entfernungen in Rechnung zu stellen. Zum Glück liegen zur Frage der Periodenverlängerung bereits Arbeiten vor, die zumindest gewisse Anhaltspunkte bieten. So hat *W. M. Munk* (1947) eine Formel für die Zunahme der Periode einer individuellen Welle über eine Entfernung x hin aufgestellt und ihre Anwendbarkeit an einem Tsunami und einem Erdbeben überprüft. Die Übereinstimmung mit der Beobachtung war recht gut. Eine Übertragung der *Munk'schen* Formel auf Lovewellen hat dann *J. T. Wilson* vorgenommen (1948), wobei sich ebenfalls recht gute Übereinstimmung mit der Erfahrung ergab. Mißt man die Entfernung x in km und die Periode T in Sekunden, so ist nach *Wilson*

$$(28) \quad T = 2,3 \times 10^{-3} x + T_0 ,$$

wo T_0 die Periode der Welle am Entstehungsort bedeutet.

Plattenschwingungen sind von anderer Art als Tsunamis, *Love-* oder *Rayleighwellen*, bei denen sich die Formel von *Munk-Wilson* bewährt hat. Wenden wir sie trotzdem hier an, so kann dies nur mit einem gewissen Vorbehalt geschehen. Wir machen den Versuch und setzen für die Entfernungen

Stuttgart-Kanalausgang x rund 1100 km

Stuttgart-Norwegenkopf x rund 1500 km.

Als Perioden T_0 nehmen wir die von der Theorie gelieferten Werte unserer Tabelle. Es ergibt sich die folgende Zusammenstellung:

Bevorzugte Perioden
 bei verschiedenen Annahmen über die Krustendicke
 und verschiedenen Entfernungen der Quellgebiete

	H in km	Entfernung des Quellgebietes	S_1	S_2	A_1
T_m	30	1100 km	6,43	13,95	8,39
		1500 km	7,35	14,87	9,31
	33	1100 km	6,82	15,09	8,98
		1500 km	7,74	16,01	9,90
	34	1100 km	6,95	15,48	9,17
		1500 km	7,87	16,40	10,09

Die Tabelle zeigt: nimmt man als Krustendicke $H = 33$ km an, so sind die zum Ast S_1 gehörigen Bodenbewegungen von solcher Periode, daß man sie mit den bevorzugten Perioden der angeführten mikroseismischen Stürme identifizieren könnte. Die Gegenüberstellung zeigt in der Tat

Beobachtung $T = 6,8 \quad 7,5$ Sek.

Theorie $T = 6,82 \quad 7,74$ Sek.

Dieses Ergebnis könnte erstaunlich sein, wenn nicht so viele Unsicherheitsfaktoren in die Überlegungen eingingen. Der Wert der Phasengeschwindigkeit v wurde von *R. Stoneley* übernommen, es kann sich bei ihm jedoch nur um einen Mittelwert handeln, wobei der tatsächliche Wert in nicht überschaubarer Weise mit der Tiefe variiert. Die Dicke der Erdkruste ist ebenfalls nicht genau bekannt, die angenommenen Zahlen stellen nur die bisher plausibelsten Werte dar und jeder von ihnen könnte regional schwanken (wechselnde Krustendicke). Selbst die Annahme "Erdkruste = einfache Granitschicht" ist unsicher. Dazu kommt, daß die *Munk-Wilson'sche* Formel über die Periodenzunahme mit der Entfernung noch nicht hinreichend genug überprüft ist, ja, daß es fraglich ist, ob sie auf Plattenschwingungen angewendet werden darf.

Angesichts solcher Unsicherheiten darf man von vornherein seine Erwartungen hinsichtlich der Übereinstimmung von Theorie und Beobachtung

nicht zu hoch schrauben. Daß sie trotzdem so gut ausfällt, könnte fast wie ein Zufall erscheinen. Wir möchten daher weniger Wert auf diese gute Übereinstimmung im Einzelnen legen als auf die Übereinstimmung in der Größenordnung: *Daß die Größenordnungen für die bevorzugten Perioden so gut miteinander übereinstimmen, erscheint uns als Hauptargument dafür, in der Mikroseismik das Schwingen der Erdkruste (dieses in ganz spezieller Weise) zu sehen.*

Über die Zuordnungen im Einzelnen, auch über die Annahmen wie Krustendicke, Phasengeschwindigkeit, Gesetz der Periodenverlängerung kann man wohl diskutieren – entscheidend ist, daß die Größenordnungen der bevorzugten Perioden bei den Krustenschwingungen übereinstimmen mit den bevorzugten Perioden der Mikroseismik.

Die Mikroseismik läßt sich also deuten als das freie Schwingen der Erdkruste, wenn man diese als eine rund 30 km dicke Granitschicht (im Sinne von H. Jeffreys) ansieht. Von den vier grundsätzlich möglichen Schwingungsarten wird dabei nur eine – oder doch vorwiegend eine – tatsächlich realisiert.

Unseren Betrachtungen lag bisher die Annahme a) von Stoneley zugrunde, die Annahme nämlich, die Erdkruste bestehe aus einer einfachen Granitschicht. Wie schon ausgeführt, bestehen gegen diese Annahmen Bedenken. Man müßte als nächsten Schritt nun eine der beiden andern, von Stoneley gemachten Annahmen durchrechnen. Hier sind nun keinerlei Vorarbeiten vorhanden. Zwar arbeitet Stoneley mit der Annahme einer auf dem Substratum aufliegenden Doppelschicht Granit plus Basalt, doch fehlt es an der Durchrechnung im Einzelnen, weil (in der Arbeit von 1953) die Frequenzgleichung – in der Determinantenform – zwar aufgestellt, aber nicht ausgewertet wird. Die Rechenarbeit wird zu groß.

Was wir für den vorliegenden Zweck benötigen würden, wäre eine Theorie der Schwingungen einer zweiseichtigen Platte mit freien Oberflächen – und eben diese Theorie ist nicht vorhanden.

Wir können aber über ihr Aussehen einiges vermuten. Die Frequenzgleichung wurde auch hier in zwei Einzelgleichungen zerfallen und dadurch das Problem wesentlich vereinfachen. In der Stoneley'schen Zweiseichtentheorie zerfällt die Frequenzgleichung nicht, und eben dies macht diese Theorie so schwerfällig. Jede der beiden einzelnen Frequenzgleichungen würde zwei Dispersionskurven darstellen, so daß man auch hier vier Dispersionskurven bekäme – und zwar sowohl für die Phasen- wie für die Gruppengeschwindigkeit. In die Frequenzgleichungen würden die beiden Phasengeschwindigkeiten der Querwellen eingehen, die für die beiden Schichten zuständig sind und wohl auch das Verhältnis von deren Dichten. Die geometrische Form der Dispersionskurven würde sich um etwas von der bisherigen Form unterscheiden, insbesondere würde die Lage der Ex-

trema gegenüber bisher etwas geändert werden. *Damit würden auch die Werte der bevorzugten Perioden etwas andere werden.* Die Unterschiede würden umso größer, je mehr sich die beiden Schichtmaterialien in elastischer Hinsicht von einander unterscheiden. Bei den beiden geologischen Körpern, die hier in Frage kommen, sind diese Unterschiede jedoch nicht sehr groß, wir dürfen also annehmen, daß sich die Lagen der Extrema und damit die Werte der bevorzugten Perioden nicht sehr viel von den Werten der Einschichtplatte unterscheiden.

Von dieser Annahme wollen wir ausgehen, um wenigstens näherungsweise die zu erwartenden bevorzugten Perioden zu bestimmen. Wir machen *zweitens* die Annahme, die Doppelschicht schwingt ähnlich wie eine Einschichtplatte, wenn die Phasengeschwindigkeit der Querwellen das gewichtete Mittel aus den Phasengeschwindigkeiten der beiden Schichten ist; die Gewichte seien proportional zu den entsprechenden Schichtmächtigkeiten. Auch diese Annahme kann nicht allzu weit von der Wahrheit entfernt sein.

Zu diesen Annahmen tritt eine Einschränkung in der Wahl der Schichtmächtigkeiten hinzu, der insbesondere in den angelsächsischen Ländern eine gewisse Beachtung geschenkt wird. Aus japanischen Tiefherdbeben hat *H. Jeffreys* (1939) die empirische Formel

$$H_1 + 0,85 H_2 = 30,3 \pm 1,3 \text{ km}$$

hergeleitet. Dieser Beziehung müßten die beiden Mächtigkeiten H_1 und H_2 , der die Erdkruste konstituierenden Schichten genügen, wenn man zuläßt, daß eine Formel dieser Art auch allgemeinere Gültigkeit besitzt.

Erste Annahme: Die Krustenmächtigkeit sei 33 km und es sei $H_2 = 2H_1$.

Aus den beiden Gleichungen

$$H_1 + H_2 = 33$$

$$H_2 - 2H_1 = 0$$

findet man als Mächtigkeiten $H_1 = 11 \text{ km}$ und $H_2 = 22 \text{ km}$.

Wir übernehmen die von *Stoneley* angegebenen Werte

$$v_1 = 3,363 \text{ km/sek}, \quad v_2 = 3,741 \text{ km/sek}$$

für die Phasengeschwindigkeiten und finden als deren gewichtetes Mittel

$$v = \frac{1}{3} (3,363 + 2 \times 3,741) = 3,615 \text{ km/sek}.$$

Entsprechend (27) ist daher

$$T_m = \frac{33}{3,615 \xi_m \eta_m} = \frac{9,129}{\xi_m \eta_m}.$$

Für $\xi_m \eta_m$ sollen die früher benutzten Werte wieder verwendet werden. Als bevorzugte Perioden findet man dann

bei	S_1^*	S_2^*	A_1^*
T_m	3,99	11,69	6,00 Sekunden.

Berücksichtigt man die Periodenverlängerung mit der Entfernung (Formel (28)), so vergrößern sie sich auf die folgenden Werte:

				Beob.
Kanalsturm	6,52	14,22	8,53	6,8
Norwegensturm	7,44	15,14	9,45	7,5
				Sek.

Die zum Ast S_1^* gehörigen bevorzugten Perioden sind nur um Weniges kleiner als die beobachteten.

Zweite Annahme: Die Krustenmächtigkeit sei wieder $H = 33$ km und es gelte die Beziehung $H_1 + 0,85 H_2 = 30,3$.

Aus dem System

$$H_1 + H_2 = 33$$

$$H_1 + 0,85 H_2 = 30,3$$

folgt

$$H_1 = 15 \text{ km}, \quad H_2 = 18 \text{ km}.$$

Für die Phasengeschwindigkeiten sollen wieder die Werte von *Stonley* genommen werden. Durch Bilden des gewichteten Mittels ergibt sich dann

$$v = \frac{1}{11} (6 \times 3,363 + 5 \times 3,741) = 3,535 \text{ km/sek.}$$

Entsprechend (27) ist mithin

$$T_m = \frac{33}{3,535 \xi_m \eta_m} = \frac{9,335}{\xi_m \eta_m},$$

woraus wiederum durch Einsetzen der früheren Werte für $\xi_m \eta_m$ die bevorzugten Perioden gefunden werden. Sie sind

bei	S_1^*	S_2^*	A_1^*
T_m	4,08	11,95	6,13 Sekunden.

Die Berücksichtigung der Periodenverlängerung führt auf

Kanalsturm	6,61	14,48	8,66 Sekunden.
Norwegensturm	7,53	15,40	9,58

Die Übereinstimmung mit der Beobachtung ist hier besser als mit der ersten Annahme.

Dritte Annahme (P. L. Willmore): Die Krustendicke sei wieder $H = 33$ km, doch sei nun $H_1 = 14$ km, $H_2 = 19$ km, $v_1 = 3,216$ km/sek und $v_2 = 3,753$ km/sek.

Man findet $H_1 + 0,85 H_2 = 30,15$, die Gleichung von *Jeffreys* ist also immer noch weitgehend erfüllt. Das gewichtete Mittel der Phasengeschwindigkeiten ist

$$v = \frac{1}{33} (14 \times 3,216 + 19 \times 3,753) = 3,525 \text{ km/sek,}$$

daher ist

$$T_m = \frac{33}{3,525 \xi_m \eta_m} = \frac{9,362}{\xi_m \eta_m},$$

Für die bevorzugten Perioden gilt das Schema

Ast	S_1^*	S_2^*	A_1^*
T_m	4,09	11,99	6,15 Sekunden

und, bei Berücksichtigung der Periodenverlängerung

Kanalsturm	6,62	14,52	8,68
Norwegensturm	7,54	15,44	9,60 Sekunden.

Wie nicht anders zu erwarten, ist der Unterschied gegenüber der zweiten Annahme nur unwesentlich.

Weitere Annahmen dürften sich erübrigen, denn es ist jetzt hinreichend gezeigt, daß auch dann, wenn man die Erdkruste als zweischichtig ansieht, sich die hier gegebene Deutung der Mikroseismik aufrechterhalten läßt. Wesentlich scheint zu sein, daß sich die Krustendicke größenordnungsmäßig um 30 km oder etwas mehr bewegt, sofern man für die Phasengeschwindigkeiten nur jene Werte annimmt, mit denen hier gearbeitet wurde oder doch solche, die davon nur wenig abweichen (was ohnehin meist der Fall ist). Daß die Zweischichtplatte durch eine Einschichtplatte angenähert wurde, dürfte auf das Ergebnis wohl keinen schwerwiegenden Einfluß haben.

Zusammenfassend: Mikroseismik läßt sich in sehr zwangloser und eleganter Weise deuten als freie Plattenschwingungen der Erdkruste. Die Mächtigkeit der Erdkruste ist dabei mit etwas über 30 km anzusetzen und für die Phasengeschwindigkeit der Querwellen sind die Erfahrungswerte zu nehmen. Von den verschiedenen, grundsätzlich möglichen Plattenschwingungen ist in der Mikroseismik nur eine (oder vorzugsweise eine) verwirklicht.

Träfe die hier entwickelte Theorie zu, so wäre eine außerordentlich einfache und befriedigende Deutung des Phänomens der Mikroseismik gefunden. Denn wenn es wirklich die Erdkruste ist, die da schwingt (oder doch eine scharf abgegrenzte Schicht von ihr), so ist es gleichgültig, in welcher Weise ihre Schwingungen angeregt werden: ob durch die Wucht der anprallenden Wassermassen bei der Brandung in Küstennähe oder aber durch das Auf und Nieder des Seeganges im Bereich von Sturmzentren auf dem Meere. In beiden Fällen wird die "Platte" zu Schwingungen angeregt, der Gegensatz zwischen Brandungshypothese und Tiefkernhypothese würde sich als nicht vorhanden herausstellen. Das wäre ein außerordentlich wünschenswertes Ergebnis, da die Fronten zwischen beiden Lagern hoffnungslos verhärtet sind. Die Vertreter der Tiefkernhypothese halten es längst für überflüssig, Argumente zur Brandungshypothese auch nur anzuhören, geschweige denn gelten zu lassen, während umgekehrt die Vertreter der Brandungshypothese immer wieder darauf hinweisen, daß sich alle Phänomene des Komplexes "Mikroseismik" mit ihrer Hypothese zwanglos erklären lassen.

Es wäre freilich zu überlegen, ob die verschiedene Art der Anregung wirklich dieselben Schwingungen (zu ein und demselben Dispersionsast

gehörig) anregt. Es wäre etwa denkbar, daß bei einer der Anregungsarten Schwingungen auch von einem andern Ast der Dispersionskurve "mitrutschen", was auf eine Änderung im Duktus der Registrierung hinauslaufen würde. Hier wären weitere, gründliche Untersuchungen erforderlich.

Es müßte, träfe unsere Theorie zu, Mikroseismik auch auf andere Art entstehen können: etwa durch die Einflußnahme des Windes auf die Erdkruste. Größenordnungsmäßig ist der Wind dazu imstande, vorausgesetzt, daß er eine genügend große Angriffsfläche hat. Diese Voraussetzung ist nur erfüllt, wenn sich ein hohes Gebirge – möglichst mit seinen Steilabfällen – quer zur Windrichtung stellt. Es ist das Verdienst von *M. Bossolasco*, auf diese Art der Entstehung von Mikroseismik hingewiesen zu haben (Vortrag auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Hamburg 1952 und Vortrag auf der Generalversammlung der U.I.G.G. in Rom 1954). Es wäre u.E. des Versuches wert, Registrierungen während des Sommers in den Alpen vorzunehmen, dann, wenn Gewitterfronten mit ihren starken Luftbewegungen an steilen Hängen oder Abstürzen angreifen. Man darf erwarten, daß die entstehende Bodenbewegung Perioden von der Größenordnung der Mikroseismik hat.

Schließlich müßte Mikroseismik auch entstehen – immer vorausgesetzt, daß sie nichts anderes ist als das Schwingen der Erdkruste – wenn bei Großsprengungen hinreichend viel Sprengstoff verwendet wird. Über die bei Sprengungen entstehenden Spektren liegen nur wenig Überlegungen vor, dafür aber Tausende von Registrierungen. Für Großsprengungen liegen so gut wie gar keine Unterlagen vor, einfach deswegen, weil es an Großsprengungen mangelt. Führt man – wie geplant – eines Tages wirklich welche aus, so wird es eine dankbare Aufgabe sein, sich der Periodenspektren dieser Sprengungen anzunehmen. Es wird insbesondere zu untersuchen sein, ob die bei Mikroseismik bevorzugt auftretenden Perioden auch in diesen Spektren auftreten – wäre es der Fall, so wäre damit eine Stütze für die hier vorgebrachte Theorie der Mikroseismik gefunden.

Damit sind wir bei der Frage angelangt, nach welcher Richtung sich weitere Untersuchungen erstrecken sollen. Abgesehen von den schon erwähnten Fragestellungen mag Eines besonders interessieren: warum ist es möglich, daß die Erdkruste frei, d.h. wie eine Platte (und nicht wie eine aufliegende Schicht) schwingt? Die Untersuchungen von *A. Ramspeck* (1935, 1937, 1938) über das Schwingen von Beton-Straßendecken haben gezeigt, daß diese Decken sich nur dann wie freie Platten verhalten (und Biegeschwingungen vollführen), wenn sie auf elastisch weichem Material aufliegen. *Man wird also wohl annehmen müssen, daß die Erdkruste an ihrer Unterseite an elastisch weiches Material grenzt.* Damit muß keineswegs die Vorstellung verbunden sein, daß das "Substratum" als solches in seiner ganzen Ausdehnung weich ist – es würden sich schwerwiegende Gründe dagegen anführen lassen. Wohl aber kann es sich um eine Über-

gangsschicht handeln, deren Mächtigkeit recht beschränkt sein kann. Die Erdkruste schwingt auch nicht ausschließlich wie eine freie Platte, sondern sehr wohl wie eine aufliegende Schicht, dann nämlich, wenn die ins Spiel kommenden Energiemengen hinreichend groß sind. Das ist bei *Erdbeben* der Fall und die geschichtete Struktur des obersten Teils der Erde findet ihren Ausdruck in der Dispersion der *Rayleigh-* und *Lovewellen* der Hauptphase von Erdbeben. Nur wenn die Energiemengen nicht ausreichen, um auch die tiefer liegenden Erdpartien in die Bodenbewegung einzubeziehen dürfte es zu freien Plattenschwingungen der Erdkruste kommen. Die hier berührten Punkte bedürfen besonderer Untersuchung. Vielleicht lassen sich weitere Argumente für die Annahme einer weichen Schicht unter der Erdkruste beibringen und vielleicht auch eine Untergrenze für die Energiemenge, die mindestens erforderlich ist, um ein richtiges Erdbeben abzugeben (mit Bodenbewegungen auch im Substratum), nicht nur Mikroseismik.

Unsere Kenntnis der Mikroseismik ist noch sehr lückenhaft. Außer den von *E. Hardtwig* (1949) angegebenen Häufigkeitsverteilungen der Mikroseismikperioden gibt es keine Untersuchungen, die sich mit den Häufigkeitsverteilungen befassen. Es wäre aber sehr wichtig, diese *genau* und nicht nur angenähert zu bestimmen. Aus der Häufigkeitsverteilung nämlich könnte man erkennen, ob wirklich nur eine Sorte von freien Plattenschwingungen entsteht (zu einem bestimmten Ast der Dispersionskurve gehörig), oder ob auch die anderen, theoretisch möglichen Schwingungsarten entstehen. Sollte dies tatsächlich der Fall sein, so entsteht die weitere Frage, inwieweit jede der Schwingungsarten teilnimmt und welches die Gründe für die tatsächlich realisierte Energieverteilung sind.

Das Vorhandensein auch der anderen Schwingungsarten oder ihr Nichtvorhandensein müßte auch bei der Untersuchung der Teilchenbewegung des Bodens – der Orbitalbahnen – zutage treten. Jede Schwingungsart hat ihre eigenen Orbitalbahnen. Aus ihnen müßte hervorgehen, welche der möglichen Schwingungsarten im vorliegenden Fall gerade realisiert ist.

Untersuchungen solcher Art sind technisch langwierig und wohl auch undankbar, haben doch die Bodenteilchen die Eigenschaft, recht komplizierte und rasch wechselnde Bahnen zu beschreiben, die zudem von der örtlichen Schichtung des Untergrundes mit abhängen. Voraussetzung ist hier – wie übrigens auch bei der Untersuchung der Häufigkeitsverteilung der Perioden – das Vorhandensein von stark vergrößerten Präzisionsregistrierungen in allen drei Komponenten, und gerade diese erfordern einen Aufwand, der gegenwärtig an keiner Erdbebenwarte getrieben werden kann. Jedenfalls erscheint es wichtiger, die Natur der mikroseismischen Bodenbewegung zu erforschen, ehe an die praktische Anwendung herangegangen wird.

Literatur

- Angenheister, G.* (1950): Fortschreitende elastische Wellen in planparallelen Platten. Gerlands Beiträge z. Geophysik, **61**, S. 296-308.
- Birch, F.* (1947): Temperature and Heat Flow in a Wall near Colorado Springs. Am. Journ. of Science **245**, S. 733-753.
- Hardtwig, E.* (1949): Die Mikroseismik und ihre Anwendung zum Abschätzen der Dicke der Kontinentalschollen. Geofisica pura e applicata, **14**, Fasc. 3/4.
- Jeffreys, H.* (1925): On the Surface Waves of Earthquakes. Mon. Not. Roy. Astron. Soc. Geophys. Suppl. **1**, S. 282-292.
- Jeffreys, H.* (1939): Some Japanese Deep-Focus-Earthquakes. Mon. Not. Roy. Astron. Soc. Geophys. Suppl. **4**, S. 424-460.
- Köhler, R.* (1929): Beobachtungen an Profilen auf See-Eis, Zeitschr.f.Geophys. **5**, S. 314.
- Lamb, H.* (1917): On Waves in an Elastic Plate. Proceedings Roy. Soc. London, (A), **93**, 114-128.
- Longuet-Higgins, C.L.* (1950): A Theory of the Origin of Microseisms. Phil. Trans. Roy. Soc. London. (A), **243**, S. 1-35.
- Miche, M.* (1944): Mouvements ondulatoires de la mer en profondeur constante ou décroissante. Ann. Ponts et Chaussées, **154**, S. 25-87; 131-164; 270-292; 396-406.
- Munk, W.M.* (1947): Increase in the Period of Waves Traveling over Large Distances; with Applications to Tsunamis, Swell, and Seismic Surface Waves. Trans. Am. Geophys. Union, **28**, S. 198-217.
- Pekeris, C.L.* (1948): Theory of Propagation of Explosive Sound in Shallow Water; in "Sound Transmission in the Ocean". Geol. Soc. Am. 1948.
- Press, F. and Ewing, M.* (1948): A theory of microseisms with geological applications. Trans. Am. Geophys. Union, **29**, S. 163-174.
- Ramspeck, A.* (1935): Dynamische Untersuchungen von Straßendecken. Die Betonstraße, **2**, 1935.
- Ramspeck, A.* (1937): Dynamische Untersuchungen auf Beton-Fahrbahndecken. Forschungsarbeiten aus dem Straßenwesen. Volk und Reich, Berlin 1937.
- Ramspeck, A.* (1938): Schwingungen der Fahrbahndecken von Betonstraßen. Schwingungstagung 1938, Berichtheft, Berlin 1938.
- Stoneley, R.* (1948): The continental Layers of Europe. Bull. Seism. Soc. Am. **38**, S. 263-274.
- Stoneley, R.* (1953): The Transmission of Rayleighwaves across Eurasia. Bull. Seism. Soc. Am. **43**, S. 127-135.
- Wilson, J.T.* (1948): Increase in Period of Earthquakes Surface Waves with Distance Traveled. Bull. Seism. Soc. Am. **38**, S. 89-93.