

ZEITSCHRIFT
FÜR
GEOPHYSIK

Herausgegeben im Auftrage der

Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

von

B. Brockamp, Münster i. W.

unter Mitwirkung von **A. Defant, Innsbruck** — **W. Dleminger, Lindau b. Northeim**
W. Hiller, Stuttgart — **K. Jung, Kiel** — **O. Meyer, Hamburg**
F. Möller, Mainz — **H. Reich, Göttingen.**

Jahrgang 25

1959

Heft 5



PHYSICA - VERLAG · WURZBURG

Niedersächsische Staats- u.
Universitätsbibliothek
Göttingen

INHALTSVERZEICHNIS

<i>Hollinderbäumer, J.</i> : Über die Ortung mikroseismischer Stürme	209
<i>David, E.</i> : Dynamische Kompressibilitätsmessungen für hohe Drücke	239
<i>Rao, S. H., Gutdeutsch, R. und Klußmann, J.</i> : Aufbau einer modellseismischen Apparatur	253

Die ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

erscheint in Jahrgängen zu je 6 Heften. Der Bezugspreis beträgt je Jahrgang 34,— DM, Einzelhefte je nach Umfang. Abonnements verlängern sich jeweils um einen Jahrgang, falls keine ausdrückliche Abbestellung zum Ende eines Jahrganges vorliegt.

In der Zeitschrift werden Originalarbeiten, die weder im In- noch im Ausland veröffentlicht wurden und die der Autor auch anderweitig nicht zu veröffentlichen sich verpflichtet, aus dem Gebiet der reinen und angewandten Geophysik sowie aus den Grenzgebieten aufgenommen. Mit der Annahme des Manuskriptes geht das ausschließliche Verlagsrecht an den Verlag über.

Die Autoren werden gebeten, die Manuskripte in Maschinenschrift mit handschriftlich eingetragenen Formeln druckfertig einzureichen und gesondert eine „Anweisung für den Setzer“ beizufügen, aus der zu ersehen ist, wie kursiver, gesperrter oder fetter Satz und griechische, gotische oder einander ähnliche Typen und Zeichen kenntlich gemacht sind (z. B. durch farbige Unterstreichung). Die Vorlagen für die Abbildungen sollen reproduktionsfertig (Tuschzeichnung) möglichst im Maßstab 2:1 eingesandt werden. Die Beschriftung der Abbildungen soll auf einem lose vorgeklebten, durchsichtigen Papier erfolgen. Fußnoten sind fortlaufend zu nummerieren und am Ende des Manuskriptes zusammenzustellen; bei Zitaten sind neben Autorennamen, Titel und Zeitschriftentitel, auch Bandnummer, Erscheinungsjahr und Seitenzahl anzugeben.

Jeder Arbeit ist eine „Zusammenfassung“ in deutscher und englischer oder französischer Sprache beizufügen.

Der Verfasser liest von der Arbeit in der Regel nur eine Korrektur: etwaige Autorenkorrekturen können nur als Fußnoten bzw. am Schluß des Artikels gebracht werden. Umfangreiche Änderungen bedürfen der Zustimmung des Herausgebers und können nur gebracht werden, wenn sich der Autor bereit erklärt, die Korrekturkosten zumindest teilweise zu tragen.

Von seiner Arbeit erhält der Verfasser 50 Sonderdrucke ohne Umschlag kostenlos. Weitere Sonderdrucke liefert der Verlag gegen Erstattung der Selbstkosten. Eine Honorierung der Beiträge erfolgt nicht.

Für die Zeitschrift für Geophysik bestimmte Manuskripte und redaktionelle Anfragen bitten wir an den Herausgeber zu richten:

Prof. Dr. Bernhard Brockamp, Institut für reine und angewandte Geophysik,
Münster (Westfalen), Steinfurter Straße 107

Anschrift der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft:

Hamburg 13, Rothenbaumchaussee 80, Postscheck: Hamburg Nr. 55983

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

Bekanntmachung lt. Bayer. Pressegesetz: Verlag: PHYSICA-VERLAG Rudolf Liebing K.-G., Würzburg, Münsterstrasse 12. Pers. haft. Ges.: Rudolf Liebing, Arnulf Liebing und Hildgund Holler, sämtl. Buchhändler in Würzburg. Kommanditisten: Friedr. Gäbler, Buchhändler, u. Charl. Kuhnert, beide Würzburg.

Typoskript: Physica-Verlag, Würzburg; Offsetdruck: fotokop, Darmstadt.

Printed in Germany



PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1959

Über die Ortung mikroseismischer Stürme

Von J. Hollinderbäumer, Essen-Steele¹⁾

Zusammenfassung: Von der Auffassung ausgehend, daß die Gruppen der Mikroseismik die Folgen von Einzelstörungen sind, die im Erregungsgebiet entstehen, wurde eine statistische Ortung durchgeführt, indem das Verhältnis $A_n : A_e$ der Maximalamplitude einer Störung mit der auf der anderen Komponente zeitlich zusammenfallenden Amplitude gebildet wurde und die hieraus resultierenden Winkel statistisch geordnet wurden. Die sich aus den 2 Häufungsmaxima ergebenden Winkel der einzelnen Stationen schneiden sich an der norwegischen bzw. schottischen Küste, die daher als Erregungsgebiete angesehen werden können. Aus einem zweiten relativen Maximum in der Verteilungskurve von Kiruna konnte mit Hilfe der Z -Komponente, gezeichneten Schwingungsfiguren und der Wetterkarte geschlossen werden, daß die Bodenunruhe in Kiruna auch in Form von senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung schwingenden Wellen (Love- bzw. SH -Wellen) auftritt.

Abstract: Starting on the assumption that the groups in microseisms are a result of single disturbances originating in the area of excitation statistic locating was carried out by forming the relation $A_n : A_e$ of the maximum amplitude of a disturbance against the amplitude coincident with the other component. The angles arising from this were arranged statistically. The angles resulting from two maxima of accumulation at individual stations intersect on the coast of Norway and Scotland which may be regarded therefore as centers of excitation. From a second relative maximum on the curve of distribution of Kiruna from the oscillation pattern constructed by means of the Z -component and from the meteorological chart it was possible to conclude that the microseisms at Kiruna are occurring also in the form of waves oscillating vertically to the direction of propagation (Love-, or SH -waves, respectively).

¹⁾ Dr. Joachim Hollinderbäumer, Essen-Steele, Rauhölterberg 17

I. Problemstellung

Es ist in der Geophysik oft schwierig, ein zu beobachtendes Phänomen eindeutig zu erklären, da im Gegensatz zur Experimentalphysik Ort und Zeit, geologische und geographische Bedingungen sowie Größe und Ausdehnung des Effekts vorgegeben sind. Der Geophysiker ist daher im allgemeinen nicht in der Lage, ein Experiment durchzuführen und passend zu variieren, um zu der gewünschten eindeutigen physikalischen Aussage zu gelangen.

Dies gilt auch für die Bestimmung eines mikroseismischen Unruheherdes; zwar ist die Beziehung zwischen Tiefdruckgebieten und der mikroseismischen Bodenunruhe mit Perioden von 4-8 sec in Nordwest-Europa schon länger bekannt und gesichert, über den Entstehungsort, den Entstehungsmechanismus und die Wellennatur der Mikroseismik dagegen besteht noch keine einheitliche Auffassung. Sieht man von den im einzelnen unterschiedlichen Theorien ab, die die Entstehung der Mikroseismik erklären, so ergibt sich doch, daß man im allgemeinen die Entstehung nach dem Schema erklärt: Wind - Wellen - Meeresgrund bzw. Wind - Wellen - Küste; ersteres wird, um nur einige Namen zu nennen, von Ewing-Press [4], Banerji [1] und Longuet-Higgins [8], letzteres von Wiechert und in älteren Arbeiten von Gutenberg [6] u. a. vertreten. Die Theorie von Longuet-Higgins läßt allerdings auch Küsteneffekte zu. Abweichend von dem obigen Schema machen Gherzi [3] und Donn [5] Luftpulsationen der Atmosphäre, die sich über das Wasser zum Meeresgrund fortpflanzen, für die Entstehung der Mikroseismik verantwortlich. Ob Pulsationen aber in den nördlichen Breiten noch stark genug sind, wird vielfach bezweifelt.

Die Schwierigkeit, ein Experiment durchzuführen und damit die eine oder andere Theorie zu beweisen, führt zu dem Versuch, das Entstehungsgebiet eindeutig zu orten und damit die Möglichkeiten der Entstehung einzuengen.

Speziell für die Stationen Hamburg und Kopenhagen ist also zu untersuchen, ob die Mikroseismik in den Küstengebieten von Schottland-Irland und Norwegen oder auf der offenen See in der Nähe des Zentrums einer wandernden Zyklone erzeugt wird. Weil die Ortungsmethode von der Wellennatur der Mikroseismik abhängt, müssen stets über die Wellennatur Annahmen gemacht und zur Bestätigung besondere Untersuchungen durchgeführt werden.

II. Bisherige Ortungsmethoden und ihre Kritik

Da die in der Erdbebenseismik vorhandenen Phaseneinsätze verschiedener Wellentypen in der Mikroseismik nicht gegeben oder nicht erkennbar sind, kön-

nen die hierauf beruhenden Ortungsmethoden nicht angewendet werden. Die starke Abhängigkeit der Mikroseismik vom Stationsuntergrund erschwert zusätzlich das Erkennen zugeordneter Phasen. Ferner ist ein beträchtlicher Arbeitsaufwand notwendig, um bei Tripartite-Messungen die drei benötigten Stationen über einen längeren Zeitraum zu betreuen [13, 14, 15].

Eine Konstruktion der Schwingungsellipsen aus den einzelnen Komponenten ist zu umständlich, um größeres Untersuchungsmaterial zu gewinnen. Für diese Ortungsart sind Spezialapparate notwendig; so hat in jüngerer Zeit Strobach [16] mit einem Vektorseismographen, der sofort die Schwingungsfiguren aufzeichnet, in Hamburg gute Erfolge.

Verzichtet man auf den Arbeitsaufwand, neue Geräte zu bauen oder zusätzliche Stationen einzurichten und greift stattdessen auf das bestehende Stationsnetz zurück, so kann man die Ankunftsrichtung der Bodenunruhe nach Jensen [17] angeben: "In den Momenten, wo Z ein Maximum erreicht, werden die Neigungen der zwei Horizontalregistrierungen abgelesen. Das Verhältnis dieser zwei Neigungen gibt den horizontalen Geschwindigkeitsvektor der Erdpartikel. Der Mittelwert mehrerer Geschwindigkeitsvektoren gibt die Herkunftsrichtung an." Das Verfahren von Jensen läßt reine Love-Wellen, die keine Z -Komponente haben, unberücksichtigt. Es gibt lediglich Auskunft über die Herkunftsrichtung von Wellen, die parallel zur Fortpflanzungsrichtung schwingen.

Vielfach verwendet wird das Quotientenverfahren. Unter der Voraussetzung, daß es sich in der Mikroseismik um Wellen handelt, die entweder überwiegend senkrecht oder parallel zur Fortpflanzungsrichtung schwingen, wurde die Ortung vielfach wie folgt durchgeführt:

Da die Amplituden stark schwanken, und man den Störpegel möglichst ausschalten wollte, wurde während eines mikroseismischen Sturmes alle Stunde 10 Minuten lang die Maximalamplitude jeder Minute abgelesen und daraus der Mittelwert A_n bzw. A_e gebildet, der als repräsentativ für die Bodenbewegung aufgefaßt wurde. Man bildete nun direkt das Verhältnis $A_n : A_e$ und erhielt eine Richtung und konnte prüfen, ob sich die Richtung mit der Zeit ändert (Kohlbach, [9]). Eine Verbesserung brachte das Verfahren nach Menzel-Westerhausen [10, 11], das — nur bei sich zeitlich ändernden Amplituden zu verwenden — bei eventuellen Herdverschiebungen eine größere Beweglichkeit des Richtungswinkels verursacht. Für Hamburg ergab sich, daß stets mit den meistens west-östlich ziehenden Tiefdruckgebieten die Richtungswinkel von West nach Nord schwenken. Hieraus braucht man aber nicht zu folgern, daß die Mikroseismik in der Nähe des Kerns der driftenden Zyklone auf dem Meere entsteht, denn diese Richtungsschwenkung wird auch stets dann bewirkt, wenn Küsteneffekte an der norwegischen Küste stärker zunehmen als an der schottisch-irischen

Küste, was bei der Zugrichtung der Zyklonen durchaus wahrscheinlich ist. Das Verfahren ist also nicht in der Lage, die gewünschte Aussage zu geben, ob Küsten- oder See-Effekte vorliegen. Das Verfahren kann nur angewandt werden, entweder wenn man weiß, daß ein Herd vorhanden ist und man prüfen will, ob der Herd sich mit der Zeit verlagert oder man kann es zur Bestätigung von Ortungsergebnissen, die nach anderen Methoden gewonnen worden sind, benutzen. Der Mangel des Verfahrens besteht darin, daß jeweils nur ein Herd als dominierende Ursache der Bodenunruhe angesehen wird, während die Abstrahlung aller anderen noch etwa vorhandenen Herde lediglich dem Störpegel zugerechnet wird. Es wird daher im folgenden versucht, ob man durch eine etwas modifizierte Handhabung der Quotientenmethode zu besseren Ergebnissen kommen kann.

III. Vorschlag einer Ortungsmethode

a) Annahme über die Natur der Entstehung der Mikroseismik

Es sei angenommen, daß sich die Mikroseismik aus einzelnen diskontinuierlich aus dem Erregungsgebiet auslaufenden Störungen zusammensetzt mit der zusätzlichen Bedingung, daß die Anzahl n der Störungen während der Zeit t und die Dauer der Einzelstörung τ in einem solchen Verhältnis stehen, daß die Wahrscheinlichkeit, daß zwei Störungen zeitlich zusammenfallen, gering ist. Zum Vergleich ist an ein System von Glühlampen gedacht. Die Häufigkeit und die Dauer des Aufleuchtens der verschiedenen Lampen ist so eingerichtet, daß fast immer nur eine Lampe leuchtet und bis zum Aufleuchten der nächsten ein Augenblick vollständiger Dunkelheit herrscht. Es wird also vorausgesetzt, daß sprunghaft Einzelstörungen aus dem Erregungsherd ausgestrahlt werden mit einer solchen Häufigkeit, daß die beobachtete Einzelstörung deutlich von der nächst folgenden abgesetzt ist. Sind mehrere Herde vorhanden, so gelten analoge Betrachtungen. Jeder Herd strahlt nur soviel Einzelstörungen aus, daß diese Einzelstörungen noch deutlich zu erkennen sind und die Überlagerung gering ist.

b) Vorschlag einer Ortung nach der gemachten Annahme

Ist die obige Annahme richtig, so empfiehlt es sich, um die Herkunftsrichtung zu erhalten, das Amplitudenverhältnis innerhalb einer solchen Einzelstörung direkt zu bilden (am zweckmäßigsten liest man wieder die Maximalamplitude ab, um die Einwirkung des Störpegels gering zu halten) eine Statistik durchzuführen und anhand dieser zu prüfen, ob bestimmte Richtungen sich häufen. Die vorgeschlagene Ortung ist der Erscheinungsnatur der Mikroseismik an-

gepaßt. Sie geht davon aus, daß die Gesamterscheinung aus einer Menge von gesondert zu betrachtenden Einzelerrscheinungen zusammengesetzt ist; daher muß jede Einzelerrscheinung für sich gemessen werden, und erst die Summe dieser Einzelmessungen ergibt wieder eine Aussage über die Gesamterscheinung. Die durchgeführte Statistik der einzelnen Richtungen bestimmt eventuell vorhandene bevorzugte Entstehungsgebiete.

c) Vergleich der neuen Ortungsmethode mit der alten

Die Unterschiede zur bisherigen Richtungsbestimmung nach dem Quotientenverfahren sind folgende:

1. Ist ein Haupterregungsgebiet vorhanden, so wird man jetzt ein Häufungsmaximum in Richtung des Haupterregungsgebietes erhalten, dessen Richtung mit der nach der alten Methode erhaltenen übereinstimmen muß. Da nach beiden Verfahren, wie später näher gezeigt wird, fast dieselben Maximalamplituden abgelesen werden, so ist es – gibt es lediglich ein Erregungsgebiet – für die Ortung gleich, ob man die Amplituden erst mittelt und dann das Verhältnis bildet oder ob man unmittelbar erst die Verhältnisse bildet und dann diese statistisch

ordnet, denn sind $\frac{A_{N1}}{A_{E1}} \dots \frac{A_{Ni}}{A_{Ei}}$ die Amplitudenverhältnisse der Maximal-
 komponenten innerhalb der Einzelstörungen, so sind diese gleich $\frac{\sum_i A_{Ni/i}}{\sum_i A_{Ei/i}} =$
 $= \frac{\bar{A}_N}{\bar{A}_E}$ den Ausgangswerten für das Verfahren von Menzel-Westerhausen.

Das neue Verfahren gibt eine Vorzugsrichtung durch eine Häufung bestimmter Winkel, dasjenige von Menzel-Westerhausen einen Richtungswinkel α durch Konstruktion einer Ausgleichsgeraden. Der Einfluß des Störpegels ist im ersten Falle erkennbar durch die mehr oder minder große Ausprägtheit von einer statistisch gesicherten Vorzugsrichtung, im zweiten Falle durch die Größe von $\Delta \alpha$, dem nach dem Ausgleichsverfahren berechneten Fehler von α .

2. Es werden zwei Haupterregungsgebiete angenommen. Ferner wird vorausgesetzt, daß die erweiterte obige Zusatzbedingung gilt, daß die Überlagerungswahrscheinlichkeit zweier Einzelstörungen aus verschiedenen Erregungsgebieten gering ist. In diesem Falle kann man voraussetzen, daß das eine Erregungsgebiet der Hauptstörpegel für das andere Erregungsgebiet ist. Die Unterschiede der Ablesungsverfahren treten jetzt deutlich hervor. Bei der neuen Annahme müssen zwei Häufungsmaxima der Richtungswinkel auftreten. Bei dem Ortungsverfahren

von Menzel-Westerhausen ergibt sich nur eine mittlere Richtung ohne Unterscheidungsaussage. Die gewünschte Erkenntnis, wo die Mikroseismik erzeugt wird, wird also durch die angegebene Art der Ortung erreicht. Das Verfahren hat ferner den Vorteil zu unterscheiden, ob verschiedene Wellentypen vorhanden sind, denn Wellen, die senkrecht oder parallel zur Fortpflanzungsrichtung schwingen, ergeben, wenn die Störungen nicht aus einer 45° Richtung die Station erreichen, verschiedene Amplitudenverhältnisse.

IV. Prüfung der Anwendbarkeit der Ortungsmethode

Es ist zu prüfen, ob die Möglichkeit besteht, daß die Mikroseismik sich aus diskontinuierlichen Einzelstörungen zusammensetzt, die aus dem Erregungsgebiet auslaufen. Markante Erscheinungsformen der mikroseismischen Stürme sind die Gruppen. Die Gruppen zeichnen sich in dem unregelmäßigen Bild der Mikroseismik aus durch ihr sinusförmiges Schwingungsbild und durch die Größe der Amplituden; die großen Amplituden findet man fast immer in den Gruppen. Man kann diese Aussage, große sinusförmige Bewegung, direkt als Definition einer Gruppe ansehen. Die Anzahl der Gruppen schwankt in Hamburg zwischen 20-50 in der Stunde auf jeder Komponente. Bei ansteigenden Amplituden steigt im allgemeinen auch die Zahl der auftretenden Gruppen. (Im Hauptteil eines Sturmes tritt also ungefähr in fast jeder Minute eine Gruppe auf. Es werden daher, betrachtet man einen Zehn-Minuten-Abschnitt, nach dem Verfahren von Menzel-Westerhausen stets die Maximalkomponenten fast aller Gruppen abgelesen und einige nicht sinusförmige Amplituden (siehe III c 1). Die Dauer einer Gruppe beträgt 18-60 sec wenn man zur Definition der Gruppe als unterste Grenze drei sinusförmige Schwingungen annimmt. In mehr oder minder starker Ausprägung hat man die Gruppenbildung überall dort festgestellt, wo man Mikroseismik beobachtet hat [17]; man kann daher annehmen, daß sie ein wesentliches Merkmal der mikroseismischen Stürme ist. Wegen ihrer äußeren Gestalt werden die Gruppen oft als Schwebung bezeichnet und ihre Entstehung auch so erklärt (Bungers [12]). Jensen [17] untersuchte den Gruppenabstand in Kopenhagen und Scoresbysund und gab die Häufigkeit der Abstände an. Nach dieser Verteilungskurve ist es unwahrscheinlich, daß die Gruppen Schwebungen zweier sich kontinuierlich überlagernder Störungen sind, da in einem solchen Falle unter der Voraussetzung zweier sich überlagernder permanenter Sinuswellen der Abstand der Gruppen ungefähr gleich sein müßte, was nicht der Fall ist. Es ist hieraus zu schließen, daß man nicht anzunehmen braucht, die Mikroseismik würde kontinuierlich in einem oder mehreren Gebieten erzeugt und ebenfalls kontinuierlich lediglich von einem Störpegel überlagert ausgestrahlt. Es steht daher

nichts im Wege, die Gruppe als die für die vorgeschlagene Ortung benötigte diskontinuierlich erzeugte und ausgestrahlte Einzelstörung anzusehen.

V. Durchführung der Ortung

Es wird daher folgende Arbeitshypothese aufgestellt: Die Mikroseismik setzt sich aus Einzelstörungen zusammen, die auf dem Seismogramm als Gruppen erscheinen. Um die gewünschten Vorzugsrichtungen zu erhalten, wird daher während eines Sturmes die Maximalamplitude jeder auf einer der beiden Komponenten zu beobachtenden Gruppe und die zeitlich zugehörige Amplitude auf der anderen Komponente abgelesen und direkt das Verhältnis $A_n : A_e$ gebildet. Faßt man die einzelnen hieraus folgenden Richtungen von 0° zu 0° zusammen und trägt diese Werte ausgedrückt in Prozenten von n (der Gesamtheit) über der in 5° -Intervalle eingeteilten Abszisse auf der Ordinate ab, so erhält man die nötige statistische Verteilung, die die geforderte Auskunft über eine eventuell vorhandene Vorzugsrichtung gibt.

Es wird eine statistische Ortung durchgeführt, wie es Strobach mit Hilfe eines Vektorseismographen gemacht hat, nur, daß hier nicht von den Schwingungsellipsen ausgegangen wird, sondern von den Maximalamplituden der Gruppen der einzelnen H -Komponenten, denen eine ausschlaggebende Bedeutung beigelegt wird. Prinzipiell wird bei Strobach als auch hier die Anschauung vertreten, daß die Mikroseismik sich aus einzelnen physikalischen Vorgängen zusammensetzt, von denen jeder für sich allein gemessen werden muß. Die hier durchgeführte Ablesung beschränkt die Aussage auf einzelne Registrierbilder und kann daher nicht so umfassend sein wie die von Strobach, hat aber dafür den Vorteil, daß man auf das bereits bestehende Stationsnetz zurückgreifen kann.

Geortet wurde von Hamburg, Kopenhagen und Kiruna. Kopenhagen und Hamburg liegen besonders günstig für die Untersuchung. Der Vermutung nach liegen die wahrscheinlichen Erregungsgebiete fast ganz in einem Quadranten; dadurch wird die Vierdeutigkeit des Quotientenverfahrens weitgehend aufgehoben. Von Hamburg aus gesehen liegt der schottisch-irische Herd — falls vorhanden — zwischen 0° bis ungefähr 40° , der norwegische ungefähr zwischen 65° bis 90° , die offene Seelücke beträgt ca. 25° . Von Kopenhagen aus gesehen liegt Schottland zwischen 0° und ungefähr 30° , Norwegen zwischen 45° und 90° . Die Seelücke beträgt 15° . (Alle Winkel sind von West nach Nord gemessen.) Sind Küsteneffekte vorhanden, so müssen sich die Verteilungskurven fast spiegelbildlich gleichen, die Maxima von Kopenhagen müssen nur näher aneinandergerückt sein.

Von Kiruna aus gesehen liegt fast die gesamte norwegische Küste zwischen SW-NW, das bedeutet, daß die aus der Quotientenbildung sich ergebenden Rich-

tungswinkel sich zwischen 0° - 45° häufen müssen, wenn nicht nach der Wetterkarte aus Nordnorwegen, von Kiruna aus betrachtet von NW - NE, starke Störungen zu erwarten sind. Das Verfahren kann nicht entscheiden, aus welchem Quadranten die Störungen kommen, will man dieses wissen, muß man Schwingungsellipsen konstruieren. Die obigen Betrachtungen gelten für den Fall, daß die Wellen parallel zur Fortpflanzungsrichtung schwingen, daß also die aus der Quotientenbildung folgenden Richtungen direkt zum Entstehungsort weisen. Die günstige geographische Lage von Kiruna zur norwegischen Küste läßt sofort zu, zu prüfen, ob auch Wellen auftreten, die senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung schwingen. Diese täuschen dann Herkunftsrichtungen zwischen 45° - 90° vor, d.h. aus S-SW bzw. NW-N. Die Ortungsmethode in Verbindung mit der geographischen Lage von Kiruna gibt unmittelbar erst Auskunft über eine strittige Frage. Aus der Verteilungskurve der Richtungen für Hamburg und Kopenhagen kann unter Berücksichtigung der zu erwartenden Streuung keine Aussage dieser Frage gegeben werden, da z.B. Love - Wellen von der norwegischen Küste ungefähr denselben Quotienten bilden wie Rayleigh - Wellen von der schottischen Küste und umgekehrt.

Um Mißverständnissen zu begegnen: Das Verfahren gestattet es lediglich, die Herkunftsrichtung der großen sinusförmigen Bewegung zu bestimmen, nicht aber der übrigen, nicht sinusförmigen Bewegungen, wenn auch vielleicht geschlossen werden darf, daß diese zum großen Teil ebenfalls in dem Gebiet entstehen, wo die Gruppen erzeugt werden.

Wenn bei der Diskussion der einzelnen Stürme von Mikroseismik gesprochen wird, soll, wenn nicht ausdrücklich anderes erwähnt wird, nur diese Gruppenseismik verstanden werden.

Über die Entstehungsart der Gruppen kann auf Grund der Ortung natürlich keine Aussage gemacht werden, man kann annehmen, daß sie die Folgen von Interferenzsystemen nach der Theorie von Longuet - Higgins sind.

Im folgenden Teil werden die fünf untersuchten mikroseismischen Stürme behandelt. Bei Sturm 1 und 2 wurde nur von Hamburg und Kopenhagen aus geortet, bei Sturm 3, 4 und 5 - drei ausgezeichnete Wetterlagen - von Hamburg, Kopenhagen und Kiruna. An Instrumenten wurde benutzt: Wiechert für Hamburg, Galitzin für Kopenhagen und Kiruna.

	NS	EW	Z	
Hamburg	8,4	7,8	-	To. sec
Kopenhagen	12,6	12,5	-	
Kiruna	13,1	12,1	11,4	

VI. Ortung, Ergebnisse und Besprechung der einzelnen Stürme

Sturm 1

Ein Tiefdruckgebiet 965 mb liegt vor der nordnorwegischen Küste und füllt sich langsam auf. Nordwestlich Irlands bildet sich ein neues flaches Tief, das schnell nach Osten abzieht (Abb. 1). Der mikroseismische Sturm dauert vom

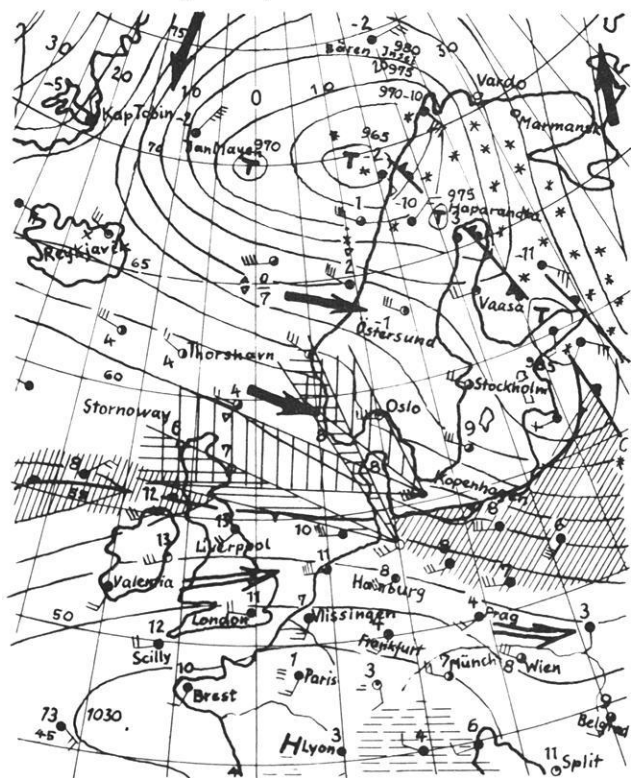


Abb. 1: 6. XII. 55 13^h

6. 12., 14 Uhr, bis 7. 12., 10 Uhr, solange die Luftströmung senkrecht zur nordnorwegischen Küste steht. Kopenhagen konnte wegen des Ausfalles einer Komponente nicht während der ganzen Zeit abgelesen werden. Die Abbildungen (2, 3) veranschaulichen das Ergebnis. Die statistische Ortung ergibt sowohl für Hamburg als auch für Kopenhagen zwei Maxima, für Hamburg zwischen 25° bis 35° und 65° bis 75° , für Kopenhagen zwischen 15° bis 35° und 50° bis 75° . Die Peilstrahlen schneiden sich an der nordnorwegischen und schottischen Küste. Die Vorzugsrichtungen von Hamburg sind deutlich verschieden von denen von Kopenhagen.

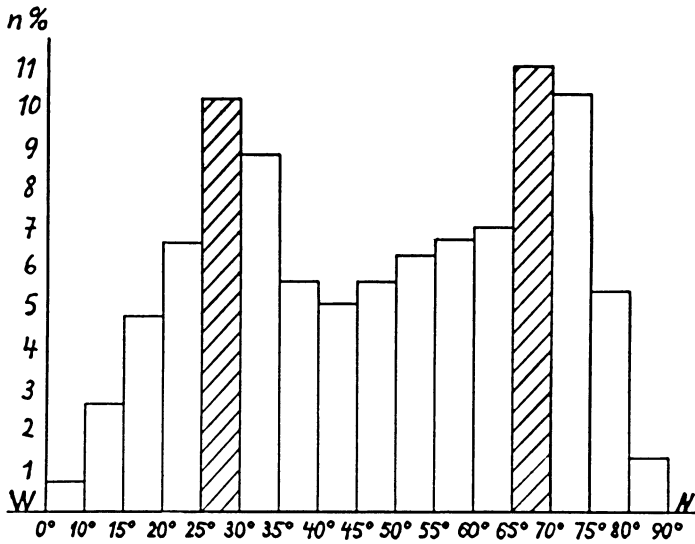


Abb. 2: Hamburg, 6. XII. 55 14^h - 7. XII. 55 10^h, n = 1099

gen. Die beiden Maxima in Kopenhagen liegen wie auf Seite 215 gefordert, enger zusammen. Es sei bemerkt, daß die beiden Vorzugsrichtungen sowohl in Hamburg als auch in Kopenhagen gleichzeitig entstehen. Eine zeitliche Bevorzugung einer Richtung konnte weder bei diesem Sturm noch bei den folgenden beobachtet werden.

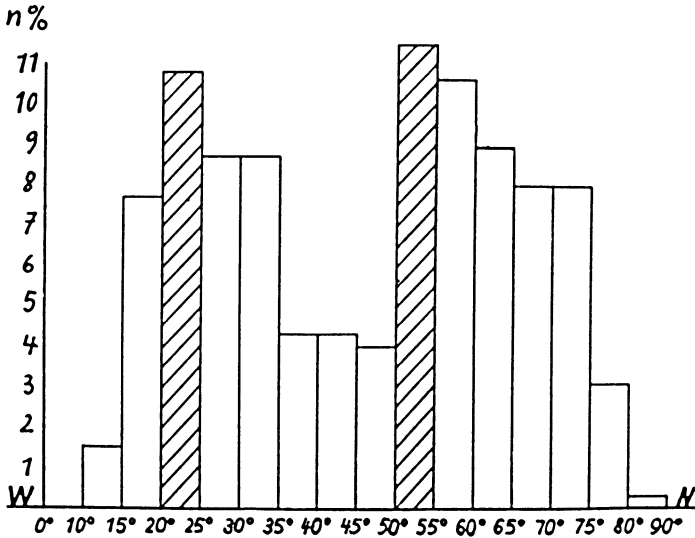


Abb. 3: Kopenhagen, 6. XII. 55 14^h - 22^h, n = 350

Sturm 2

Ein Tiefdruckgebiet 985 mb liegt vor der nordnorwegischen Küste und zieht langsam nach Osten ab (Abb. 4). Die Bodenunruhe ist in Hamburg und Kopenhagen stark vom 8. 12., 10 Uhr bis 9. 12., 8 Uhr. Die während dieser Zeit durch-

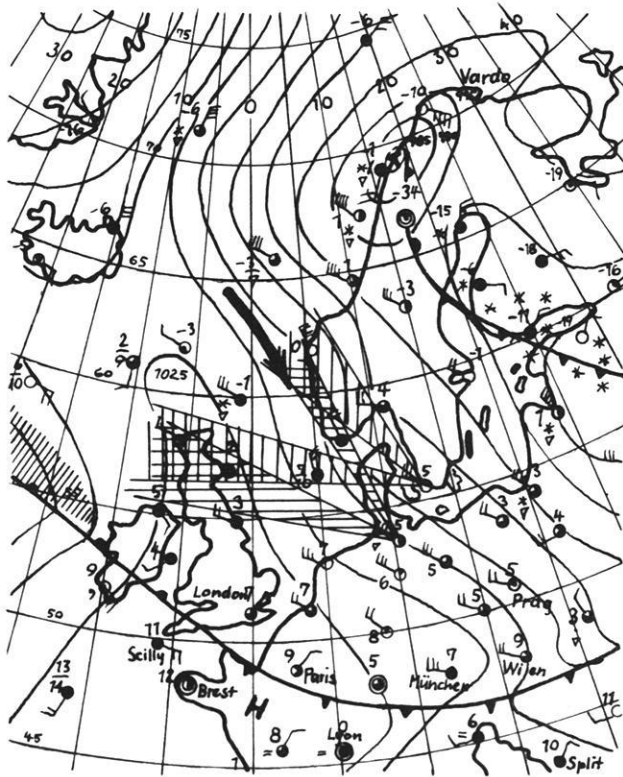


Abb. 4: 8. XII. 55 13^b

geführte Ortung ergibt für Hamburg ein 1. Maximum zwischen 20° bis 35° und 2. zwischen 65° bis 75° in Kopenhagen zwischen 15° bis 30° und zwischen 50° bis 75° (Abb. 5, 6). Sieht man von geringfügigen Änderungen ab, so zeigen Sturm 1 und 2 ein gleiches Ortungsergebnis. Die Peilstrahlen schneiden sich an der norwegischen und schottischen Küste, die daher als die Haupterregungsgebiete der Mikroseismik für die Stationen Hamburg und Kopenhagen betrachtet werden können. Bei beiden Stürmen ist ferner der χ^2 Test angewandt worden, der mit einer Sicherheit $S > 99,9\%$ ergibt, daß keine Zufallsverteilung vorliegt, das heißt, daß der Kurvenverlauf als gesichert anzusehen ist.

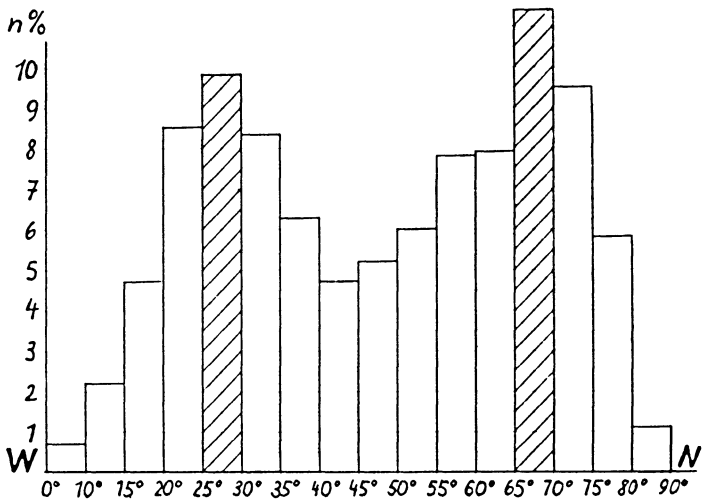


Abb. 5: Hamburg, 8. XII. 55 10^h - 9. XII. 55 8^h, n = 1034

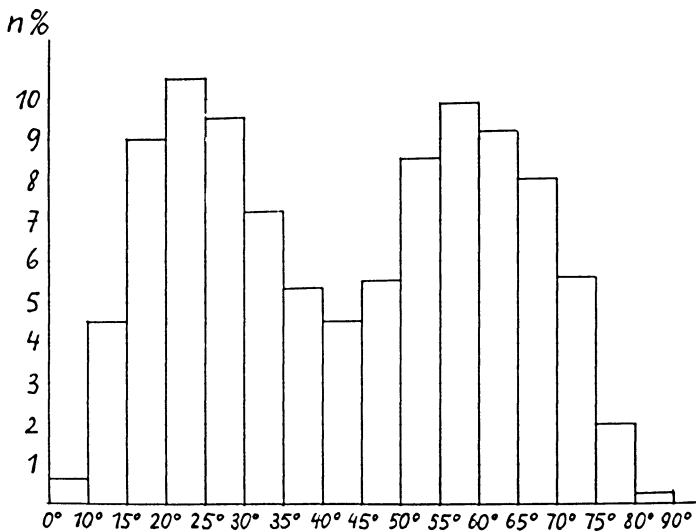
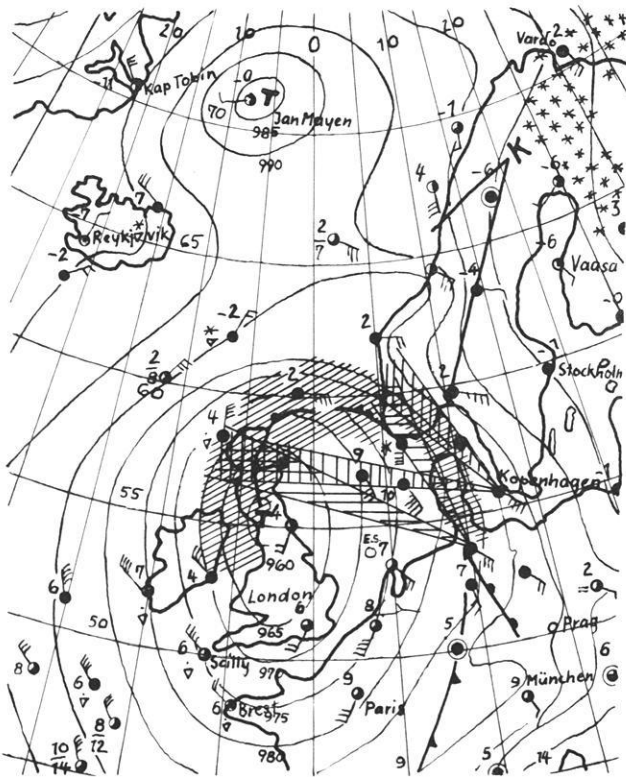


Abb. 6: Kopenhagen, 8. XII. 55 10^h - 9. XII. 55 8^h, n = 735

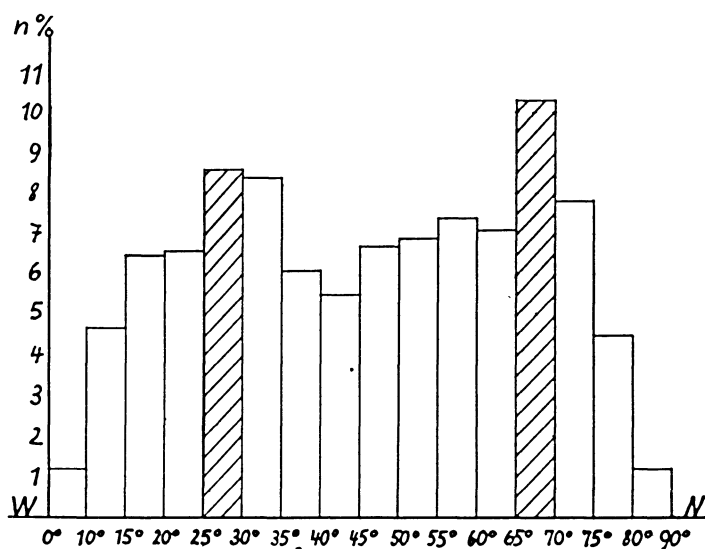
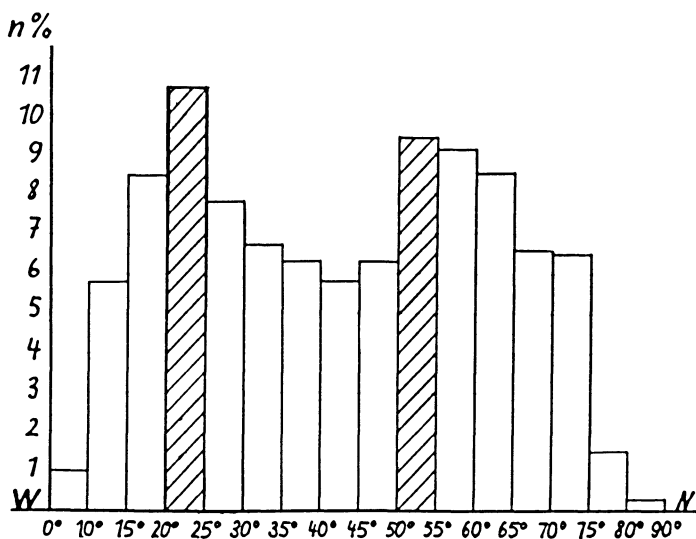
Sturm 3

Ein Tiefdruckgebiet 960 mb zieht vom Südwestausgang des Kanals sich verflachend über England nach Norden ab (Abb. 7). Die Bodenunruhe steigt sehr schnell gleichzeitig in Hamburg und Kopenhagen an und fällt auch wieder sehr schnell ab. Die größte Unruhe dauert vom 9. 12., 1 Uhr bis 15 Uhr, also wäh-

Abb. 7: 9. XII. 54 13^h

rend der Zeit, als der Kern der Zyklone über England liegt. Es wurden in Hamburg, Spitzenamplituden von 18μ gemessen. Bis 40 Gruppen pro Stunde und pro Komponente konnten in Hamburg abgelesen werden. Dementsprechend muß natürlich wegen der jetzt größeren Wahrscheinlichkeit, daß zwei Wellengruppen aus verschiedenen Richtungen gleichzeitig eintreffen, die Überlagerungswahrscheinlichkeit größer sein. Tatsächlich sind die Maxima sowohl in Hamburg als auch in Kopenhagen viel weniger gut ausgebildet als sonst (s. Abb. 8, 9). Die Sicherheit S , daß keine Zufallsverteilung vorliegt, ist aber auch hier größer als 99,9%. Die Peilstrahlen schneiden sich sehr gut in den Küstengebieten, die deshalb auch hier als die Hauptunruhegebiete des mikroseismischen Sturmes angenommen werden.

Zum Vergleich ist für Hamburg die Ortung nach Menzel-Westerhausen durchgeführt worden (Abb. 10). Die Entwicklungsphasen sind deutlich in der Abbildung erkennbar. Zu Beginn häufen sich die Werte um 45° (nicht ortbar), dann wächst die Ost-West-Komponente stark, anschließend die Nord-Süd-Komponen-

Abb. 8: Hamburg, 9.XII.54 1ⁿ - 15ⁿ, n = 1187Abb. 9: Kopenhagen, 9. XII. 54 1^h - 15^h, n = 1005

te. Die Ortung nach Menzel-Westerhausen kann nun zur Stützung des neuen Ortungsergebnisses so interpretiert werden, daß die Amplitude der Bodenunruhe gemäß der Zugrichtung des Tiefdruckgebietes an der Süd-norwegischen Küste später ansteigen als an der schottisch-irischen Küste.

Kiruna zeigt ein anderes Bild als Hamburg und Kopenhagen. Die Amplituden und daher auch die Gruppenbildung sind schwach, so daß nur die Hälfte der Hamburger Werte abgelesen werden konnte (Abb. 11). Es ist daraus zu schließen, daß süd-norwegische Küsteneffekte nur eine geringe Bodenunruhe in Kiruna hervorrufen. Die Verteilungskurve zeigt einen fast geschlossenen Maximalbereich zwischen 20° bis ungefähr 70° . Da ein Maximum zwischen 20° bis ungefähr 55° ausreichend wäre, um die ganzen in Frage kommenden Erregungsgebiete einzuschließen, wurde die Z-Komponente zur Erklärung der Häufigkeiten zwischen 55° bis 70° herangezogen. Zu jedem ermittelten H-Wert wurde die zeitliche zugehörige Z-Amplitude abgelesen und von 5° zu 5° gemittelt und ebenfalls eingetragen. Ab 55° fallen die Mittelwerte von Z sprunghaft ab, gerade bei der Richtung, bei der dem Ergebnis von Hamburg und Kopenhagen nach die Grenze des Unruheherdes liegen müßte. Hieraus könnte man folgern, daß die Bodenunruhe in Kiruna auch zu einem beträchtlichen Teil Wellen enthält, die senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung schwingen (z.B. Love-Wellen, weil Z-Komponente schwach). Nimmt man dies an, so müßte zur Richtungsbestimmung nicht unbedingt immer der Winkel α , sondern manchmal auch der Winkel $90 - \alpha$ genommen werden. Die

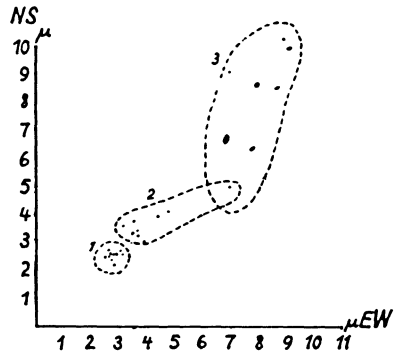


Abb. 10

Erregungsgebiete einzuschließen, wurde die Z-Komponente zur Erklärung der Häufigkeiten zwischen 55° bis 70° herangezogen. Zu jedem ermittelten H-Wert wurde die zeitliche zugehörige Z-Amplitude abgelesen und von 5° zu 5° gemittelt und ebenfalls eingetragen. Ab 55° fallen die Mittelwerte von Z sprunghaft ab, gerade bei der Richtung, bei der dem Ergebnis von Hamburg und Kopenhagen nach die Grenze des Unruheherdes liegen müßte. Hieraus könnte man folgern, daß die Bodenunruhe in Kiruna auch zu einem beträchtlichen Teil Wellen enthält, die senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung schwingen (z.B. Love-Wellen, weil Z-Komponente schwach). Nimmt man dies an, so müßte zur Richtungsbestimmung nicht unbedingt immer der Winkel α , sondern manchmal auch der Winkel $90 - \alpha$ genommen werden. Die

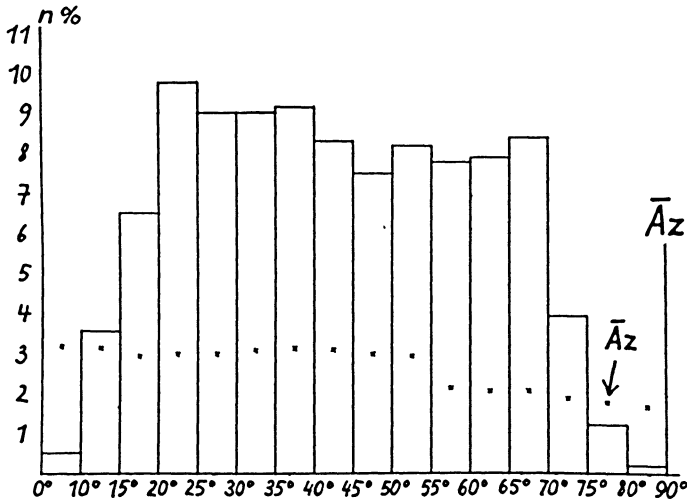


Abb. 11: Kiruna, 9. XII. 54 1^h - 15^h, n = 571

Häufungsverteilung der Richtungen und die Verteilung der Mittelwerte von Z bestimmen, wann der eine oder der andere Winkel genommen werden muß unter der Voraussetzung, daß Love- oder SH -Wellen mit sehr schwacher Z -Komponente tatsächlich vorhanden sind. In unserem Falle gilt dann für die Richtungsbestimmung der Werte zwischen 55° bis 90° nicht direkt dieser Winkel, sondern der Winkel 35° bis 0° . Da diese Erklärung unter Wahrung der Voraussetzung

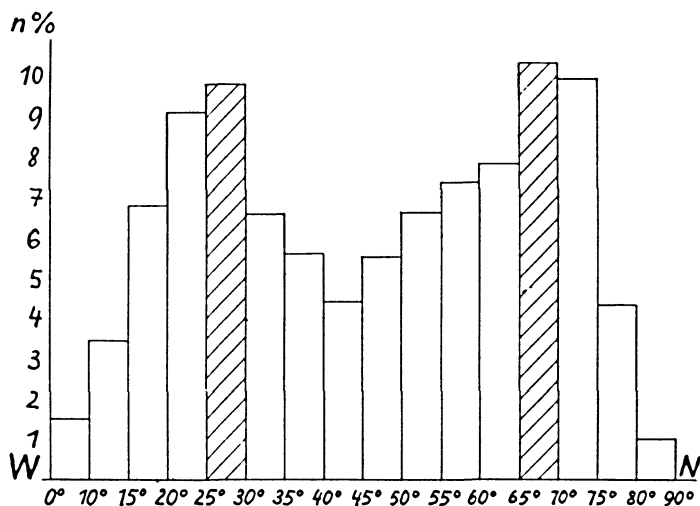


Abb. 12: Hamburg, 9. XII. 54 15^h - 10. XII. 54 8^h, $n = 805$

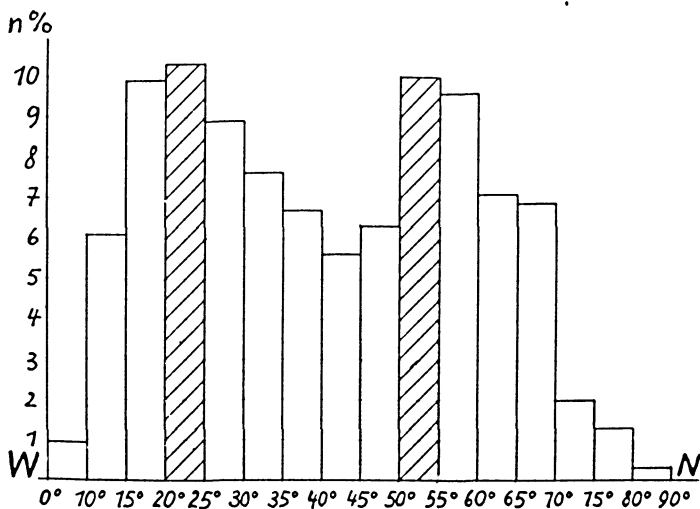


Abb. 13: Kopenhagen, 9. XII. 54 15^h - 10. XII. 54 8^h, $n = 798$

zwanglos die Ergebnisse der Ortung von den einzelnen Stationen zu koordinieren erlaubt, wird zur Überprüfung auch bei den folgenden Stürmen die Z-Komponente von Kiruna herangezogen.

Für Hamburg und Kopenhagen wurden zusätzlich vom 9.12., 10 Uhr, bis 10.12., 8 Uhr, Ablesungen durchgeführt (Abb. 12, 13). Bei abnehmenden Amplituden und schwächer werdender Gruppenbildung treten die Überlagerungserscheinungen wieder zurück. Die Maxima und Minima sind wieder ausgeprägter. Von Kiruna aus konnte nicht mehr geortet werden, da die Bodenunruhe bereits zu gering war.

Sturm 4

Ein Tiefdruckgebiet 970 mb zieht zwischen Island und Schottland in die norwegische See und bleibt dort liegen (Abb. 14). Die Gruppenbildung in Hamburg und Kopenhagen ist sehr gut, so daß mit guten Ortungsergebnissen zu rechnen ist. Der Wetterlage nach ist die Möglichkeit gegeben, daß auf dem Meere nach der Theorie von Longuet-Higgins Mikroseismik erzeugt wird. Die Ortung er-

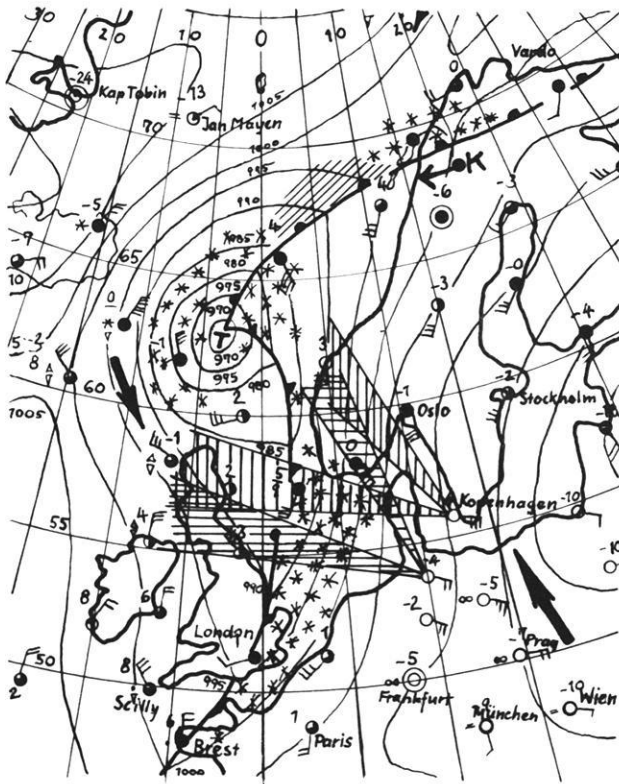


Abb. 14: 7. II. 54 13^h

gibt aber gerade bei dieser Wetterlage sehr gut ausgeprägte Extremwerte in Hamburg und Kopenhagen, so daß wieder geschlossen werden kann, daß die Entstehungsgebiete der Mikroseismik die norwegische und schottische Küste sind (Abb. 15, 16).

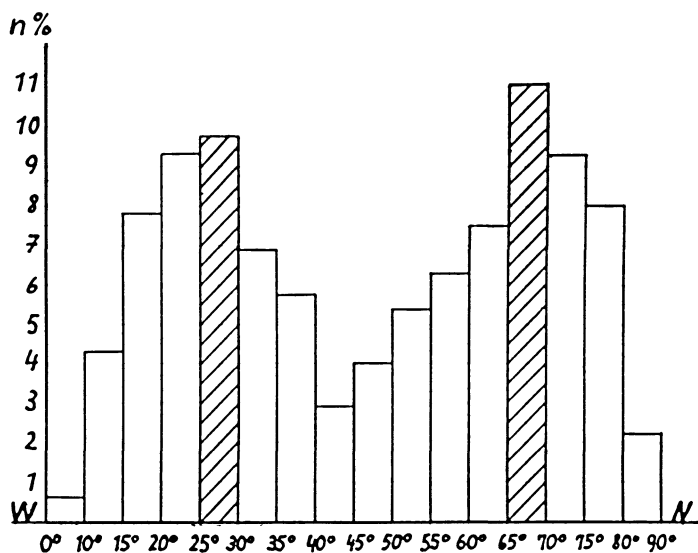


Abb. 15: Hamburg, 6. II. 54 20^h - 8. II. 54 20^h, $n = 1892$

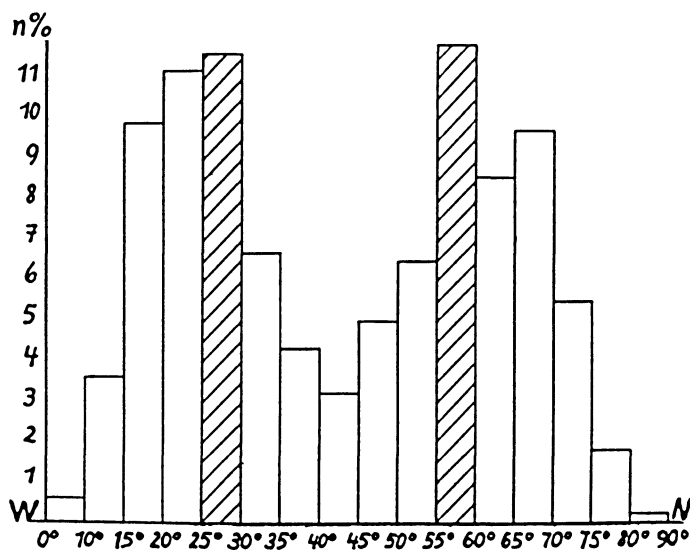


Abb. 16: Kopenhagen, 6. II. 54 20^h - 8. II. 54 7^h, $n = 1096$

Für Hamburg wurde auch nach Menzel-Westerhausen geortet. Die Abbildung 17 zeigt wie bei Sturm 3 das zeitweilige starke Ansteigen der Nord-Süd-Komponente. Die Wanderung des Peilstrahls von West nach Nord kann wieder als Bestätigung des neuen Ortungsergebnisses angesehen werden.

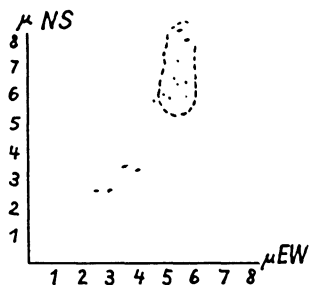


Abb. 17

Der mikroseismische Sturm ist ebenfalls in Kiruna sehr stark mit ausgeprägter Gruppenbildung. Die Küstengebiete in denen die Unruhe erzeugt werden soll, liegen zwischen SW-W. Mit dieser Forderung stimmt das Ortungsergebnis überein (Abb. 18). Das relative Maximum zwischen 50° bis 70° könnte wieder durch Love- bzw. horizontale Scherungs-Wellen erklärt werden. Richtungsmäßig decken sich dann die Werte in diesem Bereich mit denen zwischen 20° bis 40° . Die Z-Komponente spricht ebenfalls wieder für diese Möglichkeit. Beachtlich sind besonders die Unterschiede von Z zwischen 0° bis 10° und 80° bis 90° . Unter Annahme von Love- bzw. SH-Wellen für Kiruna können also wieder die Ergebnisse aller drei Stationen in Einklang gebracht werden.

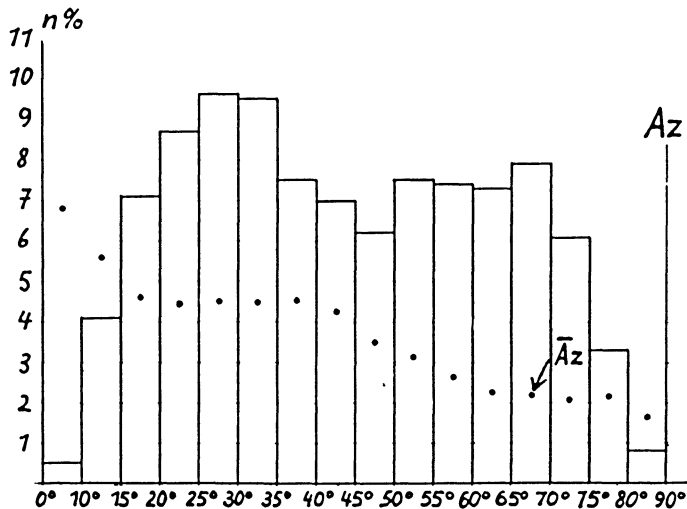


Abb. 18: Kiruna, 6. II. 54 20^h - 8. II. 54 13^h, n = 2034

Die Vermutung wird des weiteren bestätigt, wenn man nachweisen kann, daß die Mehrzahl der Schwingungsfiguren in den Gruppen in Kiruna zur Zeit der Ableseung, also im Maximum, linear polarisiert sind. Es wurden daher im Hauptteil des Sturmes einige horizontale Schwingungsbilder gezeichnet. Es wurden im-

mer Zeitpunkte gewählt, die auch bei der Quotientenbildung benutzt wurden. Die Schwingungsbilder zeigen stets die Maximalamplitude einer Gruppe. Abbildung 19 zeigt einige charakteristische Beispiele von Schwingungsfiguren aus insgesamt 170 gezeichneten, wenn man von der Nord-Süd-Komponente, Abbildung 20, wenn man von der Ost-West-Komponente ausgeht. Die Schwingungsfiguren in Abbildung 19 besitzen eine geringe Z -Komponente, die in Abbildung 20 eine

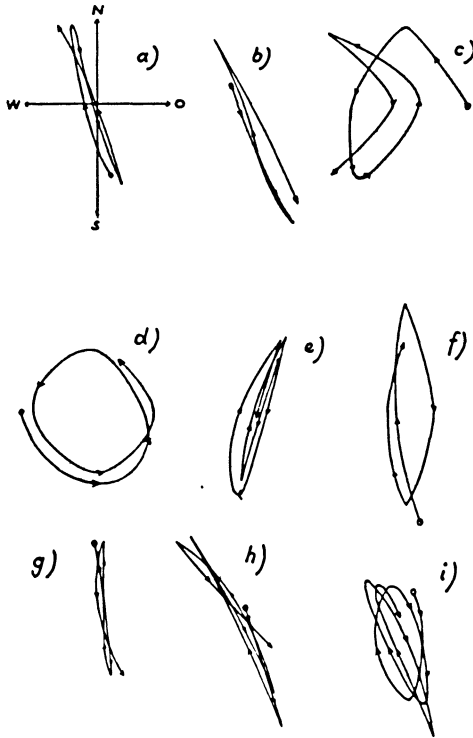


Abb. 19

große. Die in Abbildung 19 c, d gezeigten Figuren sind selten und betragen nicht mehr als 5%. Hieraus ist zu folgern, daß man als Grundform linear polarisierte Wellen annehmen kann. Abbildung 21 zeigt die Richtungsverteilung nach den gezeichneten Schwingungsfiguren, und zwar wenn man gemäß Strobach die Häufungen der Richtungen der großen Achsen bestimmt. Diese Art der Ortung muß natürlich das Quotientenergebn verschärfen, da Schwingungsfiguren vom Typ Abbildung 20 e, j genau west-östliche Richtungen liefern, während bei dem Quotientenverfahren eine mittlere Richtung durch die nicht streng vorhandene Linearität entsteht. Die Diagramme der Abbildung 21 zeigen deutlich 2 senkrecht auf einander stehende Richtungsmaxima. Hiermit ist der Beweis erbracht,

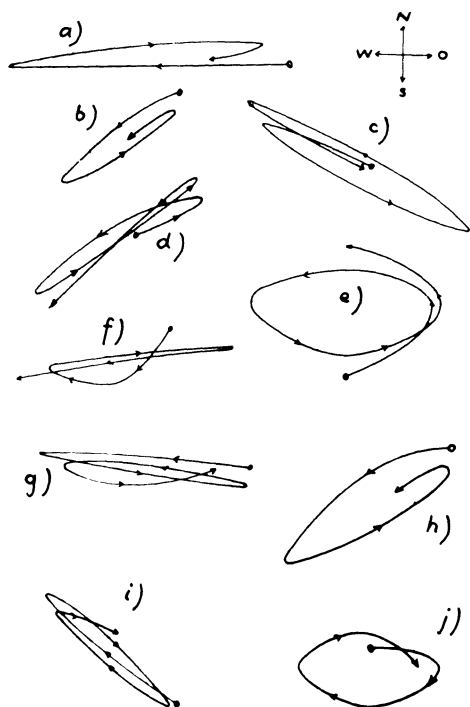


Abb. 20

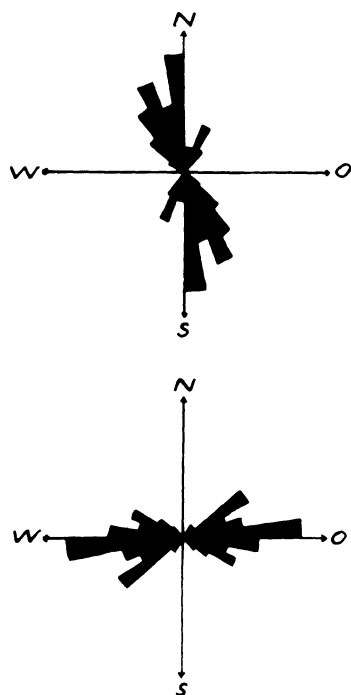


Abb. 21

daß die Mikroseismik in Kiruna sich aus zwei Wellenarten zusammensetzt, eine, die parallel zur Fortpflanzungsrichtung schwingt und eine große Z -Komponente besitzt und eine andere, die senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung schwingt und eine geringe, wahrscheinlich durch den Störpegel hervorgerufene Z -Komponente besitzt; denn diese Häufigkeitsverteilung, wie in Abbildung 21 dargestellt, im Zusammenhang mit einer so unterschiedlichen Z -Komponente kann nicht durch zwei Unruheherde erklärt werden, da die Wetterkarte in Nord-Norwegen nur geringe Winde angibt, und es allen Erfahrungen widerspricht, daß bei solchen Bedingungen nennenswerte Bodenunruhe erzeugt wird. Ob das Vorhandensein zweier Wellenarten unmittelbar bedingt ist durch die Art der Entstehung oder mittelbar eine Folge der geologischen Schichtung des Untergrundes (Gebirge) ist, kann hier nicht bestimmt werden.

Zur Lage des Erregungsherde ist zu sagen, daß dieser in dem Öffnungswinkel WSW bis WNW liegt. Haupterregungsgebiet dürfte demnach das Gebiet der Lofoten-Inseln sein.

Als notwendige Bedingung aus der obigen Folgerung ergibt sich, daß, wenn das Erregungsgebiet nicht nur zwischen SW und NW liegt, sondern auch zwischen NW und N, daß dann der kennzeichnende Abfall der Z - Komponente nicht mehr auftreten darf. Es wird daher im folgenden Sturm 5 ein Fall behandelt, bei dem nach der Wetterkarte die Wahrscheinlichkeit besteht, daß auch aus der NW - bis N - Richtung starke Störungen auftreten.

Sturm 5

Ein Tiefdruckgebiet 960 mb liegt vor der nordnorwegischen Küste (Abb. 22). Hamburg und Kopenhagen liefern wieder dieselben Ortungsergebnisse wie bei den

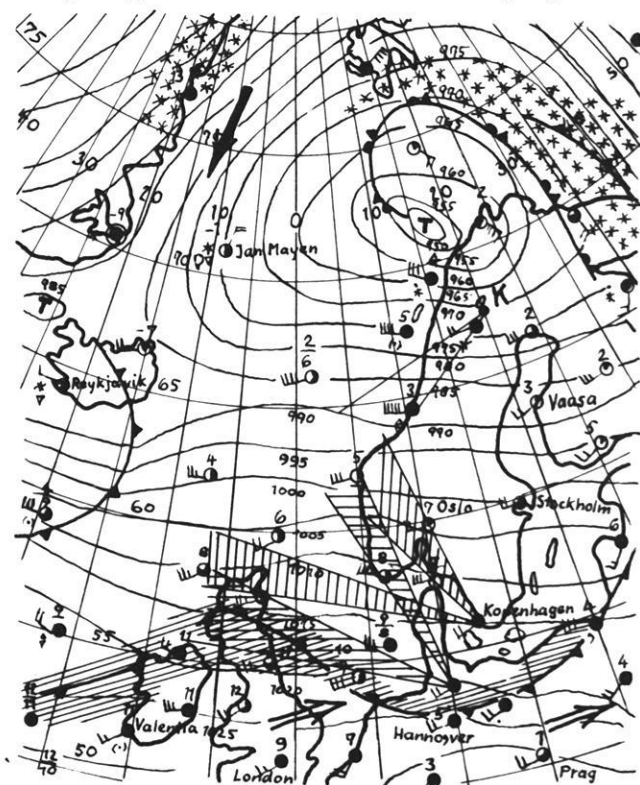
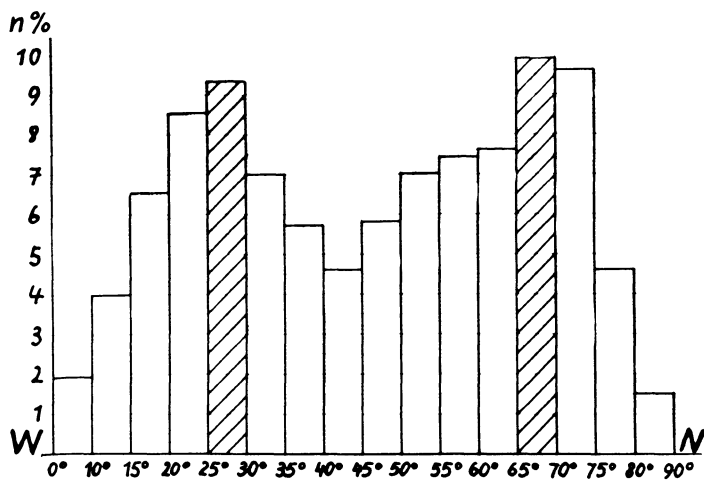
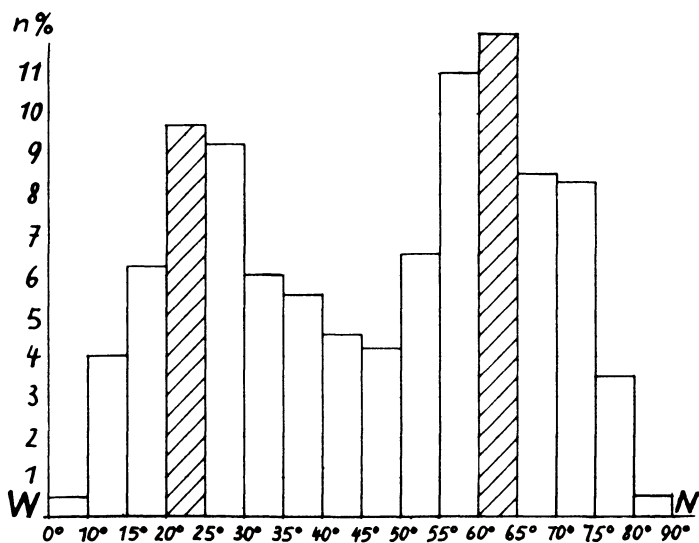


Abb. 22: 19. XII. 54 13^h

früheren Stürmen (Abb. 23, 24). Für Kiruna muß diese Wetterlage die Bestätigung des oben Gesagten bringen, da nun mit starken Störungen aus NW bis N zu rechnen ist. Die Z - Komponente zeigt tatsächlich starke Streuungen und nur noch einen geringen Abfall von 0° bis 90° , der mit der effektiven Küstenlänge und der Nordverschiebung des Sturmes im Einklang ist (Abb. 25). Wetterlage,

Abb. 23: Hamburg, 18. XII. 54 20^h - 19. XII. 54 13^h, n = 923Abb. 24: Kopenhagen, 18. XII. 54 20^h - 19. XII. 54 13^h, n = 399

Ortungsergebnis und Z -Komponente sprechen dafür, daß die Bodenunruhe in Kiruna an der Küste erzeugt und in Form von SH - und SV -Wellen bzw. den entsprechenden Oberflächenwellen wirksam ist, wenn man die Ergebnisse von Sturm 3 und 4 berücksichtigt. Der Sturm bestätigt, daß die Abnahme der Z -Komponente in Abhängigkeit vom Azimut durch die Wellennatur und die Lage des Erregungsgebietes verursacht wird.

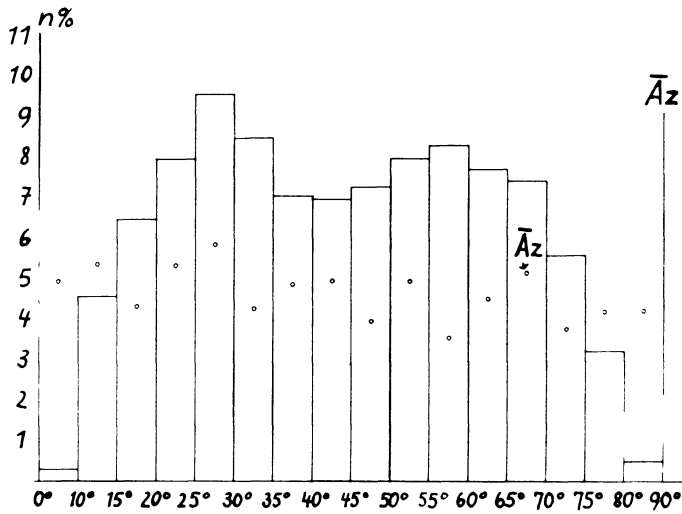


Abb. 25: Kiruna, 18. XII. 54 20^h - 19. XII. 54 13^h, $n = 770$

6. Zusammenfassung der Richtungsstatistik der einzelnen Stürme

Die Abbildungen 26, 27, 28 zeigen die Zusammenfassung der Richtungsverteilung aller fünf Stürme. Die Verteilungskurven sind geglättet, die individuellen Abweichungen der einzelnen Stürme verschwunden. Die Verschiebung der

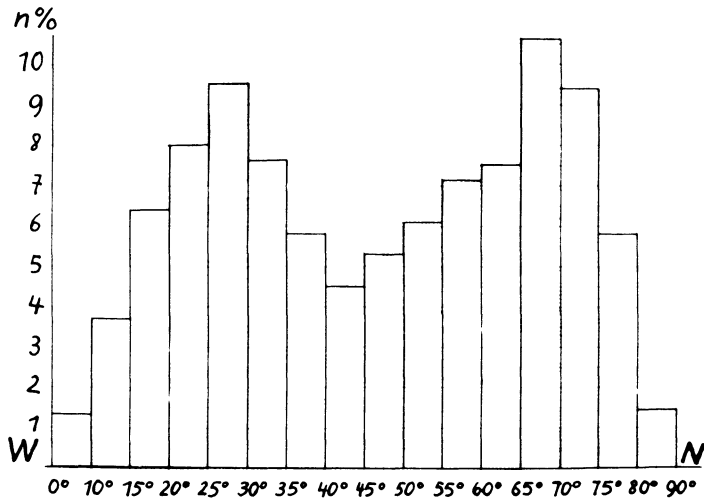
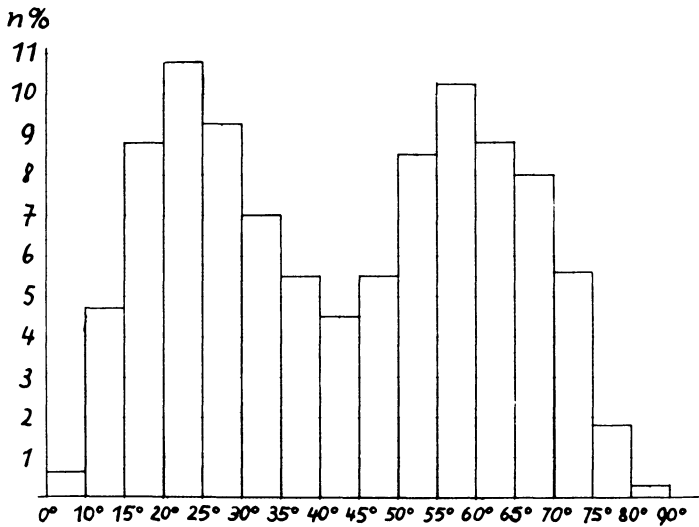
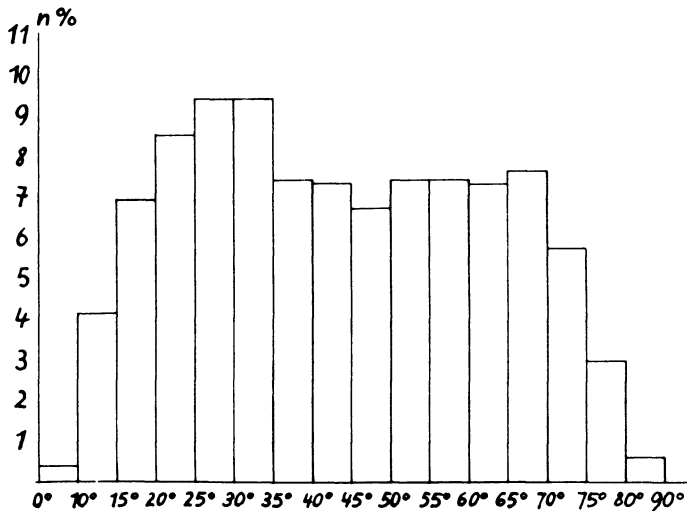


Abb. 26: Hamburg, $n = 6940$

Abb. 27: Kopenhagen, $n = 3984$ Abb. 28: Kiruna, $n = 3375$

Maxima von Hamburg im Verhältnis zu denen von Kopenhagen ist deutlich zu erkennen. Die Peilstrahlen schneiden sich sehr gut an den Küsten, die deshalb als Entstehungsgebiete der Gruppen betrachtet werden können (siehe Abb. 29). Die Verteilungskurve von Kiruna stimmt hiermit überein (Abb. 28). Das Hauptmaximum bestreicht die norwegische Küste, das Ne-

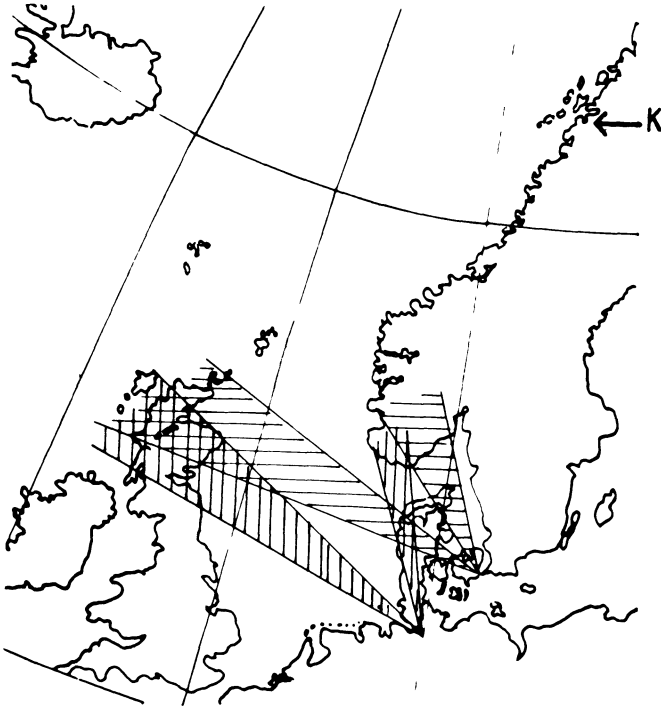


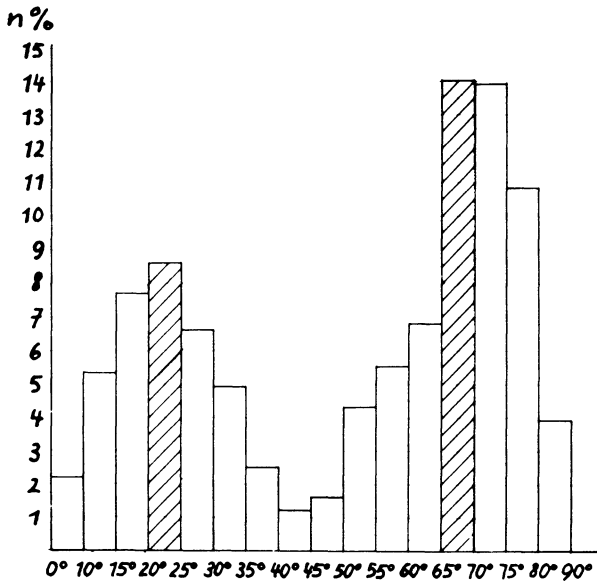
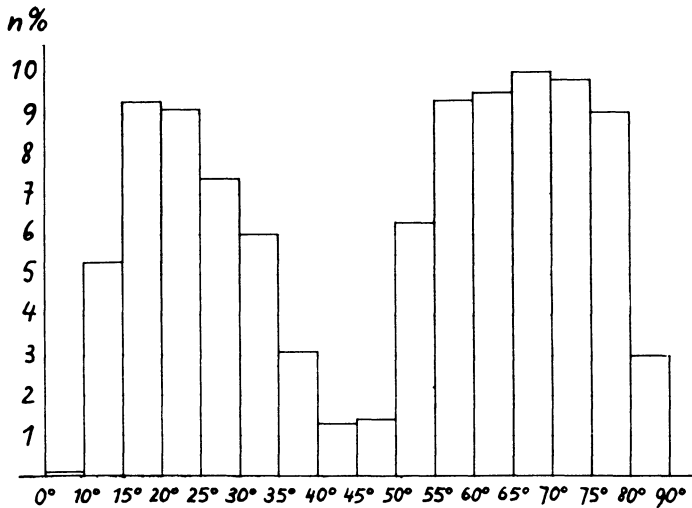
Abb. 29

benmaximum ist im wesentlichen zu erklären durch Wellen, die senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung schwingen (Love- bzw. *SH*-Wellen). Da nach Sturm 3 und 4 nur die zu Kiruna nahe gelegene Küste als Hauptunruhegebiet in Frage kommt, wurde der Einfachheit halber nur ein Pfeil in Richtung der Lofoten gezeichnet, dem Hauptunruhegebiet bei Sturm 4.

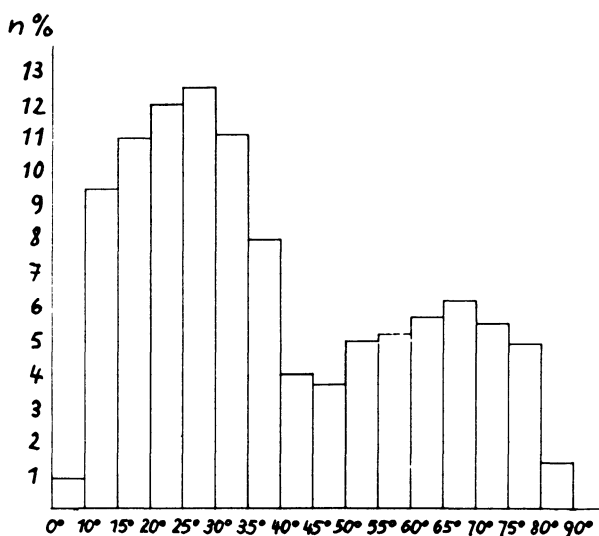
Aus den einzelnen Stürmen wurden fernerhin 10% der größten Amplituden ausgesucht (Abb. 30, 31, 32). Die Richtungsstörung durch Überlagerung muß jetzt geringer sein. Tatsächlich ist das Minimum in Hamburg und Kopenhagen extrem ausgebildet. Die stärksten Störungen in Hamburg und Kopenhagen kommen von der norwegischen Küste. Aus der Darstellung von Kiruna folgt, daß die Wellen, die parallel zur Fortpflanzungsrichtung schwingen, größere Amplituden haben als diejenigen, welche senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung schwingen.

VII. Begrenzung der Anwendbarkeit des Verfahrens

Das Ziel der Untersuchung war, eine eindeutige Aussage über die Herkunft der Mikroseismik zu gewinnen. Die verschiedenen Wetterlagen, die benutzt wur-

Abb. 30: Hamburg, $n = 693$ Abb. 31: Kopenhagen, $n = 398$

den, ermöglichten es, verschiedene Herkunftsrichtungen zu erhalten. Sieht man von kleineren statistisch bedingten Unregelmäßigkeiten ab, so ergeben sich für Hamburg und Kopenhagen stets gleiche Vorzugsrichtungen. Diese schneiden sich

Abb. 32: Kiruna, $n = 393$

immer an der norwegischen und schottischen Küste. Die Annahme, die über die Natur der Mikroseimik gemacht worden ist, ist daher als vernünftig anzusehen, da das Ortungsverfahren, das auf dieser Annahme beruht, zu einem widerspruchsfreien Ergebnis führt. Die Ergebnisse von Kiruna zeigen aber deutlich die Grenzen der Ortungsmethode. Die Brauchbarkeit des Quotientenverfahrens für Hamburg und Kopenhagen beruhte ja zum Teil auf der Gunst der geographischen Lage von Norwegen und Schottland zu den beiden Stationen und damit auf der praktischen Unabhängigkeit davon, ob die Wellen senkrecht oder parallel zur Fortpflanzungsrichtung schwingen. Aus der Auswertung der Seismogramme von Kiruna folgt aber, daß mit großer Wahrscheinlichkeit mit dem Auftreten von zwei Wellentypen zu rechnen ist. Demgemäß sind alle Ortungen die lediglich die Horizontalquotienten benutzen, vorsichtig zu interpretieren. So sind ja die Ergebnisse von Hamburg und Kopenhagen nur so zu deuten, daß die Möglichkeit besteht, daß die Mikroseimik, die an den beiden Stationen beobachtet wird, sowohl an der norwegischen als auch an der schottischen Küste erzeugt wird, daß aber sehr wohl die Möglichkeit besteht, betrachtet man besonders die spiegelbildliche Gleichheit der Zehnprozentstatistik von Kiruna und Hamburg (Abb. 30, 32), daß die Mikroseimik im wesentlichen nur an der norwegischen Küste hervorgerufen wird, die Richtung Schottland also z.B. durch Love- bzw. SH-Wellen vorgetäuscht wird. Diese Betrachtung ändert natürlich nichts an dem Ergebnis, daß die beiden Küsten als Hauptherd der Bodenunruhe in Frage kommen, wohl aber daran zu entscheiden, ob beide Küsten gleichmäßig oder eine bevorzugt an der Erzeugung der Mikroseimik beteiligt sind. Zur Beantwortung dieser Frage

müssen andere Methoden benutzt werden, da die hier gezeigte einen zu großen Arbeitsaufwand erfordert. Als brauchbare Methode empfiehlt sich die stereoskopische Vektorregistrierung von Strobach [15]. Sie ermöglicht, verhältnismäßig schnell die benötigte große Anzahl von Registrierungen auszuwerten. Die Aufstellung von einigen Vektorseismographen in Schweden würde die Gelegenheit geben zu prüfen, ob bestimmte Küstenabschnitte bei bestimmten Wetterlagen bevorzugt werden oder nicht. Die Bearbeitung eines größeren statistischen Materials wird dann sicherlich die Gelegenheit bieten, Schlüsse über die physikalischen Vorgänge bei der Entstehung der Mikroseismik zu ziehen.

Meinem sehr verehrten Lehrer Herrn Prof. Dr. H. Menzel danke ich für die Anregung und für die Betreuung der Arbeit. Herrn Prof. Dr. Errulat bin ich für die Durchsicht des Manuskriptes und für angegebene Verbesserungen, Herrn Dr. Strobach für freundliche Hinweise dankbar. Gedankt sei auch den Direktoren der Stationen von Kiruna und Kopenhagen für die Überlassung der Original-Seismogramme.

Literatur

- [1] Banerji, S.K.: Theory of microseisms. Proc. Ind. Ac. Sci. 1, 1935.
- [2] Bath, M.: a) An investigation on the Uppsala microseisms, Meteor. Institut. vid Kungl. Universitetet. 14, 1949.
b) Comparison of microseisms in Greenland, Iceland and Skandinavia. Tellus 5 Nr. 2, 1953.
c) The problem of microseismic barriers. Medd. Met. Inst. Uppsala 1952, Nr. 28.
- [3] Gherzi: Cyclone and Microseisms. Gerl. Beitr. 36, 1932.
- [4] Press and Ewing: A theory of microseismic with geologic applications, Trans. Am. G.U. Un. Vol. 29, 1948.
- [5] Donn: a) Cyclonic microseisms generated in the Western N. Atlantic. Journal of Meteorology 9, 1952.
b) Frontal microseisms generated in the Western N. Atlantic. Journal of Met. 8.
c) A comparison of microseisms and ocean waves recorded in Southern New England. Trans. Am. G.U. 3, 1953.

- [6] Gutenberg, B.: a) Die seismische Bodenunruhe. Handb. d. Geoph. IV, 1932.
b) Untersuchungen über die Bodenunruhe in Europa. Veröff. Zentr. Inst. seism. Ass. Strasbourg 1921.
- [7] Lee, A. W.: The effect of geologic structure upon microseismic disturbances. Month. Not. Ry. Astr. Soc. Geoph. 3, 1932.
- [8] Longuet-Higgins, M. S.: A theory of the origin of microseisms. Phil. Trans. Roy. Soc. 1950.
- [9] Kohlbach, W.: Untersuchungen über die mikroseismische Bodenunruhe in Gr. Raum. Schriften der Phys.-ökon. Gesellschaft zu Königsberg i. Pr., Bd. 67, Heft 2, 1931.
- [10] Menzel, H.: Über die seismische Bodenunruhe in Norddeutschland. Pontificiae academiae scientiarum scripta varia No. 12, 1953. Extrait du volume "La Semaine d'étude sur la problême des Microséismes".
- [11] Westerhausen, H.: a) Über die Ortung mikroseismischer Unruheherde. Ann. di Geofisica, Vol. VII, Nr. 1, 1954.
b) Untersuchungen über die Bodenunruhe mit Perioden von 4 bis 8 Sekunden. Arch. Met. Geoph. u. Bioklim. A, 8, 4. Heft, 1955.
- [12] Bungers, R.: Die Überlagerung zweier Wellen verschiedener Herkunftsrichtung. Z. f. Geophys., 15, 1939.
- [13] Krug, H. D.: Ausbreitung der natürlichen Bodenunruhe nach Aufzeichnungen mit transportablen Horizontalseismographen. Z. f. Geophys., 13, 1937.
- [14] Trommsdorff, F.: Untersuchungen über die natürliche Bodenunruhe (Mikroseismik) mit transportablen Dreikomponentenstationen. Z. f. Geophys., 15, 1939.
- [15] Ramirez, J. E.: Tripartite Stations and Direction of Approach of Microseisms. Symposium on Microseisms, pp. 9-19. Nat. Res. Council, Washington, DC., 1953.
- [16] Strobach, K.: a) Zum Studium der mikroseismischen Bodenunruhe in Hamburg. Zeitschr. Geoph., Jahrg. 21, 1956.
b) Stereoskopische Vektorregistrierung. Zeitschr. Geoph., 23, 1957.
- [17] Jensen, H.: a) On the beat-distribution in group-microseisms. Geodætisk Institut, Medd. no. 34, Kopenhagen 1957.
b) A Procedure for the Determination of Direction of Approach of Microseismic Waves. Geodætisk Institut, Medd. no. 36, Kopenhagen 1958.

Dynamische Kompressibilitätsmessungen für hohe Drücke ¹⁾

Von E. David, Weil/Rhein ²⁾

Zusammenfassung: Durch Detonationsstoßwellen wurden in Amerika (Walsh u. a.) dynamisch Drücke bis 600 Kilobar, in Rußland (Al'tshuler u. a.) durch Aufeinanderschießen von Metallplatten sogar bis 5 Megabar erzeugt. Aus zwei auf ca. 1% genau meßbaren Geschwindigkeiten und der Anfangsdichte des untersuchten Materials lassen sich nach den exakt geltenden Stoßgleichungen Druck, Dichte und Energieinhalt des hinter der Stoßwelle komprimierten Materials berechnen. Die etwas unsichere Erweiterung zur allgemeinen Druck-Dichte-Temperatur-Beziehung bringt keine großen Unsicherheiten in die Endergebnisse, weil gerade der Haupteffekt gemessen wurde.

Geophysikalische Anwendung ergibt: Die bisher recht unbestimmte Dichte des inneren Erdkerns ist jetzt weitgehend festgelegt. Damit werden die Dichten von Erdmantel und äußerem Erdkern durch Gesamtmasse und Gesamtträgheitsmoment absolut festgelegt. Eindeutiger als bisher kann man schließen, daß der äußere Erdkern aus Eisen-Nickel mit darin gelösten leichteren Substanzen bestehen muß.

Abstract: Pressures up to 600 kilobars have been obtained in America (Walsh and collaborators) in shock waves created by high explosives, up to 5 megabars in Russia (Al'tshuler and collaborators) in shock waves created by blunt collision of high speed projectiles. Pressure, density and energy content of the material compressed behind the shock can be enumerated using the exact shock wave equations. As entries one needs only two velocities measurable accurate to about one percent and the well known initial density of the material. The extension of the results to a general equation of state giving the density as function of pressure and temperature comprises some approximative theory. Nevertheless, for moderate temperatures it does not introduce a major incertitude because the main effect is measured.

¹⁾ Vortrag, gehalten in gekürzter Form auf der Geophysikertagung in Bad Soden (Taunus) am 15.10.1959

²⁾ Dr. Erwin David, (17b) Weil/Rhein, Elsässerstr. 10a.

In geophysical application there results: The formerly rather indefinite density of the inner core of the earth is now settled within narrow limits. Consequently the densities of outer core and mantle are settled absolutely by the earth's total mass and total moment of inertia. More certainly than before one can conclude that the outer core must consist of iron-nickel with lighter substances solved in it.

1. Einleitung

Im folgenden soll darüber berichtet werden, wie man mit Explosionsmeßmethoden die Kompressibilität verschiedener Stoffe im Druckbereich des Erdinnern messen kann. Man kommt damit von den Unsicherheiten der bisherigen Ermittlung durch etwas gewagte Inter- und Extrapolationen zwischen experimentellen und theoretischen Daten frei. Jede solche genauere Kenntnis über die Verhältnisse im Erdinnern wird uns ja weiterbringen im Verständnis der tieferen Ursachen von Erdbeben und Gebirgsbildung.

2. Meßmethoden

Zur experimentellen Untersuchung des Verhaltens der Materie bei hohen Drücken werden ebene Stoßwellen erzeugt. Mit konvergenten Stoßwellen erreicht man zwar noch höhere Drücke, verliert aber die Möglichkeit des genauen Messens. Eine Möglichkeit des Erzeugens ebener Stoßwellen besteht darin, eine Sprengstoffplatte durch eine sogenannte Sprengstofflinse in ebener Front zur Detonation zu bringen. Die Sprengstofflinse entspricht nicht einer optischen Linse, sondern es ist eine kegelförmige Anordnung, in der die Detonation in einem schnelleren Sprengstoff nach dem Snelliusschen Gesetz eine ebene Detonation in einem langsameren mitzieht. In einer an die Sprengstoffplatte angrenzenden Metallplatte entsteht durch den plötzlich einsetzenden Detonationsdruck eine ebene Stoßwelle mit Drücken bis 0,6 Mb (Megabar). Untersuchungen dieser Art wurden besonders in Amerika von Walsh und Mitarbeitern gemacht [1].

Die zweite Möglichkeit besteht darin, in einer Experimentierkanone beschleunigte Metallplatten im Vakuum stumpf aufeinanderschlagen zu lassen. Auf diese Weise wurden in Rußland von Al'tshuler und Mitarbeitern mit Schußgeschwindigkeiten bis 10 km/sec Drücke bis 5 Mb erzeugt [2].

3. Stoßwelle und Stoßwellengleichungen

In einer zeitlich konstanten, ebenen Stoßwelle hat man bekanntlich hinter der mit mehr als Schallgeschwindigkeit laufenden Stoßfront eine gleichmäßige

Nachströmung. Durch diese Nachströmung mit der Geschwindigkeit U wird das Material von seiner Anfangsdichte ρ_0 in der dünnen Front sehr abrupt auf eine höhere Dichte ρ zusammengeschoben. Dabei springt der Druck von seinem praktisch 0 betragenden Anfangswert auf einen Wert p . Die innere Energie des Materials erhöht sich um einen Betrag ΔE , der größer ist, als bei gleich starker adiabatischer Kompression.

Um die für den Stoß geltenden, nach Hugoniot benannten Gleichungen zu gewinnen, macht man am besten eine Galilei-Transformation und geht mit der Geschwindigkeit D der Stoßfront mit.

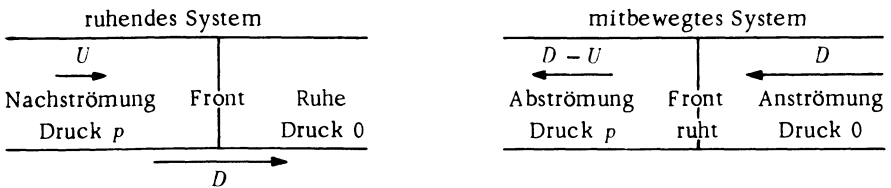


Abb. 1: Ebene Stoßwelle im ruhenden und mitbewegten System

Im mitbewegten System strömt vor der Front pro Querschnitts- und Zeiteinheit die Menge $\rho_0 D$ an, die nach der Kontinuitätsgleichung der abströmenden Menge $\rho (D - U)$ gleich ist.

$$(1) \quad \rho = \rho_0 \frac{D}{D - U}.$$

Nach dem Impulssatz ist der Drucksprung gleich der Impulsänderung pro Zeiteinheit

$$(2) \quad p = \rho_0 D U$$

Schließlich nach dem Energiesatz ergibt sich der Sprung der inneren Energie aus der Differenz von an- und abströmender kinetischer Energie und der abströmenden mechanischen Leistung $p (D - U)$ zu

$$(3) \quad \Delta E = \frac{1}{2} p (V_0 - V) = \frac{1}{2} U^2 \quad \text{mit} \quad V = \frac{1}{\rho},$$

wobei der sich ergebende Ausdruck unter Benutzung von (1) und (2) vereinfacht worden ist. Die drei Gleichungen gelten exakt für das Gebiet, in dem sich hinter der Stoßwelle Gleichgewicht eingestellt hat.

Bei steigend gewählten Stoßwellenstärken in einem bestimmten Medium mit festgehaltenem Ausgangszustand gehören zu steigenden Kompressionen, d.h. abnehmenden spezifischen Volumina v monoton steigende Drücke p und innere Energien E . Dieser eindeutige Zusammenhang wird nach Hugoniot benannt, speziell die p, v -Kurve als Hugoniotkurve bezeichnet.

Verschiedene Ausgangszustände ergeben verschiedene Hugoniotkurven. Bei festen Stoffen macht die Ausgangstemperatur zwar wenig aus, dagegen das spezifische Ausgangsvolumen V_0 wirkt sich sehr aus. Man kann vergrößerte V_0 durch feine, makroskopische Unterteilung z.B. als Sintermaterial oder Pulver leicht realisieren.

4. Gleichgewichtseinstellung

Bei der Dichte kondensierter Materie ist sehr sicher damit zu rechnen, daß eine solche Gleichgewichtseinstellung bei Drücken wesentlich über 100 kb sehr schnell, in weniger als 10^{-8} sec erfolgt. Die in Gasen meist nachhinkende Elektronentemperatur stellt sich so schnell ein, da die sowieso schon kleinen freien Weglängen der Elektronenwellen durch die höhere Dichte und die beim Komprimieren zusätzlich entstehenden Gitterstörungen weiter verkleinert werden. Bei Drücken wesentlich über den maximalen Gitterscherfestigkeiten können "falsche" Gitterformen auch nicht bestehen bleiben. Zwar wird das bei dem betreffenden Druck im Gleichgewicht befindliche Gitter nur in extrem feinkristalliner Form entstehen können. Aber das spielt keine große Rolle, denn bei so hohen Drücken sind an den Korngrenzen nur solche Gitterfehler möglich, die keinen wesentlichen Mehrbedarf an Raum bedingen.

5. Messungen

Aus den Gleichungen (1) bis (3) ersehen wir, daß nur die beiden Geschwindigkeiten D und U gemessen werden müssen, um Dichte, Druck und innere Energie der Materie hinter der Front exakt zu kennen. Man mißt die Geschwindigkeiten, indem man sie zum Durchlaufen von Wegen von knapp 1 cm benötigten Zeiten mißt. Das geht entweder oszillographisch mit elektrischen Kontakten oder optisch durch das Aufblitzen von hinter Plexiglas eingeschlossenen dünnen Argonschichten. Diese sehr kurzzeitigen Blitze werden auf schnelllaufenden Film abgebildet. Beide Verfahren messen auf etwa 10^{-8} sec genau. So kann man Geschwindigkeiten von 10 km/s, wie sie vorkommen, etwa auf 1% genau messen. Auch die Genauigkeit der Endresultate liegt in dieser Größenordnung.

Wichtig ist beim Versuch, daß Randstörungen sich nur mit Schallgeschwindigkeit, also langsamer als D ausbreiten können. Kegel von weniger als 45° Öffnung von Randpunkten aus sind also gestört, während man im mittleren Teil einer Platte die ebene Welle absolut ungestört findet. Auch wenn man z.B. ein 1 cm tiefes Loch in die Platte gebohrt hat, um auf seinem Grund die Ankunftszeit der Stoßfront zu messen, so wird an der Oberfläche weniger als 1 cm Umkreis gestört.

Während die Stoßwellengeschwindigkeit D durch Messungen an der Oberfläche ganz einwandfrei zu ermitteln ist, gilt das für die Nachströmgeschwindigkeit U nur bei der zweiten, der Beschußmethode. Dort ist bei Verwendung gleichen Materials einfach U gleich der halben Schußgeschwindigkeit. Bei Erzeugung der Stoßwelle durch Detonation einer Sprengstoffplatte mißt man als Ersatzgröße die Geschwindigkeit der freien Oberfläche, denn im Innern eines Materials, das unter mehr als 100 kb Druck steht, kann man ebensowenig messen, wie am gestörten Rand.

In der Stoßwelle erfährt das Material durch den Drucksprung p eine Geschwindigkeitsänderung um U . Würde dieser Vorgang reversibel sein und bei der Wiederentspannung auf den Druck Null an der Oberfläche einfach umgekehrt ablaufen, dann wäre deren Beschleunigung auf genau $2U$ die Folge. Tatsächlich ist bei Drucken bis 500 kb die Erwärmung in der Stoßwelle um 100° bis über 1000° höher als die adiabatische Abkühlung in der Entlastungswelle. Das erhöht die Geschwindigkeit der freien Oberfläche ein wenig über $2U$ und kann näherungsweise berücksichtigt werden. Andererseits muß das Material zerreißen, wenn die Oberfläche mit etwa $2U$ wegfliegen will. Das wirkt senkend auf die Geschwindigkeit. Insgesamt weicht somit die Geschwindigkeit der freien Oberfläche nur wenig von $2U$ ab. Das Anschließen der Meßresultate an die statischen Messungen bei 100 kb und an die der Beschußmethode bei 500 kb spricht für die Korrektheit der Messung.

6. Auswertung der Stoßwellenmessungen

Aus den Gl. (1) bis (3) sind, wie bereits erwähnt, Druck p , Dichte ρ und innere Energie E der hinter der Stoßfront komprimierten Materie exakt entnehmbar, wenn ρ_0 , D und U gemessen sind. Nicht ohne weiteres bekannt ist die Temperatur der komprimierten Materie, die bei 5 Mb über 10000° liegt. Ebenso muß der Einfluß dieser Temperatur auf die Druck-Dichte-Beziehung noch ermittelt werden. Der Einfluß der Unsicherheiten dieser notwendigen theoretischen Ergänzungen gerade auf die geophysikalisch interessierenden Daten ist aber gering.

Man verwendet die Mie-Grüneisensche Zustandsgleichung:

$$(4) \quad p = p_{0^\circ}(V) + \frac{\gamma(V)}{V} [E - E_{0^\circ}(V)]; \quad \left(V = \frac{1}{\rho} \right).$$

Ist die Dichte ρ vorgegeben, bzw. was inhaltlich dasselbe, aber anschaulicher ist, das Volumen V der Masseneinheit vorgegeben, so setzt sich der Druck p

zusammen aus dem Druck p_{0° , der bei $0^\circ K$ herrschen würde und einem linear mit der thermischen Energie $E - E_{0^\circ}$ steigenden Anteil. Die weitgehend, wenn auch nicht ganz exakt geltende Linearität ist theoretisch plausibel. Wir bewegen uns ja in einem Gebiet, in dem Zunahme der inneren Energie nur Zunahme der Schwingungsenergie der Atomkerne und Unschärferwerden der Fermigrenze der Metallelektronen bedeutet, aber sonst keine größeren Änderungen in Gitterform und Elektronenzuständen mit sich bringt. Die Größe E_{0° in (4) ist die mit kleiner werdendem Volumen nicht unwesentlich ansteigende Nullpunktsschwingungsenergie. Die Schreibweise von (4) ist so gewählt, daß bei $0^\circ K$ der zweite Summand der rechten Seite der Gleichung verschwindet.

7. Grüneisen-Faktor γ

Die einzige etwas problematische Größe in (4) ist der Grüneisenfaktor γ . Man entnimmt ihn aus (4) zu:

$$(5) \quad \gamma = V \left(\frac{\partial p}{\partial E} \right)_V \equiv V \left(\frac{\partial p}{c_V \partial T} \right)_V \equiv - \left(\frac{\partial V}{c_V \partial T} \right)_p / \left(\frac{\partial V}{V \partial p} \right)_T.$$

An der letzten Schreibweise sieht man, daß γ einfach das durch die hinzugefügten Faktoren c_V und V dimensionslos gemachte Verhältnis zwischen Wärmeausdehnung und Kompressibilität ist.

Bei kleinem Druck, d.h. normalem Volumen, liegt γ für die meisten Substanzen zwischen 1 und 2. Extreme Werte sind etwa 3 einerseits und 0,7 andererseits. Mit zunehmendem Druck, abnehmendem Volumen, hat γ meist die Tendenz, langsam abzufallen.

8. Ermittlung des Grüneisen-Faktors

Man kann γ messen, indem man eine Substanz bei verschiedenen inneren Energien E_1 und E_2 auf dasselbe spezifische Volumen V bringt, wobei sich selbstverständlich verschiedene Drücke p_1 und p_2 ergeben. Aus (4) folgt dann ohne weiteres:

$$(6) \quad \gamma = \frac{(p_1 - p_2) V}{E_1 - E_2}.$$

In Stoßwellen ist eine Variation des E leicht zu erreichen durch Variation der Ausgangsdichte ρ_0 . Al'tshuler und Mitarbeiter haben zu diesem Zweck das

selbe Eisen einmal kompakt, einmal als Sintereisen benutzt. Bereits bei Drücken von einigen 10 kb wird das Sintereisen auf die kompakte Form zusammengedrückt. Dennoch wirkt sich nach (3) die verschiedene Ausgangsdichte sehr auf E aus. Recht grob mit nur zwei Meßpunkten wird so $\gamma \approx 1,6$ für Eisen von 0,8 bis 0,6 seines Normalvolumens ermittelt.

Walsh und Mitarbeiter setzen in (6) für $\gamma(V)$ einen theoretischen Näherungsausdruck ein, der selbst erste und zweite Ableitungen des Druckes am absoluten Nullpunkt nach V enthält. Für p_1 wird in (6) der Druck auf der Hugoniotkurve, p_H , und für p_2 wird p_{0° eingesetzt. Es entsteht

$$(7) \quad \gamma \left(\frac{d^2 p_{0^\circ}}{dV^2}, \frac{dp_{0^\circ}}{dV}, V \right) = \frac{(p_H - p_{0^\circ}) V}{E_H - \int_V^{\infty} -p_{0^\circ} dV}.$$

$0^\circ, p=0$

Das ist eine Differentialgleichung mit der unabhängigen Variablen V und der Unbekannten p_{0° . Aus den Messungen bekannte Funktionen sind darin $p_H(V)$ und $E_H(V)$. Die Integration liefert gleichzeitig die Druck-Volumen-Abhängigkeit $p_{0^\circ}(V)$ und den Grüneisen-Faktor $\gamma(V)$. Sehr exakt ist dieses Verfahren naturgemäß sowohl wegen des approximativen Ausdrucks für γ , als auch wegen der Entnahme eines zweiten Differentialquotienten aus Messungen nicht. Verwunderlich wäre es nicht, wenn Meßungenauigkeit und die ein wenig ungenaue Reduktion auf p_{0° den ersten und besonders den zweiten Differentialquotienten so stark fälschen würden, daß man mit zunehmend falschen γ 's rasch zunehmend falsche Reduktionen und bald eine Divergenz bekäme. Walsh und Mitarbeiter kommen indes im Druckbereich bis 500 kb in keinem Falle zu unplausiblen Resultaten. Da die Reduktion von p_H auf p_{0° in diesem Druckbereich keine große Korrektur ist, würde p_{0° nur um 1 bis 2% gefälscht durch Fehler der Korrektur von 25%.

Gröber wird die Auswirkung im Megabarbereich, wo das Verhältnis $p_H : p_{0^\circ}$ bis 2:1 geht. Hier sind 10 bis 20% Fehler des ermittelten p_{0° durchaus möglich. Das spielt indes für die geophysikalischen Schlußfolgerungen, die wir ziehen möchten, dennoch fast keine Rolle.

9. Ermittlung der Temperatur

Gleichung (6) kann man auch benutzen, um von der Hugoniot-Kurve auf eine Adiabate überzuspringen.

$$E_H - E_A = \frac{(p_H - p_A) V}{\gamma} \quad (\text{Index } \gamma : \text{Adiabate})$$

Diese Gleichung werde nach V differenziert, wobei auf der Adiabaten nach Definition $dE_A / dV = -p_A$ gilt.

$$(8) \quad p_A = -\frac{dE_H}{dV} + \frac{d}{dV} \frac{(p_H - p_A) V}{\gamma}$$

Es ist eine Differentialgleichung erster Ordnung für p_A entstanden. Man kann sie von irgendeinem Punkt der Hugoniotkurve ausgehend integrieren bis $p_A = 0$ herunter.

Dabei landet man bei irgendeinem spezifischen Volumen V . Die zu diesem V am Fußpunkt der Adiabate gehörige Temperatur ist aus der empirischen Temperatur-Dichte-Kurve für $p = 0$ zu entnehmen.

Auf der Adiabate ist definitionsgemäß die Entropieänderung Null. Nach einer allgemeinen thermodynamischen Gleichung, in die wir γ nach (6) einsetzen, wird daraus:

$$(9) \quad 0 = T dS = c_V dT + T \left(\frac{dp}{dT} \right)_V dV = c_V \left(dT + T \frac{\gamma}{T} dV \right);$$

$$\frac{dT}{T} = -\frac{\gamma}{V} dV.$$

Gleichung (9) wieder hinaufintegriert vom Fußpunkt der Adiabaten bis zu ihrem Schnittpunkt mit der Hugoniotkurve ergibt die Temperatur an diesem Punkt.

Die Ergebnisse von Walsh bewegen sich für 500 kb Stoßwellendruck zwischen 220° C für Rhodium und 2600° C für Blei. Andererseits ergeben die russischen Messungen an Eisen mit dem allgemein benutzten mittleren $\gamma \approx 1,6$ etwa 1200° C bei 1 Mb, 7000° bei 3 Mb und 15000° bei 5 Mb Stoßwellendruck. Bei den höheren Temperaturen setzt die Zunahme des c_V durch Energieaufnahme der Metallelektronen den Temperaturanstieg herab.

10. Geophysikalische Anwendung der Resultate

In das Druck-Dichte-Diagramm Fig. 2 sind die Ergebnisse der Messungen an Eisen eingetragen. Den Anfang bis 500 kb bilden Messungen von Bancroft, Peterson und Minshall [3]. In diesem Gebiet erfolgt die Umwandlung von

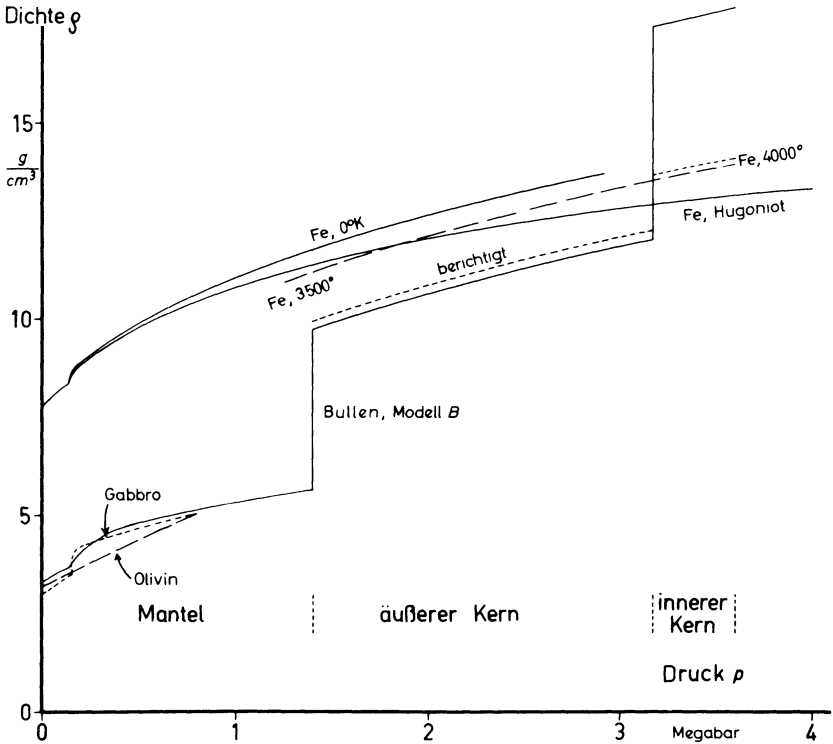


Abb. 2

α -Eisen in γ -Eisen, die etwa 5% Dichtezunahme bringt. Bei höheren Drücken wird das γ -Eisen kontinuierlich komprimiert. Nickel liegt in diesem Bereich mit der Dichte etwa 5%, also im Verhältnis der Atomgewichte, über Eisen. Das bedeutet etwa gleiche Atomvolumina. Die Dichte der in der Erde zu erwartenden Eisen-Nickel-Mischung wird somit etwa 1% über der von Eisen liegen.

Bei höheren Drücken nimmt der Abstand zwischen Hugoniotkurve und Kurve der isothermen Kompressibilität rasch zu und erreicht am Ende der Meßreihe etwa 2 Mb. Die Reduktion erfolgt ja parallel zur Abszissenachse; bei konstantem V , bzw. konstanter Dichte ρ wird der Druck korrigiert. Weil die Kurve flach verläuft, würde am oberen Ende selbst eine um 0,5 Mb falsche Korrektur

tur die Dichte nur um etwa $0,3 \text{ g/cm}^3$ fälschen. Günstig für die Genauigkeit wirkt sich weiterhin aus, daß die Kurve für die im Erdinnern etwa zu erwartende Temperatur in dem interessierenden Bereich die gemessene Hugoniotkurve schneidet und damit die Korrekturen klein werden.

11. Innerer Erdkern

Vergleichen wir diese gemessene Dichtekurve für Eisen in Fig. 2 mit der seismisch erschlossenen Dichteverteilung nach Bullen, Modell B [4, 5]. Dort ist unsicherster Kurventeil die Dichte des inneren Kerns. Der kosmischen Häufigkeitsverteilung der Elemente nach kann dieser Kern nichts Schwereres als Eisen-Nickel enthalten. Daß er etwas Leichteres enthält, ist auch nicht oder nur in geringem Maße wahrscheinlich. Die Nickelbeimengung hebt die Kurve auf etwa $0,1 \text{ g/cm}^3$ über die eingezeichnete Eisen-Kurve. Meßgenauigkeit, Ungenauigkeit der Reduktion und Fehler der angenommenen Temperatur bringen zusammen eine Unsicherheit von etwa $\pm 0,2 \text{ g/cm}^3$, höchstens $\pm 0,4 \text{ g/cm}^3$. Nicht ganz ausschließen kann man wohl die Möglichkeit, daß die chemische Zusammensetzung des inneren Kerns mit der des äußeren identisch ist, oder zwischen ihr und reinem Eisen-Nickel liegt. Dann müßten wir um maximal $1,2 \text{ g/cm}^3$ nach unten korrigieren. Aber auch das ist, geophysikalisch gesehen, noch keine große Unsicherheit.

12. Berichtigung des Bullenschen Modells B

Die im Bullenschen Modell für den inneren Kern angenommene Dichte ist nach Figur 2 um mindestens $3,9 \text{ g/cm}^3$ zu senken, wenn wir reines Eisen-Nickel annehmen. Ohne jede Entmischung zwischen äußerem und innerem Kern kann die Korrektur maximal etwa $5,0 \text{ g/cm}^3$ betragen.

Im Bullenschen Modell stimmten bekanntlich Gesamtmasse und Gesamtträgheitsmoment nach Konstruktion. Nehmen wir dem inneren Kern Masse weg, so müssen wir dieselbe Masse weiter außen wieder hinzufügen. Damit sich dabei das Trägheitsmoment nicht erhöht, müssen wir sogar im äußeren Kern etwas mehr hinzufügen und im Mantel etwas wegnehmen. Zahlenmäßig findet man bei den gegebenen Durchmessern:

(10)	Innerer Kern:	mittlere Senkung von ρ um	$3,9 \text{ g/cm}^3$		$5,0 \text{ g/cm}^3$
	äußerer Kern:	mittlere Hebung von ρ um	$0,25 \text{ g/cm}^3$		$0,33 \text{ g/cm}^3$
	Erdmantel:	mittlere Senkung von ρ um	$0,012 \text{ g/cm}^3$		$0,015 \text{ g/cm}^3$

lassen Gesamtmasse und Gesamtträgheitsmoment ungeändert.

Diese Berechnung ist selbstverständlich eine Näherung. Exakt müßte man neu integrieren und dabei die aus der geänderten Massenverteilung folgende, leicht geänderte Druckverteilung berücksichtigen. Aber das ist eine Korrektur zweiter Ordnung, die die in (10) angegebenen Zahlenwerte nur um wenige % erhöhen kann.

13. Äußerer Erdkern

Durch die Korrektur (10) kommt die Dichte des äußeren Erdkerns der von Eisen-Nickel näher. Da man jetzt die Dichte von Eisen bei diesen Drücken experimentell kennt, kann man andererseits mit Bestimmtheit sagen: Durch Annahme höherer Temperatur und durch Annahme eines recht hohen Dichteunterschiedes von fester und flüssiger Phase kann man die beiden Kurven nicht zusammenschieben.

14. Erdmantel

Im Erdmantel zeigten die seismischen Ergebnisse von jeher im Gebiet 150 bis 200 kb eine Unregelmäßigkeit. Dynamische Kompressibilitätsmessungen [6] an dem Tiefengestein Gabbro haben gezeigt, daß dieses bei 150 kb eine Modifikationsumwandlung mit Dichtesprung von $3,5 \text{ g/cm}^3$ auf 4 g/cm^3 durchmacht, während der Olivin (Dunit), den man sonst für eine wesentliche Komponente des Erdmantels hielt, keine Modifikationsänderung zeigt. Aus den bis 800 kb gemessenen Dichten von Silikaten, wie sie in Fig. 2 eingetragen sind, kann man durch Vergleich mit der Dichte, die geophysikalisch vorhanden sein muß, grobe Rückschlüsse auf die Zusammensetzung des Erdmantels ziehen.

Zwischen Erdmantel und Erdkern erfolgt bei 1,4 Mb ein großer Dichtesprung. Durch unsere Korrektur nach (10) wird der Sprung noch ein wenig vergrößert. Eine heute noch in Diskussion stehende Hypothese besagt, dieser Sprung könnte eine Modifikationsumwandlung der Silikate vom nichtmetallischen in den metallischen Zustand sein. Quantentheoretisch ist diese Umwandlung zu erwarten. Denkbar ist, daß sie kontinuierlich ohne jeden Sprung erfolgt. Aber ein Dichtesprung von wenigen % ist auch möglich. Ein Sprung um fast einen Faktor 2 ist dagegen ganz undenkbar. Eine elektronische Struktur, die so sperrig gebaut ist, daß sie um einen Faktor 2 zusammenklappen kann, ist bei geringem Druck möglich, dagegen nicht mehr bei Drücken weit über 100 kb. Die Druckkräfte übersteigen dann alle Bindungskräfte, die sperrige Strukturen aufrechterhalten können.

15. Metallische Hochdruckmodifikation von Silikaten

Um eine Vorstellung von möglichen "metallischen" Dichten von Silikaten zu bekommen, wurde zunächst versucht, die von Schall gefundene, nur von der Kernladungszahl abhängige Kurve der Stoßwellendaten von Metallen zu benutzen [7]. Leider erwies sich diese merkwürdige, theoretisch durchaus unverständliche Kurve trotz des weiten Bereichs von Substanzen, in dem sie aufgestellt war, als nicht übertragbar auf andere Materialien. Sie gilt z. B. nicht für Sintereisen, obgleich Sintereisen und das auf der Kurve liegende Wismut physikalisch recht genau gleichwertig sind. Ebenso liegt Wasser als einfaches Beispiel einer sauerstoffhaltigen Substanz nicht entfernt auf der Kurve.

Als etwas gangbarer erwies es sich, die für Druck Null bekannte Kurve der Atomvolumina als Funktion der Ordnungszahl auch für 500 kb und für 1,5 Mb aufzustellen. Zwar ist die Zahl der vorhandenen Punkte schon bei 500 kb mangelhaft, bei 1,5 Mb wird die Kurve nur noch durch wenige Punkte angedeutet. Mit zunehmendem Druck sinken die hohen, spitzen Maxima der Kurve stark zusammen. Deshalb kann man bei hohem Druck leidlich auf die Atomvolumina nicht gemessener Substanzen schließen, was bei Druck 0 viel schlechter möglich ist.

Die benutzten Substanzen sind sämtlich Metalle. Ermittelt man von ihnen aus das Volumen von Silikaten einfach additiv aus dem Volumen der einzelnen Atome, so kommt man automatisch auf eine metallische Modifikation dichtester Kugelpackung. Für deren Dichte ergab sich für das recht schwere Eisen-Magnesium-Silikat Olivin bei 1,5 Mb der Wert $6,5 \text{ g/cm}^3$. Wenn er auch nicht besonders sicher ist und man einen Fehler von 1 g/cm^3 wohl als möglich betrachten muß, so ist der Wert doch mit den $9,9 \text{ g/cm}^3$ auf der korrigierten Dichtekurve des äußeren Erdkerns ganz unvereinbar. Andererseits würde der Wert zwanglos auf eine glatte Fortsetzung der bis zum halben Druck gemessenen Dichtekurve von Olivin passen.

Experimentell wäre es heute möglich, die Kompressibilität von Silikaten bis in den Megabarbereich hinein zu messen und damit die theoretischen Schlüsse zu erhärten. Leider sind entsprechende Messungen von Al'tshuler und Mitarbeitern noch nicht bekannt geworden.

16. Ergebnisse und Schlussfolgerungen

Durch die dynamischen Kompressibilitätsmessungen ist die Dichte von Eisen über den gesamten Druckbereich des Erdinnern hinweg, die einiger Silikate über einen guten Teil des Druckbereichs des Erdmantels hinweg bekannt.

Eine Modifikationsänderung mit Dichtesprung, die Gabbro bei 150 kb zeigt, entspricht gut der seismisch bekannten Unregelmäßigkeit des Dichteverlaufs zwischen 400 und 700 km Tiefe. Olivin zeigt dagegen nicht den früher erwarteten Modifikationssprung mit Übergang von der Tetraeder- zur Spinellstruktur. Die experimentell gefundenen Dichten liegen nahe der seismisch erschlossenen.

Der Dichtesprung von etwa $5,6 \text{ g/cm}^3$ auf etwa $9,9 \text{ g/cm}^3$ an der Grenze von Erdmantel und äußerem Erdkern bei 2900 km Tiefe ist viel zu groß, um eine Modifikationsänderung zu sein. Andererseits liegt die Dichte des äußeren Erdkerns durchgängig etwa $1,3 \text{ g/cm}^3$ unter der Dichte von Eisen-Nickel bei den entsprechenden Drücken und zu erwartenden Temperaturen. Das Eisen-Nickel muß also irgendwelche leichteren Substanzen gelöst enthalten. Das könnten z. B. die Silikate sein, die im Erdmantel daran grenzen. Wenn diese Löslichkeit besteht, dann wären an der Grenze Mantel-Kern gewisse Verschiebungen durch Lösen oder Auskristallisieren von Silikaten möglich. Sie würden aber in Ausmaß und Auswirkung weit unter den Effekten liegen, die bei einem Phasensprung eines chemisch einheitlichen Materials möglich wären.

Der Sprung zwischen äußerem und innerem Kern kann in einem Grenzfall den Übergang zu reinem Eisen-Nickel mit Ausscheiden aller "Verunreinigungen" beim Auskristallisieren der festen Phase bedeuten, im anderen Grenzfall Phasenübergang flüssig-fest ohne jegliche Entmischung. In beiden Fällen bleibt die Möglichkeit von säkularen Verschiebungen der Grenze offen. Die Dichte des inneren Kerns wird unter allen Umständen auf einen Bereich von $1,5 \text{ g/cm}^3$ eingengt. Dadurch verbleibt für die Absolutwerte der Dichten von Erdmantel und äußerem Erdkern nur ein sehr geringer Spielraum ($< 0,1 \text{ g/cm}^3$ für äußeren Kern, $< 0,01 \text{ g/cm}^3$ für Mantel).

Als offene Fragen verblieben ist mithin die Frage der Löslichkeiten bei Drücken von Megabar und Temperaturen von einigen tausend Grad. Die dynamische Hochdruckmessung wird bei der sicheren Klärung dieser Frage wohl kaum helfen können.

Anschließend möchte Vf. nicht versäumen, R. Schall (Weil/Rhein bzw. Saint Louis/Ht. Rhin) für zahlreiche Diskussionen und Überlassen von Literatur und O. Lucke (Potsdam) für wesentliche Hinweise (vergl. [8]) bestens zu danken.

Literatur

- [1] Walsh, Rice, McQueen and Yarger: Phys. Rev. **108**, 196 (1957).
- [2] Al'tshuler, Krupnikov, Ledenev, Zhuchikhin, Brazhnik : Soviet Physics JETP **34** (7), 606 (1958).
- [3] Bancroft, Peterson and Minshall: Journ. Appl. Phys. **27**, 291 (1956).
- [4] Bullen, K.E.: Geoph. Suppl. of the Monthly Not. Roy. Astr. Soc. **6**, 50 (1950).
- [5] Bullen, K.E.: Physics and Chemistry of the Earth I. London 1956.
- [6] Hughes and McQueen: Transact. Amer. Geophys. Union **39**, 959 (1958).
- [7] Schall, R.: ISL-Bericht und Phys. Verhandl. **10**, 119 (1959).
- [8] Lucke, O.: Phys. Blätter **15**, 487 (1959) u. Z.f.Geophys. **24**, 240 (1958).

Aufbau einer modellseismischen Apparatur ¹⁾

Von **S. H. Rao** ²⁾, **R. Gutdeutsch** ³⁾ und **J. Klußmann** ⁴⁾, Clausthal

Zusammenfassung: Es wird der Aufbau einer modellseismischen Apparatur beschrieben. Ein Löschfunkensender erzeugt Hochspannungsimpulse, die auf einen piezoelektrischen Geberkristall gegeben werden. Die in dem Kristall erregten mechanischen Schwingungen werden als elastische Wellen auf die Modelle aus Kunststoff übertragen. Zur Aufnahme dienen wiederum piezoelektrische Kristalle. Die Registrierung erfolgt auf einem Elektronenstrahloszillographen. Über Ergebnisse an einfachen, zweidimensionalen Modellen wird berichtet.

Abstract: This paper describes the construction of an apparatus for model-seismic investigations. A spark gap generator produces high-voltage pulses which are fed to a piezoelectric transmitter crystal. The mechanical oscillations of the crystal produced by these pulses are propagated in the form of elastic waves in models made out of plastics or metals. Piezoelectric crystals are also used as receiving elements. The electrical signals produced by the pickups are amplified and displayed on a cathode-ray oscillograph and are photographed for documentation. Some results obtained with simple two-dimensional models are also reported.

Modellseismische Untersuchungen haben sich heute bereits vielfach als brauchbare Arbeitsmethode erwiesen. Besonders bei der Untersuchung komplizierter seismischer Probleme stößt bekanntlich die theoretische Behandlung auf

¹⁾ Vortrag, gehalten auf der 23. Jahrestagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Bad Soden am 14.-16. Oktober 1959.

²⁾ S. H. Rao, M. Sc., Department of Geology and Geophysics, Indian Institute of Technology, Kharagpur, W. Bengal, India, z. Zt. am Institut für Geophysik der Bergakademie Clausthal.

³⁾ Dipl.-Geophysiker R. Gutdeutsch, Seismos GmbH., Hannover, z. Zt. Institut für Geophysik der Bergakademie Clausthal.

⁴⁾ Dipl.-Geophysiker J. Klußmann, Institut für Geophysik der Bergakademie Clausthal.

beträchtliche mathematische Schwierigkeiten, die oft nur bei bestimmten Vereinfachungen überwindbar sind. In der Modellseismik ist man in der Lage, jede geologische Struktur und ihr physikalisches Verhalten nachzubilden. Somit lassen sich die meisten seismischen Probleme experimentell untersuchen.

Die Schwierigkeiten bei modellseismischen Messungen liegen hauptsächlich auf experimentellem Gebiet. Sofern man sich auf Laufzeitmessungen beschränkt, ist nur ein verhältnismäßig geringer Aufwand notwendig. Wenn man dagegen auch die Form des seismischen Impulses messen will, werden erhebliche Anforderungen an die Apparatur gestellt. Es ist nicht nur erforderlich, daß der Sendepuls in Form und Amplitude gleichbleibt, sondern man muß auch aus dem registrierten auf den wahren seismischen Impuls schließen können. Dieses bereitet erhebliche Schwierigkeiten.

Beschreibung der Apparatur

Abbildung 1 stellt das Blockdiagramm der Apparatur dar. Ein Generator liefert elektrische Spannungsimpulse, die auf den Geberkristall gegeben werden. Dieser Kristall besteht aus einem piezoelektrischen Material, z. B. Bariumtitanat. Er wandelt den elektrischen Impuls in einen mechanischen um, der auf das Modell aus Kunststoff übertragen wird und sich dort in Form elastischer Wellen fortpflanzt. Diese Wellen werden vom Aufnehmer aus Bariumtitanat aufgenommen. Die Empfangsamplitude ist recht klein. Infolgedessen muß ein Breitbandverstärker eingeschaltet werden. Der ca. 100-fach verstärkte Empfangsimpuls wird über ein Filter auf den Tektronix-Oszillographen gegeben, auf dem die Registrierung erfolgt.

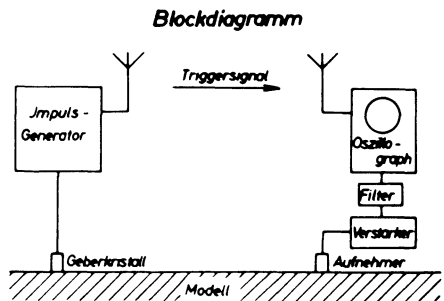


Abb. 1

Aufbau des Generators

Es ist das letzte Ziel modellseismischer Arbeiten, auch die Form seismischer Impulse zu messen. Der Generator muß also imstande sein, Impulse verschiedener Form zu erzeugen. So ist es für Frequenzuntersuchungen beispielsweise vorteilhaft, Impulse mit einer bevorzugten Hauptfrequenz zu benutzen, z. B. eine gedämpfte Sinusschwingung.

Für die Erzeugung bestimmter Impulsformen eignet sich ein Löschfunkensender besonders gut. Auf Anregung von Herrn Dipl.-Ingenieur Geisweid vom Institut für Aeronomie, Lindau/Harz, wurde ein solcher Funkensender gebaut.

Aus Abbildung 2 ist das Prinzip dieses Senders ersichtlich. Durch eine Gleichspannung wird der Kondensator C über den Widerstand R_1 aufgeladen. Wenn die am Kondensator liegende Spannung gleich der Zündspannung der Funkenstrecke F wird, schlägt ein Funke über, und der Kondensator entlädt sich über das System Kristall K / Widerstand R_2 bzw. Kristall/Spule L . Falls die Spule L eingeschaltet ist, erzeugt der Sender am Geber-Kristall eine gedämpfte Sinusspannung, deren Frequenz hauptsächlich durch C und L bestimmt ist. Durch Benutzung verschiedener Spulen kann man verschiedene Frequenzen erzeugen. Beim Einschalten des Widerstandes R_2 erhält man einen exponentiell abklingenden Impulsverlauf. Die Zeitkonstante ist durch $R_2 C$ gegeben und frei wählbar. Die Impulsfolgefrequenz ist durch die Aufladezeit des Kondensators C bestimmt und hängt von R_1 ab. Ebenso hat der Elektrodenabstand der Funkenstrecke, der die Zündspannung bestimmt, Einfluß auf die Impulsfolgefrequenz. Im Betrieb ist sie bis auf einen Fehler von $\pm 10\%$ konstant. Diese Genauigkeit reicht für den gewünschten Zweck aus.

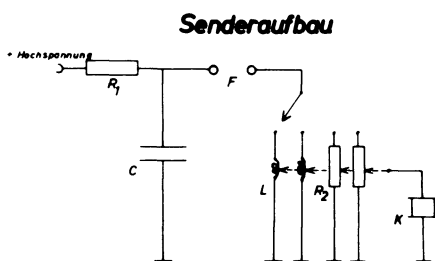


Abb. 2

Modellaufbau

Für die ersten Versuche wurden zweidimensionale Modelle verwandt, die freundlicherweise von der Seismos GmbH., Hannover, zur Verfügung gestellt wurden. Als Material wurde bisher PVC weich und hart, Acrylglas, Strelit, Aluminium und Messing benutzt.

Bei zweidimensionalen Modellen hat man darauf zu achten, daß die benutzten Wellenlängen viel größer sind als die Modelldicke. Dann ist die von Love bzw. Oliver, Press und Ewing entwickelte Theorie für zweidimensionale Wellenausbreitung anwendbar [1], [2]. Zweidimensionale Modelle sind erstens billiger als dreidimensionale, zweitens fallen Störungen, die durch die Räumlichkeit hervorgerufen werden – z. B. Seitenreflexionen – fort.

Die Methode, Modelle für die Messung aufzubauen und gegen Störschwingungen von außen abzusichern, ist etwa die gleiche, die Carabelli bzw. Koe-

foed [3] angewandt haben. Hierbei wird das Modell auf einem Gestell aus Winkel-eisen aufgebockt, so daß es zwischen zwei schaumgummigepolsterten Backen eingepreßt und so gehalten wird (siehe Abb. 3).

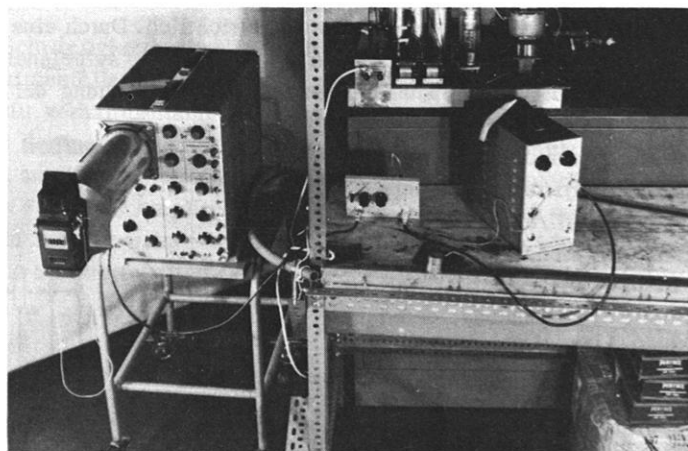


Abb. 3: Aufbau der modellseismischen Apparatur

Durch diesen Aufbau gelang es, seismische Störungen von außen, für die die Registriervorrichtung sehr empfindlich ist, weitgehend abzufangen. Die Einpressung des Modells zwischen den Backen hatte auch den Zweck, allzu starke Querschwingungen zu verhindern.

Sender und Empfänger

Als Geber- und Aufnehmerelemente wurden bisher Bariumtitanatschwinger verschiedener Form und Größe erprobt. Sie wurden allgemein durch Öl oder Staufferfett an das Modell angekoppelt. Es erwiesen sich kreisförmige Plattenschwinger als besonders günstig. Als Geber geschaltet erzeugen sie durch Dicken-schwingungen Kompressionswellen im Modell, die sich hauptsächlich in Achsial-richtung ausbreiten. Ganz andere Eigenschaften zeigen die rohrförmigen Radial-schwinger. Wenn man sie im Modell anbringt, strahlen sie in allen Richtungen gleichmäßig *P*-Wellen ab, gesetzt den Fall, daß die Ankopplung an der ganzen Geberfläche gleich ist, was sich kaum vollständig erreichen läßt. Rohrschwinger haben andererseits den großen Vorteil, daß man mit ihnen die Schußpunkte der Feldseismik am besten nachbilden kann. Radialschwinger wurden in zylinderförmigen Bohrungen im Modell eingelassen, um die eben erwähnte Richtcharakteristik auszunutzen. Die damit erreichte sehr gute Ankopplung, die durch

Hinzufügen von Öl noch verbessert werden konnte, wurde jedoch mit einer sehr starken Erwärmung des Kristalls erkauft. Da eine Erwärmung auf 110°C bereits zum ständigen Verlust der piezoelektrischen Eigenschaften führt, mußte dieser Effekt unbedingt ausgeschaltet werden. Der Geber wurde also vollständig mit einem Ölbad umgeben. Damit wurde gleichzeitig eine gute Ankopplung garantiert, eine unzulässige Temperaturzunahme über längere Betriebszeiten hin verhindert und die Möglichkeit eines Funkenüberschlages zwischen den Elektroden so gut wie unmöglich gemacht. Ein Funkenüberschlag kann zur Zerstörung des Gebers führen, weil der Silberbelag der Elektroden an der Zündstelle verdampft, sich längs des Zündkanals niederschlägt und so eine dauernde leitende Verbindung zwischen den Elektroden herstellt.

Beim Aufnehmer kam es hauptsächlich darauf an, eine wirksame elektrische Abschirmung zu schaffen. Zur Dämpfung mechanischer Schwingungen werden die Aufnehmerkristalle in Blei oder Wachs eingefaßt.

Registrierung

Das Empfangssignal wird auf die Vertikalablenkung des Tectronix-Oszillographen gegeben. Der Sendeimpuls triggert die horizontale Zeitablenkstufe, wobei die Übertragung durch eine Antenne erfolgt. Durch den Vorverstärker erfährt der zu registrierende Impuls eine geringe Zeitverzögerung, die mit $0,14 \mu\text{sec}$ gemessen werden konnte. Sie ist also so gering, daß man sie nur bei Messungen extrem geringer Laufzeiten berücksichtigen muß.

Exakte Laufzeitmessungen werden am Oszillographen direkt vorgenommen. Durch eine besondere Vorrichtung des Gerätes kann die Zeitablesengenauigkeit bis auf $0,05\%$ gesteigert werden. Diese Möglichkeit kann natürlich nur dann vollständig ausgenutzt werden, wenn der gesuchte Einsatz mit genügender Schärfe zu erkennen ist.

Zum Zwecke der Dokumentation werden die wichtigsten Registrierungen vom Bildschirm des Oszillographen abphotographiert. Die Aufnahmen werden mit einer Rolleicord-Rolleikin gemacht, deren Filmvorschub durch einen besonderen Eingriff auf 10 mm pro Bild verringert worden ist. Die Kamera ist durch einen Tubus fest mit dem Oszillographen verbunden, um den Einfall von Streulicht zu verhindern sowie um den konstanten Abstand und Horizontierung zu sichern (siehe Abb. 3).

Die in Abbildungen 4-6 gezeigten Seismogramme wurden durch Mehrfachbelichtung hergestellt. Dabei wurde der Aufnehmer nach jeder Belichtung um einen

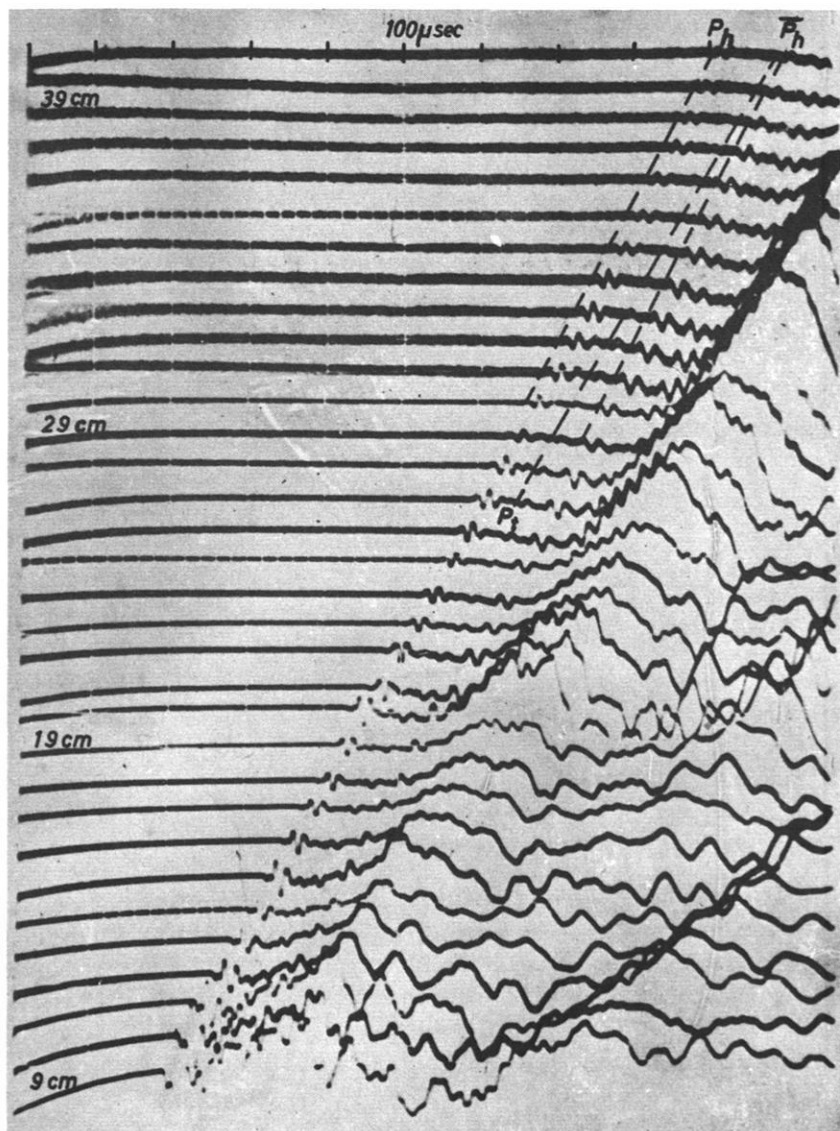


Abb. 4: Seismogramm mit hoch- und tiefrequenten Einsätzen der Kompressionswelle

konstanten Abstand versetzt und gleichzeitig die am Bildschirm sichtbare Spur um einige Millimeter nach oben verschoben. Auf diese Weise gelang es, auf einem Bild 11 Spuren zu registrieren. Das ganze Seismogramm besteht aus 3-6 Bildern.

Wie oben bereits gesagt wurde, muß man darauf achten, daß die benutzten Wellenlängen viel größer sind als die Modelldicke. Wenn auch der Sendeimpuls in der Hauptsache ausreichend tiefe Frequenzen enthält, so kann man doch in geringer Entfernung vom Geberkristall noch sehr hohe Frequenzen registrieren.

Abbildung 4 stellt eine solche Profilmessung in unmittelbarer Nähe des Geberkristalles dar. Die Empfangsstationen waren hierbei radial zum kreisförmigen Geber in einer Linie angeordnet. Die Aufnahme zeigt die hochfrequenten Ersteinsätze der P -Wellen (P_h) und die der tieffrequenten P -Einsätze, die mit P_t bezeichnet sind. Der Geschwindigkeitsunterschied zwischen P_t - und P_h -Wellen ist augenfällig. Gemessen wurde:

$$V(P_t) = 1760 \text{ m/sec, Wellenlänge ca. } 10 \text{ cm}$$

$$V(P_h) = 2350 \text{ m/sec, Wellenlänge ca. } 0,7 \text{ cm}$$

Die Modelldicke beträgt 2 cm. Folglich liegt die Wellenlänge der P_h -Wellen weit unter der Größenordnung der Modelldicke. Bei der gemessenen Geschwindigkeit von 2350 m/sec muß es sich also um die dreidimensionale Geschwindigkeit für Kompressionswellen handeln. Die P_t -Einsätze dagegen entsprechen der Geschwindigkeit für Kompressionswellen bei zweidimensionalen Ausbreitungsbedingungen. Aus diesem und anderen Seismogrammen sind die Geschwindigkeiten der Scherwelle $V_S = 980 \text{ m/sec}$ und die der Rayleigh-Welle $V_R = 920 \text{ m/sec}$ bekannt. Weiterhin ergab eine Dichtebestimmung des PVC-Materials $\rho = 1,57 \text{ g/cm}^3$. Die Behauptung, daß es sich bei der gemessenen Geschwindigkeit von 2350 m/sec tatsächlich um die dreidimensionale P -Wellengeschwindigkeit handelt, läßt sich also leicht durch Vergleich mit der Theorie begründen [2].

Bei den hohen Frequenzen sind insbesondere Störungen durch Reflexion und Führung der Wellen an der Vorder- und Hinterfläche des Modells zu erwarten. Auf dem Seismogramm in Abb. 4 erkennt man beispielsweise einen zweiten hochfrequenten Einsatz ca. $20 \mu \text{ sec}$ nach dem Ersteinsatz, der mit \bar{P}_h bezeichnet ist. Seine Entstehung wird verständlich, wenn man sich die Wellenfronten, wie sie in der Skizze Abbildung 4 a dargestellt sind, veranschaulicht.

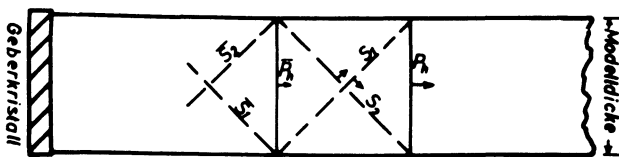


Abb. 4 a: Prinzipskizze zur Erklärung der zweiten Einsätze \bar{P}_h

Hier ist die Schmalseite, also die Oberkante des Modells in Aufsicht dargestellt. Da der Geberkristall senkrecht zur betrachteten Kante flächenhaft angebracht ist, erzeugt er eine ebene Wellenfront (P_h), die in Pfeilrichtung fortschreitet. An jeder der beiden Grenzflächen schleppt die P_h -Welle je eine Schwerwelle S_1 und S_2 nach, die unter dem Grenzwinkel $\beta = \arcsin v_S/v_{P_h}$ abgestrahlt werden. Die Wellenfronten der S_1 - und S_2 -Wellen sind in der Skizze gestrichelt eingetragen. Wenn diese Wellenfronten auf die jeweils gegenüberliegende Grenzfläche treffen, erzeugen sie eine unter dem Grenzwinkel reflektierte P -Welle (\bar{P}_h) und jeweils eine reflektierte \bar{S} -Welle. Die \bar{P}_h -Welle wird als zweiter Einsatz registriert.

Erste Ergebnisse ⁵⁾

Bei den Seismogrammen Abbildung 5 und 6 handelt es sich um Aufnahmen, die an einem einfachen rechteckigen Modell aus PVC vorgenommen wurden (Maße: $1350 \times 186 \times 20$ mm). Hier war der Geber an einer Ecke des Modells (siehe Abb. 5 a) und die Aufnehmer auf einer Geraden radial dazu angebracht.

Die Zeitmarken sind deutlich als Unterbrechung der Spuren zu erkennen.

In Abbildung 5 sind die Ersteinsätze der P - und S -Wellen gut zu erkennen. Die Geschwindigkeit der Rayleigh-Welle (R) liegt nur wenige Prozent unter der der S -Welle. Daher sind die entsprechenden Einsätze nicht voneinander zu trennen, zumal bei großen Entfernungen vom Geber die registrierten Frequenzen sehr niedrig sind.

An späteren Einsätzen sind zu erwarten:

1. PP - und SS -Reflexionen von der Modellunterkante, die – durch die Modeldimensionen bedingt – unmittelbar nach den entsprechenden Ersteinsätzen eintreffen müssen. Sie werden von diesen überdeckt und können deshalb nicht beobachtet werden.

2. PS - und SP -Reflexionen (vergleiche auch Abb. 5 a), die in dem Seismogramm gut sichtbar sind. Bei geringen Abständen Geber-Aufnehmer treten sie mit bemerkenswert hoher Frequenz auf.

3. SPS -Wellen (vergleiche Abb. 5 a), die bereits von Berckhemer und Oliver modellseismisch untersucht wurden. Berckhemer bezeichnet sie

⁵⁾ Bei den Seismogrammen Abb. 4, 5 und 6 wurde der Geber-Kristall mit exponentiell abklingenden Impulsen betrieben. Anstiegszeit ca. 10^{-7} sec, Abfallzeit auf 1/2 der Maximalamplitude ca. 10^{-5} sec.

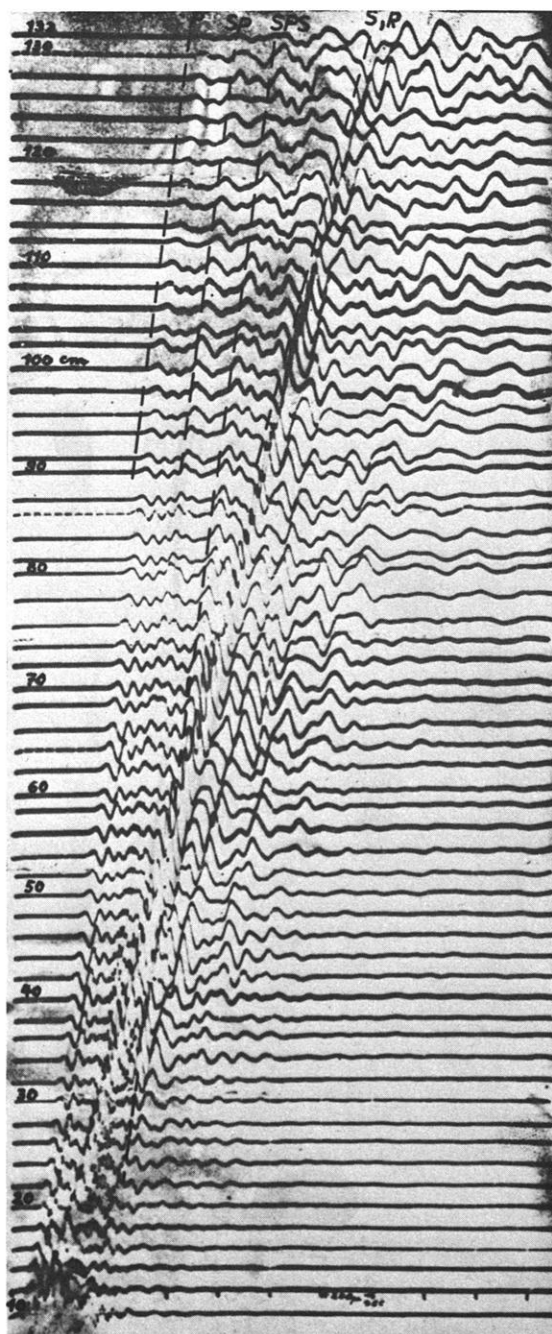


Abb. 5: Registrierung längs der Oberkante einer PVC-Platte, Reflexionen (SP , SPS) von der Modellunterkante

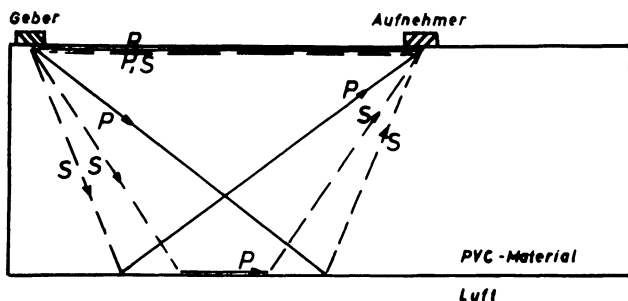


Abb. 5 a: Prinzipskizze zur Erklärung der Wellenwege für die in den Abbildungen 5 und 6 erkennbaren Einsätze

mit "innerer Refraktion". Es handelt sich hier um seismische Energie, die als S-Welle unter dem Grenzwinkel ϕ ($\sin \phi = v_s/v_p$) auf die untere Modellfläche trifft, reflektiert wird, in der unteren Modellfläche als P-Welle läuft und als S-Welle wieder unter dem Grenzwinkel abgestrahlt wird. Diese Wellen entstehen aus einem Reflexionsvorgang und haben mit Refraktion eigentlich nichts zu tun. Sie entstehen auch dann, wenn das Material an Luft grenzt wie in unserem Falle. Die Einsätze dieser Welle sind deutlich erkennbar. Für die Knickentfernung Rayleigh-Welle/SPS-Welle liest man auf dem Seismogramm Abbildung 5 $s = 62$ cm ab. Dieser Wert stimmt mit der theoretischen Vorausberechnung vollkommen überein.

4. An der Modellkante reflektierte Rayleigh-Wellen, die aber nicht auf Abbildung 5 zu beobachten sind. Sie sind jedoch auf Abbildung 6 als schwache Andeutung vorhanden (RR).

5. Mehrfachreflexionen sind auf Abbildung 5 erkennbar, allerdings nur auf wenigen Spuren. Das Seismogramm Abbildung 6 wurde aufgenommen, um das Verhalten in der Nähe der Modellkante zu untersuchen. In diesem Bereich sind Reflexionen zu erwarten, die von der Modellkante herrühren, z.B. die der Rayleigh-Welle (siehe oben).

Die hier gezeigten Seismogramme dienen lediglich der Erprobung unserer Apparatur und der Untersuchung der Ausbreitungsbedingungen seismischer Wellen in den benutzten Modellmaterialien. Sie zeigen, daß Laufzeitmessungen bereits exakt vorgenommen werden können, und daß der Sender stark genug ist, um Reflexionen mit registrierbarer Amplitude zu erzeugen.

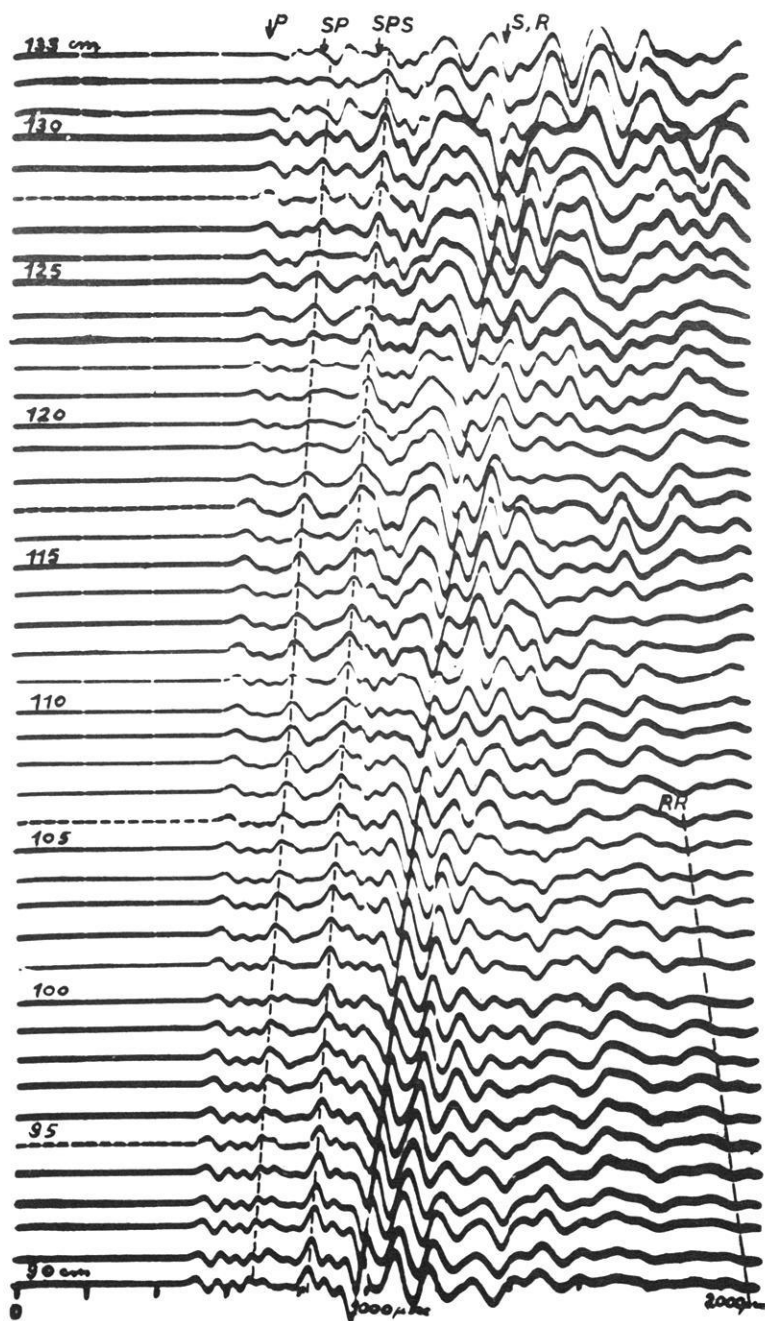


Abb. 6: Registrierung in der Nähe der Modellseitenkante

Die Verfasser danken Herrn Professor Menzel für die wertvolle Förderung der Arbeiten. Der Seismos GmbH. sei für ihre großzügige materielle Unterstützung gedankt. Herrn Dipl.-Ing. Geisweid vom Institut für Aeronomie, Lindau/Harz, gebührt Dank für die Anregung zum Bau des Funkensenders und Herrn Professor Koefoed/Delft für einige gute Hinweise bei der Einrichtung unserer Registrierkamera.

Literatur

- [1] Love, A.E.H.: A Treatise on the Mathematical Theory of Elasticity, 4th Ed., Cambridge University Press, 1959.
- [2] Oliver, J., Press, F. and Ewing, M.: Two-dimensional Model-seismology. Geophysics, Vol. XIX, 202-219 (1954).
- [3] Koefoed, O., van Ewyk, J.G., and Bakker, W.T.: Geophysical Prospecting, Vol. VI, p. 382-393 (1958).
- [4] Bergmann, L.: Der Ultraschall. Stuttgart, S. Hirzel-Verlag 1954.
- [5] Berckhemer, H. und Oliver, J.: Zur Deutung seismischer Einsätze mit parallelen Laufzeitkurven. Zeitschrift für Geophysik, Bd. 21, S. 152-163 (1955).



Feldwaage

Bauart Gf 6

nach Schmidt

Seit Jahrzehnten bewährt,
auf der ganzen Welt im Einsatz;

Ablesegenauigkeit: bis 1γ

Besondere Vorzüge:
Auch für H-Messung und
zum Registrieren geeignet.

Präzisions-Magnetometer

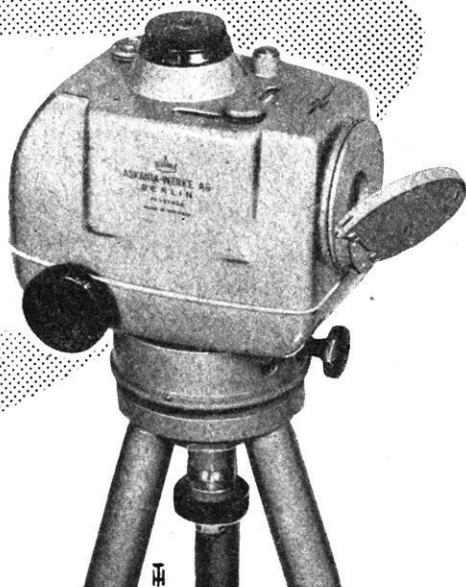
Torsionsmagnetometer

Bauart Gfz

Rationell und zeitsparend
nur 40 s Meßdauer pro Station;

Meßbereich: 65000 γ

Ablesegenauigkeit: besser als 2γ



Fordern Sie bitte ausführliche Prospekte an.

CONTINENTAL ELEKTROINDUSTRIE AKTIENGESELLSCHAFT
ASKANIA-WERKE · BERLIN-MARIENDORF

Die Welt der Sterne

von **William Brunner**

Zweite unveränderte Auflage

Mit 152 Abbildungen. 288 Seiten.

Leinen DM 16,—

Die heute beobachtbare Welt der Sterne ist unvorstellbar groß, die Erforschung der Gestirne mit vielen, vor allem technischen Schwierigkeiten verbunden. Der interessierte Sternenfreund ist deshalb für einen umfassenden Überblick besonders dankbar. In anschaulicher und interessanter Weise werden auch für den, der sich bisher noch nicht mit astronomischen Beobachtungen befaßte, die ihm zugänglichen Forschungsergebnisse dargestellt. Aber auch der passionierte Sternenfreund wird aus der zum Nach-Denken anregenden Darstellung und aus den Hinweisen auf zahlreiche noch ungeklärte Probleme viel Gewinn ziehen können. Vor allem bietet das Buch eine zuverlässige Orientierung. Sowohl das übersichtliche Inhaltsverzeichnis als auch das Verzeichnis der Fachausdrücke geben rasch über den dargebotenen Stoff jeden erwünschten Aufschluß.

Lebendige Mathematik

von **Walther Lietzmann**

Zweite Auflage

Mit 343 Abbildungen und 10 Tafeln. 435 Seiten.

Leinen mit farbigem Umschlag DM 16,80

Wem je in der Schule der Mathematikunterricht verhaßt war, weil ihm der Zugang zu diesem spröden Stoff verschlossen blieb, hier begreift er an Dingen des täglichen Lebens die mathematischen Zusammenhänge. Fast ohne es zu merken wächst er unter Lietzmanns Führung auch in schwierige Probleme hinein, und es erschließt sich ihm das große Wunder, daß das reine Gedankengefüge Mathematik nicht nur auf die Dinge um uns herum anwendbar, sondern schlechthin Grundlage jeglichen zivilisierten Lebens ist. Trotzdem ist dieses Werk kein nettes Büchlein zur Veranschaulichung der Elementarmathematik, sondern es durchleuchtet die Mathematik einmal wirklich, auch ihre abstraktesten Teile, in ihrer Einheitlichkeit und Schönheit. Dabei wird dem Leser durch zahlreiche Abbildungen und Tafeln sogleich eine Fülle von Anschauungsmaterial gegeben. So kommt dieses Buch gerade in unserem hochtechnisierten Zeitalter einem echten Bedürfnis entgegen.

Triumph der Mathematik

Hundert berühmte Probleme aus zwei Jahrtausenden mathematischer Kultur

von **Heinrich Dörrie**

Fünfte Auflage. 112 Figuren.

Leinen mit Cellophan-Umschlag DM 18.50

Der Verfasser gibt durch entsprechende Auswahl der elementar-mathematischen Probleme, die kurz, übersichtlich und verständlich dargelegt sind, eine Vorstellung von der erstaunlichen Vielgestaltigkeit der mathematischen Methoden. Es wurden nur Sätze der Elementarmathematik als bekannt vorausgesetzt, so daß die Lektüre des Buches nennenswerten Schwierigkeiten nicht begegnet. In ausgewählten Ausschnitten werden Zahlentheorie, Analysis und Algebra, Planimetrie und projektive Geometrie, Stereometrie, Nautik und Astronomie behandelt. Inhalt und Darstellung sind gleich vielfältig und vermitteln in ihrer mehr zufälligen, durch die einzelnen Aufgaben bedingten Aneinanderreihungen nicht nur dem Laien einen Einblick in die Leistungen des mathematischen Denkens eines Euler, Gauss, Steiner und anderer sondern geben auch dem mathematisch Erfahreneren manche neue Anregung.



PHYSICA-VERLAG - WURZBURG