

ZEITSCHRIFT
FÜR
G E O P H Y S I K

Herausgegeben im Auftrage der

Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

von

W. Dieminger, Lindau über Northeim

unter Mitwirkung von *B. Brockamp*, Münster i. W. — *A. Defant*, Innsbruck — *W. Hiller*, Stuttgart
K. Jung, Kiel — *O. Meyer*, Hamburg — *F. Möller*, München — *H. Reich*, Göttingen

Jahrgang 29

1963

Heft 5



P H Y S I C A - V E R L A G · W Ü R Z B U R G

Postverlagsort Würzburg

INHALTSVERZEICHNIS

GIESE, P.: Die Geschwindigkeitsverteilung im obersten Bereich des Kristallins, abgeleitet aus Refraktionsbeobachtungen auf dem Profil Böhmischesbruck—Eschenlohe . . .	197
BOSE, S. K.: A Wave Theory for the Generation of Love, G and S_n Waves	215
ÖCAL, N.: Aufbau der Erdkruste in Anatolien.	227
PLAUMANN, S.: Kontinuierliche Schweremessungen im Roten Meer mit einem Askania-Seegravimeter vom Typ Gss2 nach GRAF	233
Verzeichnis der geophysikalischen Vorlesungen	257

DIE ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

erscheint in Jahrgängen zu je 6 Heften. Der Bezugspreis beträgt je Jahrgang 48,— DM, Einzelhefte je nach Umfang. Abonnements verlängern sich jeweils um einen Jahrgang, falls keine ausdrückliche Abbestellung zum Ende eines Jahrgangs 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 Autornamen, 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. WALTER DIEMINGER, Max-Planck-Institut für Aeronomie, 3411 Lindau über Northeim (Hann.)

Anschrift der *Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft*:

2 Hamburg 13, Von-Melle-Park 6, 14. Stockwerk, 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 Liebig K.-G., Würzburg, Münzstr. 12 Pers. haft. Ges. Rudolf Liebig, Arnulf Liebig und Hildegund Holler, sämtlich Buchhändler in Würzburg. Kommanditisten: Friedr. Göbler, Buchhändler, und Gertrud Liebig, beide Würzburg.

Druckerei: R. Oldenbourg, Graph. Betriebe GmbH, München

Printed in Germany



PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1963

Die Geschwindigkeitsverteilung im obersten Bereich des Kristallins, abgeleitet aus Refraktionsbeobachtungen auf dem Profil Böhmischembruck — Eschenlohe¹⁾

Von P. GIESE, München²⁾

Eingegangen am 25. März 1963

Zusammenfassung: Auf dem Refraktionsprofil Böhmischembruck — Eschenlohe verlaufen die ersten 25 km der Profillinie auf dem Kristallin der Böhmischem Masse. Im Laufzeitdiagramm liegen die ersten Einsätze nicht auf einer geraden Linie, sondern auf einer schwach gekrümmten Kurve, die durch einen Geschwindigkeitsgradienten bedingt ist. Durch näherungsweise Integration läßt sich der Geschwindigkeitsverlauf mit der Tiefe berechnen (Abb. 5).

Das Ergebnis wird mit denen anderer Messungen verglichen. Die von BIRCH durchgeführten Geschwindigkeitsmessungen bei steigenden Drucken und Temperaturen ergeben ebenfalls eine kontinuierliche Zunahme der Geschwindigkeit. Ferner läßt sich ein Zusammenhang zwischen der Profillänge und der gemessenen Geschwindigkeit im Grundgebirge aufzeigen. Kurze Profile (einige km) ergeben Werte bei 5,6 km/s, während auf den längeren Steinbruchs-Profilen höhere Geschwindigkeiten von etwa 5,8—6,0 km/s gemessen werden. Ein Geschwindigkeitsgradient kann diese Diskrepanz erklären. Zum Schluß werden zwei Folgerungen, die sich aus der Existenz eines Geschwindigkeitsgradienten ergeben, diskutiert. Bei Refraktionsmessungen zur Bestimmung der Grundgebirgsoberfläche liegt der bestimmte Horizont nicht an der geologischen Grenzfläche Sediment-Kristallin, sondern innerhalb des obersten Grundgebirges. Schließlich wird auf das Auftreten einer Schattenzone hingewiesen.

Summary: On the refraction profile Böhmischembruck-Eschenlohe up to a distance of 25 km the first 11 stations were set up on crystalline rock. In the time-distance plot the first arrivals are not arranged on a straight line, but on a curve with slight curvature, which is caused by a continuous increase of velocity with depth. The method of integrating piecewise yields the velocity function with depth (Fig 5).

The result is compared with data of other measurements. BIRCH has also found an increase of velocity with depth by investigating the effects on velocity due to increase in temperature and pressure. Furthermore the velocity in basement measured on profiles is related to the length of these profiles. Short profiles yield values of 5.6 km/s, the velocities of about 5.8—6.0 km/s correspond to long profiles of quarry-blasts. Increasing velocity is of use in explaining this discrepancy. Two conclusions resulted from the velocity gradient are briefly discussed. The horizon calculated by method of refraction does not agree with the geological interface sediment-basement, but it is situated in the upper region of crystalline. Finally the author refers to the existence of a shadow-zone.

¹⁾ Gemeinschaftsarbeiten der deutschen geophysikalischen Institute im Rahmen des Schwerpunktprogrammes der Deutschen Forschungsgemeinschaft: „Geophysikalische Erforschung des tieferen Untergrundes in Mitteleuropa“. Beitrag Nr. 21.

²⁾ Dr. P. GIESE, Institut für Angewandte Geophysik der Universität, München 2, Richard-Wagner-Straße 10.

Einleitung

Zu den wenigen Steinbrüchen, in denen auch heute noch Sprengungen mit größerer Ladungsmenge momentan, d. h. ohne Millisekundenverzögerung, gezündet werden, gehört der im Kreise Vohenstrauß (Oberpfalz) gelegene Bruch von Böhmischembruck. Seit 1960 findet hier in jedem Jahr eine größere Sprengung von mehreren Tonnen Sprengstoff statt. Für die seismischen Untersuchungen, die im Rahmen des Schwerpunktprogrammes der Deutschen Forschungsgemeinschaft zur Erforschung des tieferen Untergrundes in Mitteleuropa durchgeführt werden, ist die Lage des Bruches von Böhmischembruck sehr günstig. Daher wurden die ersten 3 großen Sprengungen in diesem Steinbruch für die Untersuchungen ausgenutzt.

Das erste Profil, auf dem beobachtet wurde, verläuft in südwestlicher Richtung zum Alpenrand auf den Steinbruch von Eschenlohe zu. Außerdem ist damit begonnen worden, auf einem Profil nach NW in Richtung des Ortes Hilders (Rhön) zu registrieren. In den Brüchen von Eschenlohe und Hilders finden ebenfalls regelmäßig größere Kammersprengungen statt, so daß die Möglichkeit zu Beobachtungen in der Gegenrichtung besteht. In dieser Arbeit soll von einem der Ergebnisse des Profils Böhmischembruck—Eschenlohe berichtet werden.

Beschreibung des Profils und technische Angaben

Der Ort Böhmischembruck liegt an der Pfreimd, einem Nebenfluß der Naab; nach Westen sind es 90 km bis Nürnberg, nach Süden 65 km bis Regensburg. Der Steinbruch selbst befindet sich in einem kleinen, südlichen Nebental der Pfreimd. Gebrochen wird ein granitischer Gneis, der vor allem als Schottermaterial Verwendung findet.

Dieser Bereich des Oberpfälzer Waldes liegt in einem recht tiefen Stockwerk (Katazone) der moldanubischen Zone des variskischen Orogens. Dieses mag der Grund für die gute Abstrahlung der bei der Sprengung auf das Gestein übertragenen Energie sein. Mit gutem Erfolg ist daher bis zu Entfernungen von über 300 km registriert worden.

Die folgende Tabelle 1 führt die Daten der bisher beobachteten 3 Sprengungen auf.

Tabelle 1

Datum	Uhrzeit (MEZ)	Ladung	Rechtswert Hochwert	Höhe über NN
9. 7. 60	11 h 13 min 31,69 s	3,6 t	4525.725 5492.330	510 m
29. 4. 61	11 h 13 min 29,57 s	5,3 t	4525.700 5492.325	510 m
8. 6. 62	17 h 59 min 30,38 s	6,0 t	4525.750 5492.375	510 m

Das Profil Böhmischesbruck—Eschenlohe läßt sich in 3 Abschnitte gliedern: Im ersten Profilabschnitt zwischen Böhmischesbruck und Regensburg (Länge etwa 55 km) liegen die Stationen auf der Böhmisches Masse (Abb. 1). Bis auf die Meßpunkte in der Bodenwöhrer Senke zwischen 25 und 35 km Entfernung, die auf Tertiär und Mesozoikum stehen, haben die Stationen unmittelbar kristallinen Untergrund. Der zweite Profilteil zwischen Regensburg und Eschenlohe überquert bis Saal/Donau den südöstlichen Teil der Frankenalb und verläuft von dort an bis zum Alpenrand in der Molasse. Die Stationen südlich von Eschenlohe liegen bereits in den Alpen, der dritten regionalgeologischen Einheit dieses Profils.

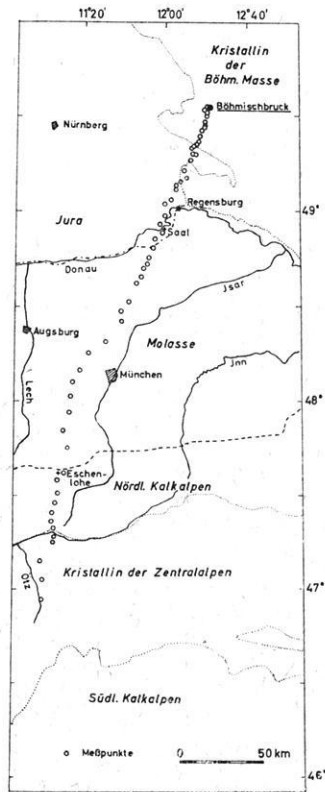


Abb. 1: Übersichtskarte. Verlauf des Profils Böhmischesbruck—Eschenlohe.

Im zweiten und dritten Abschnitt dieses Profils fehlen noch Beobachtungen, auch ist noch nicht in Gegenrichtung registriert worden. Daher soll in dieser Arbeit nur auf die Messungen im Kristallin der Böhmisches Masse eingegangen werden. Die Auswertung der Seismogramme dieses Profilabschnittes führt zu einem in sich abgeschlossenen, speziellen Problem, nämlich der Frage der Geschwindigkeitsverteilung

im obersten Bereich des Kristallins, also der Gneis- und Granitzone. Wie später an den Ergebnissen gezeigt werden wird, lassen sich einige Schlußfolgerungen ziehen, die für das Auswerteprinzip von Refraktionsmessungen, bei denen die Wellen den kristallinen Bereich durchlaufen, von Bedeutung sind.

Für diese spezielle Betrachtung können nur die Beobachtungen der Stationen bis 25 km Entfernung vom Sprengpunkt ausgewertet werden. Nach 25 km quert das Profil östlich von Schwarzenbach den Bayrischen Pfahl und erreicht 2 km südwestlich davon den Bodenwöhrer Halbgraben (Abb. 2). Die anschließenden Stationen stehen also auf tertiärem und mesozoischem Untergrund. Wenn auch die Mächtigkeit dieser

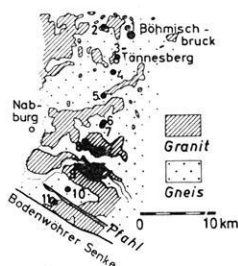


Abb. 2: Geologische Übersichtsskizze des Gebietes zwischen Böhmischem Bruck und der Bodenwöhrer Senke (Grundlage: Geologische Karte von Bayern 1 : 500000, München 1954).

Schichten nur einige 100 m beträgt, so können doch infolge des Fehlens genauer Werte der Schallgeschwindigkeiten und der Mächtigkeiten der sedimentären Serien diese Registrierungen für die spezielle Frage der Geschwindigkeitsverteilung im Kristallin nicht verwendet werden, da die Verzögerungen der seismischen Impulse unbekannt sind. Ebenso sollen die Stationen, die auf dem südlich anschließenden Kristallin im Bereich des Regen-Tales liegen, ausgeschlossen werden, da sie sich jenseits der bedeutenden Störungszone des Pfahls befinden. Es kommen also für die vorliegende Untersuchung nur die Stationen zwischen Böhmischem Bruck und der Bodenwöhrer Senke (Profillänge 25 km) in Betracht. In der Tabelle 2 sind die technischen Daten dieser Stationen aufgeführt.

Ziel der Untersuchung

Die kontinuierliche Zunahme der Geschwindigkeit mit der Tiefe ist eine allgemein anerkannte Tatsache, die aber meist nur für die Kruste als Ganzes berücksichtigt wird (MARTIN [10]). Aus zwei Gründen ist der stetigen Zunahme der Geschwindigkeit im oberen kristallinen Bereich der Erdkruste bisher wenig Beachtung geschenkt worden: einmal stand die Erforschung der gesamten Erdkruste im Vordergrund des Interesses, es wurden daher Nah- und Engbeobachtungen kaum durchgeführt; zum andern kommen für derartige Messungen nur solche Gebiete in Frage, in denen das Grundgebirge nicht von Sedimenten bedeckt ist. Die auf Grund einer Geschwindigkeits-

Tabelle 2

Ort		Höhe üb. NN	Rechtswert Hochwert ¹⁾	Entf. km	Datum	Institut
1 Böhmischembruck, Kirche		485 m	4525.660 5493.188	0,82	8. 6. 62	Bochum
2 Voitsburg		555 m	4522.625 5492.925	3,18	8. 6. 62	Bochum
3 Tännenberg, Ort	a	680 m	4523.940 5488.800	3,60	9. 7. 60	München
	b	630 m	4524.020 5488.480	4,21		
4 Bernhofer Höhe bei Tännenberg	a	560 m	4523.020 5487.400	5,62	9. 7. 60	München
	b	550 m	4522.810 5486.530	6,49		
5 Stöckelhof		510 m	4521.960 5484.220	8,94	9. 7. 60	München
6 Weidenthal, Ort		490 m	4520.525 5481.360	12,14	9. 7. 60	München
7 Weidenthal, Wald	P 1	476 m	4521.520 5481.035	12,13	8. 6. 62	Clausthal
	P 24	479 m	4521.290 5480.250	12,85		
8 Guteneck		410 m	4519.630 5478.370	15,23	9. 7. 60	München
9 Willhof		400 m	4518.520 5475.200	18,58	9. 7. 60	München
10 Unter-Auerbach		460 m	4517.700 5472.000	21,86	9. 7. 60	München
11 Stangelhof	a	393 m	4516.505 5470.410	23,97	9. 7. 60	München
	b	430 m	4516.420 5470.140	24,06		

¹⁾ Gauß-Krüger-Koordinaten.

Institute:

Bochum: Westfälische Berggewerkschaftskasse;

Clausthal: Institut für Geophysik der Bergakademie Clausthal;

München: Institut für Angewandte Geophysik der Universität München.

zunahme mit der Tiefe zu erwartende Krümmung der Laufzeitkurve ist derart gering, daß unbekannte und nicht berechenbare Einflüsse von Sedimentbedeckungen die Bestimmung von Geschwindigkeitsgradienten im Grundgebirge zu unsicher werden lassen, wenn nicht entsprechende Bohrlochmessungen in größerer Zahl bekannt sind. — In der recht umfangreichen Zusammenstellung von Refraktionsbeobachtungen in den USA von STEINHART und MEYER [20] wird mehrmals dieses Problem angeschnitten, doch mangels guten Beobachtungsmaterials nicht weiter verfolgt (S. 205 und 256). Daher soll hier versucht werden, die Frage der Geschwindigkeitsverteilung in der obersten Gneis- und Granitzone des Oberpfälzer Waldes zu klären.

Die Registrierungen

Für die folgenden Überlegungen sind nur die ersten Einsätze von Interesse. Wie die Registrierungen zeigen, setzt sich der Impuls dieser Welle aus Frequenzen zwischen 10 und 20 Hz zusammen. Dieser Frequenzbereich ist im Vergleich zu anderen Registrierungen in ähnlichen Entfernungen als recht hoch zu bezeichnen: einmal wird durch die Sprengung im kristallinen Gestein ein sehr breites Frequenzspektrum angeregt, zum anderen ist der Laufweg noch nicht so lang, daß die im Impulsspektrum enthaltenen hohen Frequenzen bereits absorbiert sind. Aus diesen beiden Gründen sind die ersten Einsätze in den Seismogrammen recht scharf. Bei der gebräuchlichen Filmgeschwindigkeit von etwa 5 cm/s läßt sich der Einsatz bis auf 0,5 mm, also auf 0,01 s genau, ablesen. Die Breite der Lichtpunktpur setzt hier der Ablesegenauigkeit die Grenze. Eine genauere Zeitbestimmung ist prinzipiell noch möglich, wie eine schneller laufende Reflexionsaufnahme zeigte. Die Filmgeschwindigkeit von etwa 20 cm/s erlaubt eine Einsatzzeitbestimmung mit einer Sicherheit von 0,003 s.

Die ersten Einsätze der in Frage kommenden Stationen sind in Tabelle 3, Spalte 2, aufgeführt. Es ist für die späteren Betrachtungen erforderlich, die Höhen der Meßpunkte auf eine Bezugsebene zu reduzieren. Diese braucht nicht parallel zu Normal-Null (NN) zu verlaufen; vielmehr entspricht es den natürlichen Verhältnissen, sie so zu legen, daß die Zeitkorrekturen, also die Höhendifferenzen zwischen Station und Bezugsebene, möglichst klein bleiben. Die so eingeführten Bezugshöhen sind in der Tabelle 3, Spalte 3, aufgeführt; die Spalte 4 gibt die Differenzen zwischen dieser Bezugsebene und den wahren Höhen an. Für die Reduktion der Laufzeiten wird zur Vereinfachung angenommen, daß der Strahl von der Bezugsebene bis zur Erdoberfläche senkrecht zu NN verläuft. Als Reduktionsgeschwindigkeit wird der Wert von 5000 m/s benutzt. In der Spalte 5 sind die Reduktionszeiten angegeben. Sie liegen in der Mehrzahl zwischen 0 und 0,01 s. Würde man den tatsächlichen schrägen Strahlenverlauf berücksichtigen, so würden sich diese Zeiten nicht mehr als um 50% ändern, also in der Mehrzahl nur in der ohnehin unsicheren 3. Dezimalen. Desgleichen würde eine andere Reduktionsgeschwindigkeit zwischen 4000 und 5000 m/s die 2. Dezimale nicht ändern. In der Spalte 6 der Tabelle sind die auf die gewählte Bezugshöhe reduzierten Laufzeiten, die für die weiteren Erörterungen verwendet werden, aufgeführt.

Tabelle 3

Ort	Einsatzzeit [s]	Bezugshöhe [m]	Höhendiff. [m]	Red. Zeit [s]	Red. Zeit [s]
1 Böhmischbruck	0,17	610	+ 125	+ 0,02	0,19
2 Voitsburg	0,60	560	+ 5	0	0,60
3 Tännenberg	a 0,75	510	- 170	- 0,03	0,72
	b 0,82	505	- 125	- 0,02	0,80
4 Bernh. Höhe	a 1,08	500	- 60	- 0,01	1,07
	b 1,24	500	- 50	- 0,01	1,23
5 Stöckelhof	1,67	485	- 25	0	1,67
6 Weidenthal, Ort	2,23	470	- 20	0	2,23
7 Weidenthal	P 1 2,24	470	- 6	0	2,24
	P 24 2,38	470	- 9	0	2,38
8 Guteneck	2,76	460	+ 50	+ 0,01	2,77
9 Willhof	3,33	450	+ 50	+ 0,01	3,34
10 Unter-Auerbach	3,93	435	- 25	- 0,01	3,92
11 Stangelhof	a 4,28	425	+ 32	+ 0,01	4,29
	b 4,33	425	- 5	0	4,33

Die Auswertung der Laufzeitkurve

Die Abb. 3 zeigt das übliche Laufzeitdiagramm, in dem die ersten Einsätze aufgetragen sind. Die Punkte liegen annähernd auf einer Geraden. Es fällt nicht schwer, eine gerade Linie durch die Punktfolge zu legen. Doch zeigt sich bei genauerer Betrachtung eine systematische Zunahme der Geschwindigkeit von 5000 m/s in der Nähe des Schußpunktes bis auf 5820 m/s bei einer Entfernung von 24 km. Dazwischen ist ein Knickpunkt in der Laufzeitkurve nicht zu erkennen. Noch deutlicher kommt diese

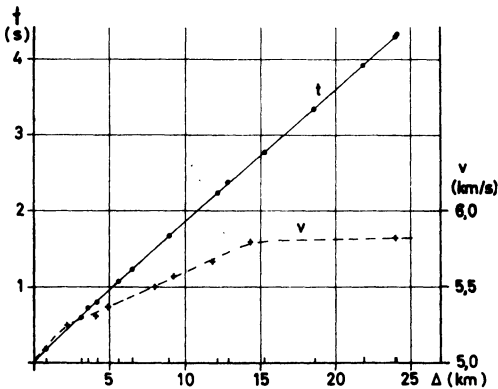


Abb. 3: Laufzeitplan der ersten Einsätze des Profilstückes zwischen Böhmischbruck und der Bodenwöhler Senke und der Verlauf der sich daraus ergebenden Geschwindigkeit der Kompressionswelle.

allmähliche Geschwindigkeitszunahme mit der Entfernung zum Ausdruck, wenn man die Laufzeiten in reduzierter Darstellung aufträgt (Abb. 4). Als Reduktionsgeschwindigkeit ist der Wert von 5600 m/s gewählt worden. Auch in dieser Darstellung ist kein deutlicher Knick zu erkennen, der auf eine un stetige Geschwindigkeitsänderung im Untergrund hinweist. Die Differenzen Δt sind im Durchschnitt auch größer als die Meßfehler und die Höhenkorrekturen. Somit muß die systematische Zunahme der

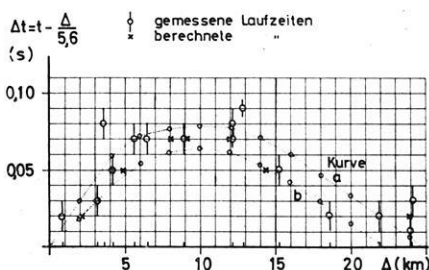


Abb. 4: Reduzierte Laufzeiten. Da die gemessenen Werte etwas streuen, geht die Berechnung der Geschwindigkeitsverteilung von 2 extremen „Grenz-Laufzeitkurven“ aus (kleine Kreise), um so die Schwankungsbreite zu erfassen. Zur Kontrolle wird in umgekehrter Rechnung aus einer mittleren Geschwindigkeitsfunktion die Laufzeitkurve ermittelt (Kreuze).

Geschwindigkeit mit der Entfernung als reell angesehen werden und auf ein kontinuierliches Ansteigen der Geschwindigkeit mit der Tiefe im obersten Bereich des Kristallins zurückgeführt werden. Es ergibt sich daher die Aufgabe, den Zusammenhang zwischen der Tiefe z und der Geschwindigkeit $v(z)$ zu bestimmen.

Eine lineare Zunahme der Geschwindigkeit mit der Tiefe wäre hinsichtlich der Auswertung am einfachsten. Hierbei entsteht aber die Gefahr, die wahren Verhältnisse durch eine schlechte Näherung zu beschreiben. Es soll daher von vornherein auf die Annahme einer speziellen Funktion $v(z)$ in Form eines geschlossenen Ausdrucks verzichtet werden. HERGLOTZ und WIECHERT [21] haben die Theorie des Strahlenverlaufs in einem Medium mit kontinuierlicher Geschwindigkeitsänderung behandelt. Auf diese auch in zahlreichen Lehrbüchern [8, 19] angeführten Ableitungen wird im folgenden zurückgegriffen.

Um zu einer einfachen Lösung zu gelangen, werden zwei Annahmen gemacht: 1. Die Geschwindigkeit v soll nur von der Tiefe z abhängen, d. h., es soll kein horizontaler Geschwindigkeitsgradient bestehen. 2. Die Geschwindigkeit $v(z)$ soll monoton mit der Tiefe z zunehmen. Die Scheiteltiefe z_s läßt sich mit Hilfe des folgenden Ausdrucks berechnen:

$$z_s = \frac{1}{\pi} \int_0^{x_s} \text{ArCo} \frac{v_s}{v} dx$$

Dabei ist x_s die Entfernung, in welcher der Strahl, der bis zur Scheiteltiefe z_s ein-

taucht und in dieser Tiefe die Geschwindigkeit $v(z = z_s) = v_s$ besitzt, die Erdoberfläche wieder erreicht. Für alle Werte $x \leq x_s$ gibt es ein zugehöriges $v \leq v_s$. Die Integration muß durch eine Näherungsmethode ausgeführt werden. Die Ebene $z = 0$ soll die anfangs eingeführte Bezugsebene sein, auf die die Laufzeiten reduziert wurden.

Diese Auswertemethode soll auf die beobachtete Laufzeitkurve angewendet werden. Vorher ist aber zu prüfen, inwieweit die beiden Voraussetzungen, die bei der Ableitung der obigen Formel gemacht worden sind, zutreffen.

Kleinere Geschwindigkeitsänderungen in horizontaler Richtung sind durchaus möglich, größere dagegen aber unwahrscheinlich. Der Bereich zwischen Böhmischembrück und dem Pfahl ist aus Gneisen und Graniten aufgebaut. Die Gneise sind wahrscheinlich präkambrischen Alters, während die Granite in der variskischen Orogenese aufgestiegen sind. In den Erläuterungen der Blätter Moosbach [6], Oberviechtach [5] und Neunburg vorm Wald [1] sind eine ganze Reihe von verschiedenen Gneisen aufgeführt. Aus den geologischen Karten wird aber ersichtlich, daß die basischen Vertreter der metamorphen Gesteine, also vor allem die Amphibolite und Serpentine, flächenmäßig sehr stark gegenüber den Gesteinen mit höherem SiO_2 -Gehalt zurücktreten. Die Schallgeschwindigkeiten von Graniten und sauren metamorphen Gesteinen liegen in demselben Bereich (5000—6000 m/s). Wie die geologische Übersichtskarte (Abb. 2) zeigt, wechseln längs des Profils Granite und Gneise derart häufig, daß kaum systematische Abweichungen zu erwarten sind. Diese unsystematische Verteilung der beiden Gesteinsgruppen an der Oberfläche kann als repräsentativ angesehen werden für alle Ebenen ($x, y, z = \text{const}$) in dem betrachteten Bereich von 0 bis 2 km Tiefe. Die Möglichkeit, daß sich längs der Profilrichtung die Schallgeschwindigkeit in den an der Oberfläche anstehenden Gesteinen kontinuierlich erhöht, muß als sehr unwahrscheinlich ausgeschlossen werden. Die kristallinen Gesteine des Bayrischen und Oberpfälzer Waldes weisen an der Erdoberfläche im Durchschnitt keine höheren Geschwindigkeiten als 5000 m/s auf. — Die 1. Voraussetzung, daß die Geschwindigkeit $v(z)$ nur von der Tiefe z abhängt, kann daher in diesem Rahmen als erfüllt angesehen werden.

Die 2. Annahme, nach der die Geschwindigkeit monoton mit der Tiefe zunimmt, ist in den ersten 2—3 km sicher erfüllt. Soweit eine Abnahme der Geschwindigkeit mit der Tiefe im Kristallin in der Literatur betrachtet wird, handelt es sich um Bereiche in größerer Tiefe der Erdkruste.

Da die Laufzeitwerte der ersten Einsätze — wie in der reduzierten Darstellung (Abb. 4) zum Ausdruck kommt — nicht ideal auf einer Kurve liegen, muß durch die Punktfolge eine ausgleichende Kurve gelegt werden, die nicht streng bestimmt ist. Um einen Anhaltspunkt über die mögliche Variationsbreite der Geschwindigkeitsfunktion $v(z)$ zu erhalten, ist nicht nur eine Laufzeitkurve ausgewertet worden, sondern zwei extrem liegende Kurven sind einer Berechnung unterworfen worden. Diese beiden Kurven, mit a und b bezeichnet, sind in die Darstellung der Abb. 4 eingetragen worden. Die Abb. 5 zeigt die beiden zugehörigen Geschwindigkeitsfunktionen $v_a(z)$ und $v_b(z)$. Sie unterscheiden sich kaum voneinander.

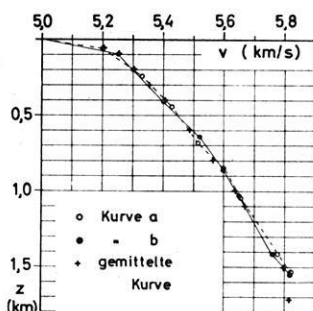


Abb. 5: Die Geschwindigkeit in Abhängigkeit von der Tiefe. Die Kurven a und b entsprechen den „extremen“ Lagen der Laufzeitkurven a und b in der Abb. 4. Aus diesen beiden Geschwindigkeitsverteilungen ergibt sich die gemittelte Kurve +.

Zur Kontrolle ist umgekehrt aus einer aus $v_a(z)$ und $v_b(z)$ gemittelten Geschwindigkeitsfunktion $\bar{v}(z)$ die zugehörige Laufzeitkurve berechnet und mit der gemessenen verglichen worden.

Die beiden folgenden Ausdrücke erlauben bei gegebener Geschwindigkeitsverteilung die Bestimmung der Laufzeit t bis zur Entfernung x_s .

$$t = 2 \int_0^{z_s} \frac{dz}{v \sqrt{1 - \left(\frac{v}{v_s}\right)^2}}, \quad x_s = 2 \int_0^{z_s} \frac{v dz}{v_s \sqrt{1 - \left(\frac{v}{v_s}\right)^2}}$$

Es bedeuten:

z_s = Scheiteltiefe, v_s = Geschwindigkeit am Scheitelpunkt.

Die Auswertung dieser beiden Integrale muß wieder mit Hilfe eines Näherungsverfahrens vorgenommen werden¹⁾. Die für diese Kontrollrechnung, aus $v_a(z)$ und $v_b(z)$ gemittelten Werte, sind in der Tabelle 4 wiedergegeben.

Wie aus der reduzierten Darstellung (Abb. 4) zu ersehen ist, liegen die so berechneten Werte x , t innerhalb des Bereichs der gemessenen.

Die Geschwindigkeitsverteilung zeigt, daß an der Erdoberfläche das Kristallin eine Schallgeschwindigkeit von 5000 m/s besitzt. In den ersten 100 m nimmt dann die Geschwindigkeit um 250 m/s zu. Der weitere Anstieg der Geschwindigkeit erfolgt mit

¹⁾ Dabei ist es zweckmäßig, für das letzte Intervall $z = z_s - z_{s-1}$ (s = laufender Index) einen linearen Anstieg der Geschwindigkeit anzunehmen, da der Ausdruck

$$\frac{z_s - z_{s-1}}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_{s-1}}{v_s}\right)^2}} \quad \text{für } z_{s-1} \rightarrow z_s \text{ wegen } \frac{v_{s-1}}{v_s} \approx 1$$

unbestimmt wird. Für das letzte Intervall ergibt sich dann:

$$\Delta t_{s-1, s} = \frac{1}{b} \arccos \frac{v_s}{v_{s-1}} \quad \text{und} \quad \Delta x_{s-1, s} = \frac{2v_s}{b} \sqrt{1 - \left(\frac{v_{s-1}}{v_s}\right)^2}$$

(b = Geschwindigkeitsgradient [s^{-1}]).

Tabelle 4

Tiefe [km]	Geschwindigkeit [m/s]
0	5000
0,02	5140
0,04	5190
0,06	5215
0,08	5235
0,10	5250
0,20	5300
0,30	5360
0,40	5410
0,50	5450
0,60	5490
0,70	5530
0,80	5565
1,00	5640
1,20	5710
1,50	5800
1,72	5820

zunehmender Tiefe immer langsamer: bei 600 m Tiefe wird 5500 m/s erreicht, bei 1100 m 5700 m/s, und in 1500 m Tiefe herrscht eine Geschwindigkeit von 5800 m/s. Der bis in diese Tiefe laufende Strahl taucht in einer Entfernung von 15 km an der Erdoberfläche auf. Im letzten Teil ist die Laufzeitkurve fast eine Gerade, d. h., die Scheiteltiefe nimmt nur noch sehr wenig zu. Der Strahlenverlauf ist dem einer Refraktionswelle daher sehr ähnlich. Die Strahlen tauchen relativ steil ein und auf, während sie in der Tiefe fast geradlinig verlaufen. In den letzten 9 km des Profils erhöht sich die Geschwindigkeit nur um 200 m/s und die Scheiteltiefe wächst dabei lediglich um 215 m.

Vergleich mit Ergebnissen anderer Messungen

Laboratoriumsmessungen

Im Laufe der Jahre sind an zahlreichen Granit- und Gneisproben, die in ihrem Chemismus den in dem Raum zwischen Böhmischem Bruck und dem Pfahl vohandenen Gesteinen entsprechen, Schallgeschwindigkeitsmessungen ausgeführt worden. Die Meßwerte liegen zwischen 4000 und 6000 m/s. Bei normalem Druck und normaler Temperatur liegt der Durchschnitt etwa bei 5000 bis 5500 m/s.

In neuerer Zeit sind Geschwindigkeitsmessungen an Gesteinsproben vorgenommen worden, die den Druck- und Temperaturverhältnissen, wie sie für die Erdkruste angenommen werden, unterworfen waren. Hier sind vor allem die Arbeiten von BIRCH [2, 3] zu nennen. Das Diagramm der Abb. 6 zeigt die Longitudinalgeschwindigkeit für einen „mittleren“ Granit in Abhängigkeit von der Tiefe, d. h. also von den

angenommenen Druck- und Temperaturverhältnissen im obersten Bereich der Erdkruste. Daraus ist zu entnehmen, daß auch die Laboratoriumsmessungen für eine Geschwindigkeitszunahme mit der Tiefe sprechen.

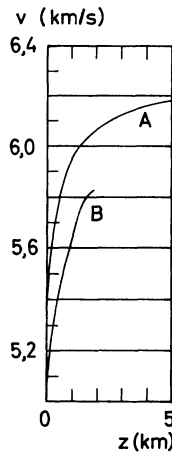


Abb. 6: Kurve A: die Abhängigkeit der Geschwindigkeit von der Tiefenlage für einen „mittleren“ Granit nach BIRCH (Ausschnitt aus einem Diagramm [20] S. 116). Kurve B: die Geschwindigkeitsverteilung, wie sie sich aus der Messung bei Böhmischembrück längs des Profils ergibt.

Feldmessungen

Refraktions- und Durchschallungsmessungen auf kürzeren Strecken an anstehenden Gneisen und Graniten ergeben Geschwindigkeiten, die ebenfalls zwischen 4000 bis 5500 m/s liegen. Sofern die Meßstrecke kurz ist, und die Wellen in der Nähe der Erdoberfläche gelaufen sind, bleiben die Werte sogar unter 5000 m/s. Bei Tännesberg (Lage siehe Abb. 2) führte das Institut für Angewandte Geophysik der Universität München im Jahre 1957 in einem Stollen Durchschallungsmessungen aus. Die Länge der Meßstrecke, die etwa 10 bis 30 m unter der Erdoberfläche lag, betrug etwa 50 m. Es wurden hier Geschwindigkeiten zwischen 4300 und 4500 m/s festgestellt.

In einem Granit-Steinbruch bei Flossenbürg in der Oberpfalz sind von WOHLBERG [22] Geschwindigkeitsmessungen am anstehenden Gestein durchgeführt worden. Die Profile waren etwa 30 m lang. Die Messungen ergeben einen Wert von 5000 m/s.

REICH [14] findet aus 39 Refraktionslinien in der Böhmischem Masse eine mittlere Geschwindigkeit von 5480 m/s für einen Tiefenbereich von 100 bis 2000 m.

Aus dem Meßgebiet des Oberpfälzer Waldes selbst und dessen Umgebung sind sonst keine weiteren seismischen Messungen bekannt. Um die Möglichkeit regionaler Unterschiede auszuschließen, sollen bei der weiteren Diskussion nur Messungen aus dem süddeutschen Raum, dessen Grundgebirge einheitlich variskischen Alters ist, herangezogen werden. Am nächsten liegt ein Vergleich mit den Ergebnissen der

Haslach-Sprengung im Schwarzwald. ROTHÉ und PETERSCHMITT [18] stellen eine Zweiteilung des oberen Kristallins im Schwarzwald auf: 0 bis 2,4 km Tiefe: 5,63 km/s und darunter 5,97 km/s. Ähnlich gibt auch FÖRTSCH [7] zwei Schichten an: 0 bis 1,7 km Tiefe: 4,5 km/s und darunter 5,88 km/s. Wenn auch die Werte im einzelnen voneinander abweichen, die Geschwindigkeitszunahme wird von beiden Auswertegruppen festgestellt.

Die bisher angeführten Ergebnisse leiten sich aus Messungen ab, bei denen die Meßpunkte im Kristallin lagen. Auch bei der Haslach-Sprengung standen die ersten Stationen auf dem Grundgebirge. Eine ganze Reihe von Refraktionsmessungen, die teils auch von Prospektionsfirmen ausgeführt wurden, liegen aus dem Raum zwischen dem Schwarzwald und der Böhmisches Masse vor. In diesem Gebiet ist das Grundgebirge von Sedimenten mit unterschiedlicher Mächtigkeit bedeckt. Die Messungen bis zum Jahre 1955 sind in einer Arbeit von BREYER [4] aufgeführt. Weitere Angaben liefert v. z. MÜHLEN [11]. Die Verhältnisse am Alpenrand werden in Arbeiten von REICH [14, 15, 16] behandelt. PRODEHL [12] hat die von Eschenlohe ausgehenden Profile hinsichtlich der Kristallinoberfläche ausgewertet.

BREYER führt in seiner Arbeit einige Zahlenwerte für die Geschwindigkeit im Grundgebirge an, die mit nur einer Ausnahme zwischen 5200 und 5600 m/s liegen. Diese Meßprofile waren nur wenige Kilometer lang. Einem unveröffentlichten Bericht von REICH über eine etwa 35 km lange Refraktionslinie von Saal/Donau in Richtung Ingolstadt ist eine Grundgebirgsgeschwindigkeit von 5700 m/s zu entnehmen. Da das Profil ungefähr im Streichen verläuft, ist dieser Wert als Schichtgeschwindigkeit anzusprechen. Im Gegensatz dazu ist im weiteren Verlauf des Profils Böhmischesbruck — Eschenlohe, das über Saal verläuft (Abb. 1), eine mittlere Kristallinesgeschwindigkeit von 5900 m/s gemessen worden. PRODEHL [12] leitet aus den langen von Eschenlohe ausgehenden Refraktionslinien ebenfalls einen Wert von 5900 m/s ab. Die Beobachtungen einer Reihe von Steinbruchsprengungen im Siegerland, im Kraichgau und in Hessen hat v. z. MÜHLEN [11] bearbeitet. Teilweise konnten sogar Gegenbeobachtungen vorgenommen werden. Er gibt Geschwindigkeiten zwischen 5200 und 5900 m/s für das Grundgebirge an und schreibt dazu: „Das Anwachsen der Geschwindigkeit von 5,2 auf 5,6 km/s respektive von 5,2 auf 5,9 km/s (Profil I und II) ist hier auf eine Geschwindigkeitszunahme mit der Tiefe innerhalb der Granitzone zurückzuführen und nicht auf eine Abnahme der Sedimentmächtigkeit, wie aus der Tatsache, daß die Profile gegengesprochen sind, zu entnehmen ist.“ Die aus der Literatur angeführten Ergebnisse lassen sich zwanglos in diesem Sinne interpretieren. Je länger das Profil ist, desto tiefer tauchen die Strahlen in die Granit-Gneis-Zone ein, und dementsprechend steigt auch die aus der Laufzeitkurve abzuleitende mittlere Geschwindigkeit.

Aus den angeführten Beispielen wird deutlich, daß einmal die auf dem Anfangsstück des Profils Böhmischesbruck—Eschenlohe gefundenen Werte in den Bereich fallen, in dem auch die Werte vergleichbarer Beobachtungen aus derselben Gegend liegen, und daß zum anderen eine Geschwindigkeitszunahme auch in anderen Gebieten festzustellen ist.

Auf einige Einzelheiten soll noch kurz eingegangen werden. Auf dem betrachteten Profil wurde als Anfangsgeschwindigkeit $v(0) = 5000$ m/s angegeben. Die erste Meßstation, aus der dieser Wert resultiert, lag bereits in einer Entfernung von 0,85 km vom Schußpunkt. Daher ist zu vermuten, daß die Wellen bereits beim Durchlaufen dieser Entfernung nicht an der Oberfläche gelaufen sind, sondern auf einem gekrümmten Wege im obersten Bereich des Kristallins (einige 10 m). Die obengenannte Messung im Stollen bei Tännenberg weist daraufhin, daß in diesem oberflächennahen Bereich Geschwindigkeiten von 4300 bis 4500 m/s zu erwarten sind. Bei diesen Betrachtungen kann der Bereich mit Geschwindigkeiten unter 5000 m/s vernachlässigt werden, da diese Zone örtlich sehr verschieden ausgebildet sein kann und im Vergleich zu dem behandelten Tiefenbereich nicht stark ins Gewicht fällt. Der Verlauf der aus der Messung bei Böhmischembruck abgeleiteten Geschwindigkeitsverteilung läßt sich in größerer Tiefe quantitativ schwer mit anderen Ergebnissen vergleichen. Derartige Feldmessungen aus anderen Gebieten fehlen bislang. Die aus Laboratoriumsmessungen gewonnene Kurve von BIRCH (Abb. 6) beginnt erst bei 5200 m/s. Das mag darauf zurückzuführen sein, daß die Proben von BIRCH Gebieten entstammen, die nicht so lange einer derart intensiven Verwitterung ausgesetzt waren wie die Gesteine des Bayerischen und Oberpfälzer Waldes während des Tertiärs. Die Einwirkung der Verwitterung reicht hier sicher bis in eine Tiefe von 100 m oder mehr. In diesen ersten 100 m ist es nicht der Druck, der die elastischen Eigenschaften des Gesteins erhöht, sondern der abnehmende Einfluß der Verwitterung. Erst unterhalb von 100 m überwiegt der Einfluß des Druckes. Wegen dieses Wechsels der Gesteinsbeschaffenheit in der Nähe der Erdoberfläche ist es schwer, die beiden Kurven quantitativ zu vergleichen.

Die Geschwindigkeitskurve von BIRCH für Granit bleibt für Tiefen unterhalb von 5000 m fast konstant, die Kurve nähert sich einem Wert von etwa 6250 m/s. Um diesen Punkt vergleichen zu können, müßte das Profil im Kristallin länger als 25 km sein. Doch erlaubt die vorläufige Auswertung des zweiten Profilabschnitts eine Aussage: aus den ersten Einsätzen ergibt sich eine mittlere Geschwindigkeit von 5900 m/s. Diese Tatsache beweist noch nicht, daß keine höheren Scheitelgeschwindigkeiten auftreten. Da aber die Auswertung von zweiten Einsätzen, die sich recht gut auf Grund ihrer großen Amplituden von Film zu Film verfolgen lassen, für diese eine mittlere Geschwindigkeit von 6200 m/s ergeben, ist der Beweis erbracht, daß dieser Wert von 6200 m/s nicht kontinuierlich erreicht wird, sondern an eine Unstetigkeitsfläche gebunden ist. Daher kann dieser Wert von 6200 m/s nicht Granit oder saurem Gneis unter entsprechend hohem Druck zugeordnet werden, sondern muß mit einem Materialwechsel erklärt werden. Die Registrierung eines nur im Kristallin verlaufenden Profils könnte vielleicht die Frage beantworten, welche maximale Scheitelgeschwindigkeit in der Granit-Gneis-Zone erreicht wird.

Da die Existenz eines Geschwindigkeitsgradienten im oberen Kristallinbereich als sehr wahrscheinlich angesehen werden muß, soll auf zwei Folgerungen, die sich daraus ergeben, eingegangen werden.

Folgerungen

Zum Schluß soll auf den Strahlenverlauf unter dem Gesichtspunkt der kontinuierlichen Geschwindigkeitszunahme eingegangen werden. Der am Meßpunkt als Ersteintritt registrierte Impuls nimmt vom Sprengort seinen Weg nicht entlang der Erdoberfläche, sondern längs gekrümmter Strahlen, deren Scheiteltiefe mit zunehmender Entfernung wächst. Bis in eine Tiefe von 1,5 km ist die Beziehung zwischen Scheitelgeschwindigkeit und Auftauchentfernung bekannt. Es erhebt sich die Frage: wie könnte die Fortsetzung der Geschwindigkeitsverteilung aussehen und welche Folgerungen lassen sich daraus für den Strahlenverlauf ziehen. Folgende Geschwindigkeitsverteilungen sind möglich:

1 a: Die Geschwindigkeit nimmt in der gleichen Weise zu wie oberhalb von 1,5 km.

1 b: Die Geschwindigkeit nimmt noch zu, bleibt dann aber von einer bestimmten Tiefe an konstant.

1 c: Die Geschwindigkeit wird von einer bestimmten Tiefe an kleiner, durchläuft ein Minimum und wächst dann wieder.

2: Die unter 1 a, b und c skizzierten Geschwindigkeitsverteilungen können in größerer Tiefe von einer „stärkeren“ oder sprunghaften Änderung abgelöst werden.

Für den Fall 2 spricht die oben erwähnte Tatsache, daß im zweiten Profilabschnitt zweite Einsätze auftreten. Ob Fall 1 a, b oder c zutrifft, kann im Augenblick noch nicht entschieden werden. Doch läßt sich folgendes bezüglich des Strahlenverlaufes sagen: in den Fällen 1 b und 1 c muß die Laufzeitkurve nach einer gewissen Entfernung abbrechen; in Verbindung mit Fall 2 ist auch bei 1 a eine im oberen kristallinen Bereich gelaufene Welle nur bis zu einer gewissen Entfernung möglich. In jedem Fall — weitere sind nicht möglich — muß daher die Laufzeitkurve des Geschwindigkeitsbereiches 5,0 bis 5,9 km/s nach einer gewissen Entfernung abbrechen, dahinter entsteht hinsichtlich dieser Schicht eine Schattenzone.

Damit entsteht sofort die Frage: in welcher Entfernung vom Schußpunkt beginnt die Schattenzone. Sowohl die bisherige Auswertung des Profils Böhmischbruck-Eschenlohe als auch die Ergebnisse der von Eschenlohe nach Norden ausgehenden Profile (PRODEHL [12]) deuten daraufhin, daß sich die Kristallin-Einsätze ($v = 5,0$ bis $5,9$ km/s) bis in eine Entfernung von etwa 80 bis 100 km verfolgen lassen. Diese Einsätze werden in dieser Entfernung so klein, daß sie sich nicht mehr aus der normalen Bodenunruhe herausheben. Das Verschwinden dieser Welle kann allerdings zwei Ursachen haben: 1. die Geschwindigkeitsverteilung; 2. die Absorption. Die Geschwindigkeitsverteilung bewirkt sicher ein Abbrechen der Laufzeitkurve. Doch kann im Augenblick noch nicht entschieden werden, ob infolge der Absorption bereits vor der Schattenzone ein Verschwinden der Einsätze bewirkt wird.

Zu einer zweiten Folgerung gibt der Geschwindigkeitsgradient Anlaß. Meist wird die Wellengruppe mit der Geschwindigkeit von 5,9 bis 6,0 km/s als eine an einer

Grenzschicht geführte Welle, d.h. als MINTROP-Welle, aufgefaßt. Die seismische Grenzfläche wird in diesem Falle mit der geologischen Grenzfläche Deckgebirge—Grundgebirge gleich gesetzt. Bei einigen vorangehenden Erörterungen ist stillschweigend vorausgesetzt worden, daß auch bei Vorhandensein eines Deckgebirges innerhalb des oberen Kristallins ein Geschwindigkeitsgradient existiert. Direkt gemessen wurde dieser Gradient bislang noch nicht, aber eine Reihe von anderen Beobachtungen machen ihn recht wahrscheinlich. Ausführlich ist in einem vorangehenden Abschnitt die Abhängigkeit der gemessenen Grundgebirgsgeschwindigkeit von der Profillänge diskutiert worden. Die meisten dieser Profile lagen in Gebieten mit Sedimentüberdeckung. Aus den kurzen Prospektionsprofilen ergab sich eine Geschwindigkeit von 5,6 km/s, aus den langen Steinbruchprofilen eine solche von 5,9 km/s. An der geologischen Grenzfläche Deckgebirge—Grundgebirge dürfte das letztere eine Geschwindigkeit von etwa 5,5 bis 5,6 km/s aufweisen. Die Geschwindigkeit von 5,9 km/s wird erst in größerer Tiefe erreicht. Auch Bohrergebnisse sprechen für diese Tatsache. So ist in der Bohrung Scherstetten südwestlich von Augsburg in den ersten 10 m unter dem Deckgebirge Gneisersatz angetroffen worden, welcher sicher nicht eine Geschwindigkeit von 5,9 km/s aufweist. Wenn auch die folgenden von der Bohrung noch durchteuften 6 m fester waren, so dürfte trotzdem nicht sofort dieser hohe Wert erreicht werden. Bei kürzeren Profilen verlaufen daher die Strahlen noch in der Nähe der geologischen Grenzfläche, bei den längeren Profilen dagegen tauchen sie einige 100 m oder sogar vielleicht schon 1000 m tief in das Grundgebirge ein. Eine Auswertung nach dem Prinzip der Refraktionsmethode kann daher nur als erste Näherung angesehen werden und liefert zwangsläufig eine Grenzfläche, die innerhalb des Grundgebirges liegt. Dieser so bestimmte Horizont muß als Scheingrenzfläche angesehen werden. PRODEHL hat in seiner Arbeit versucht, diesen Unterschied der geologischen Grenzfläche Deckgebirge—Grundgebirge und der errechneten seismischen Scheingrenzfläche abzuschätzen.

In Gebieten mit sedimentärer Bedeckung des Grundgebirges ist die nur sehr geringe Krümmung der Laufzeitkurve der Kristallineinsätze praktisch nicht zu erkennen. Infolge der geringen Krümmung der Strahlen weicht die Laufzeitkurve nur sehr wenig von einer Geraden ab. Die Laufzeiten im Deckgebirge, die nicht genau genug zu erfassen sind, müßten berücksichtigt werden, wenn man den Geschwindigkeitsgradienten im Grundgebirge bestimmen will. Dennoch darf man bei der Auswertung von langen Steinbruchprofilen den tatsächlichen Strahlenverlauf nicht außer acht lassen.

Die Deutsche Forschungsgemeinschaft ermöglichte durch finanzielle Unterstützung die Registrierung der Sprengungen. Den Behörden des Kreises Vohenstrauß, insbesondere Herrn Landrat PÖSL und Herrn Kreisbaumeister ACH sei dafür der Dank ausgesprochen, daß sie es den Instituten ermöglichten, die Sprengungen bei Böhmischembruck für diese wissenschaftlichen Untersuchungen auszunützen. Auch Herr Ing.

RÖDER von der Sprengstoff-Handels-Gesellschaft hat durch seine bereitwillige Hilfe zum Gelingen dieser Messungen beigetragen.

Zu persönlichem Dank bin ich Herrn Prof. Dr. ANGENHEISTER, dem Vorstand des Instituts für Angewandte Geophysik der Universität München, verpflichtet, der es mir ermöglichte, diese Arbeit im Rahmen seines Institutes auszuführen. Außerdem verdanke ich ihm und den Kollegen am Institut viele nützliche Hinweise bei der Abfassung der Arbeit.

Literatur

- [1] BADER, H.: Erläuterungen zur Geologischen Karte von Bayern, 1 : 25000, Nr. 6640, Neunburg vorm Wald. München 1959.
- [2] BIRCH, F.: The velocity of compressional waves in rocks to 10 kilobars, Part I. Jour. Geophys. Res., Vol. 65, 1960, S. 1083—1102.
- [3] BIRCH, F.: Interpretation of the seismic structure of the crust in the light of experimental studies of wave velocities in rocks. Vol. 1, Pergamon, New York, 1958, S. 1—409.
- [4] BREYER, F.: Ergebnisse seismischer Messungen auf der süddeutschen Großscholle besonders im Hinblick auf die Oberfläche des Varistikums. Zeitschr. Dtsch. Geol. Ges. 108 (1956), S. 21—36.
- [5] DÜSING, C.: Erläuterungen zur Geologischen Karte von Bayern, 1 : 25000, Nr. 6540, Oberviechtach. München 1959.
- [6] FORSTER, A.: Erläuterungen zur Geologischen Karte von Bayern, 1 : 25000, Nr. 6440. Moosbach. München 1962.
- [7] FÖRTSCH, O.: Analyse seismischer Registrierungen der Großsprengung bei Haslach im Schwarzwald am 28. 4. 1948. Geol. Jahrbuch 66 (1952), S. 65—80.
- [8] HAALCK, H.: Lehrbuch der angewandten Geophysik, Teil II. Gebr. Bornträger, Berlin-Nikolassee 1958, S. 87—192.
- [9] LEET, L. D.: The velocity of P in the granitic layer. Transactions Amer. Geophys. Union, Vol. 27, S. 631—640.
- [10] MARTIN, H.: Laufzeitkurven auf mathematisch-physikalischer Grundlage. 1. Teil: Nahbeben. Veröffentl. d. Zentralinst. f. Erdbebenforschung in Jena. Heft 57, Akademie Verlag, Berlin 1953, S. 1—70.
- [11] MÜHLEN, W. v. z.: Ergebnisse der Steinbruch-Seismik im Siegerland, Kraichgau und in Hessen/Unterfranken. Geol. Jahrbuch 71, (1956) S. 569—594.
- [12] PRODEHL, Cl.: Die Kristallinoberfläche zwischen Donau und Inn, abgeleitet aus Refraktionsmessungen. Diplomarbeit am Inst. f. Ang. Geophysik d. Univ. München, 1962, S. 1—67, unveröffentl.
- [13] REINHARDT, H.-G.: Steinbruchsprengungen zur Erforschung des tieferen Untergrundes. Freiburger Forschungshefte C 15, Akademie Verlag, Berlin 1954, S. 1—91.

- [14] REICH, H.: Seismische und geologische Ergebnisse der 2-t-Sprengung im Tiefbohrloch Tölz I am 11. 12. 1954. Geol. Jahrbuch 75 (1958), S. 1—46.
- [15] REICH, H.: Seismische Untersuchung des Flyschtroges bei Lenggries westlich und östlich der Isar. Nachr. der Akademie der Wissenschaften in Göttingen, Jahrg. 1960, Nr. 11, S. 205—255.
- [16] REICH, H.: Seismische Untersuchungen im nördlichen Grenzbereich der Bayerischen Alpen und ihre geologische Deutung. Zeitschr. Dtsch. Geol. Ges. 105 (1953), S. 566.
- [17] ROLL, A.: Die Erdölaufschlußbohrung Scherstetten I südwestlich Augsburg. Geologica Bavarica, Nr. 24, München 1955, S. 102—138.
- [18] ROTHÉ, J., u. E. PETERSCHMITT: Etude séismique des explosions d'Haslach. Extrait des „Annales de l'Institut de Physique du Globe de Strasbourg“. Tome V, 3^{me} partie: Geophysique Strasbourg 1950, S. 1—27.
- [19] SAWARENSKI, E., u. D. KIRNOS: Elemente der Seismologie und Seismometrie. Akademie Verlag, Berlin 1960, S. 269—281.
- [20] STEINHART, J. S., u. R. P. MEYER: Explosion studies of continental structure. Carnegie Institution of Washington Publication 622 (1961), S. 1—409.
- [21] WIECHERT, E. u. G. HERGLOTZ: Handbuch der Experimentalphysik, Geophysik, Teil 2, 1931, S. 555.
- [22] WOHLBERG, J.: Zusammenstellung und Erprobung einer hammerschlag-seismischen Apparatur zur Durchführung von Gesteinsuntersuchungen in situ. Diplomarbeit am Inst. f. Ang. Geophysik d. Univ. München, S. 35, unveröffentl.

A Wave Theory for the Generation of Love, G and S_a Waves

By S. K. BOSE, Calcutta¹⁾

Eingegangen am 4. März 1963

Zusammenfassung: Seismogramme starker Erdbeben zeigen die sog. G-Phase. Die zugehörigen Wellen haben große Amplitude, lange Periode und transversale Polarisation; sie weisen geringe Dispersion auf. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit beträgt etwa 4,5 km/s. Die Wellen haben die Form von Einsätzen, und 8 solche Einsätze wurden bisher in einem einzelnen Erdbeben entdeckt. Vor den zwei ersten Einsätzen mit großer Amplitude treten Wellen mit geringerer Amplitude, kürzerer Periode und transversaler Polarisation auf, die sog. S_a -Wellen. Diese Erscheinungen sind dem Durchgang von S-Wellen durch die Schicht mit niedriger Geschwindigkeit zugeschrieben worden. In dieser Arbeit wird versucht, dies mathematisch zu beweisen. Da die fraglichen Wellen nicht tief in den Mantel eindringen, wird dieser als ein viskoelastischer fester Körper (Voigt-Typ) betrachtet, der sich im Halbraum unendlich ausdehnt, dessen Dichte gleichmäßig ist und dessen Festigkeit durch eine Reihe von Sinusfunktionen der Tiefe dargestellt werden kann.

Summary: Seismograms of severe earthquakes show a phase called the G-phase. These waves have large amplitude, long period and transverse polarisation and show little dispersion. The propagation velocity is about 4.5 km/sec. These waves are pulse like, and eight such pulses have been detected so far in a single earthquake. The first two impulsive large amplitude pulses are preceded by waves of smaller amplitude, shorter period and transverse polarisation. These are called the S_a -Waves.

These phenomena have been attributed to the passing of S-Waves through the low-velocity layer. In this paper, an attempt has been made to demonstrate this mathematically. Since these waves do not penetrate deep into the mantle, the mantle with its low-velocity layer has been considered as a semi-infinite visco-elastic (VOIGT type) solid with uniform density and a rigidity, which is the sum of a series of sine functions of the depth.

1. Introduction

Severe earthquakes, few in number, have been studied by several observers, and the seismograms show some phenomena which are peculiar to the severity of the earthquakes. All the observers have considered these as a general one and have consequently searched for general configuration of the earth in its interior. They have found evidence, from these observations, of the existence of a low-velocity layer in the upper

¹⁾ SUJIT KUMAR BOSE, Presidency College, Calcutta-12.

mantle. The depth of this layer, for S -waves has been estimated to be varying from 120 to 140 km (LEHMANN [5]) and for P -waves a shallower depth of about 80 km (GUTENBERG [4]). The reasons for the existence of such a layer and its chemical composition have been discussed by RINGWOOD [8].

One important phenomenon connected with strong earthquakes is the G -phase of seismograms. These waves have large amplitude, long period, transverse polarisation and show little dispersion, the phase velocity increasing very slowly with period. The phase consists of a single oscillation or two and the group velocity is found to be nearly constant and equal to 4.5 km/sec. Normally several pulses, eight in number so far detected, of this phase are recorded. These are named G_1 to G_8 . In general, G_1 is the largest and G_8 the smallest, which fact naturally suggests absorption. However in some cases G_2 has been observed to be larger than G_1 (seismogram of New Guinea earthquake of 1938).

Another important phenomenon is that the impulsive large amplitude G_1 and G_2 phases are preceded by phases of smaller amplitude, shorter period and transverse polarisation (BATH and ARROYO [1]). These have been called the S_a -waves.

These phenomena have been attributed by several authors to the S -waves propagating through the low-velocity layer. Here it is intended to demonstrate this hypothesis mathematically. The earth's crust has been assumed to be flat, uniform in thickness and constitution. Three simplifications of the mantle with its low-velocity layer have been made, viz. (i) the curvature is negligible (ii) the thickness of the low-velocity layer is uniform and (iii) the density is uniform. The low-velocity layer is assumed to be due to variations in the rigidity only. In the mantle the S -wave velocity first increases slowly and then diminishes rapidly and again increases rapidly (cf. LEHMANN [5]). Since the G - and the S_a -waves do not penetrate deep into the mantle, we may take the S -wave velocity distribution to be periodic of period $2\pi/m$, in the form

$$\sqrt{\frac{\mu}{\rho}} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\rho}} \left(1 + \sum_r \eta_r \sin rmz \right)$$

where the coefficients η_r are small, $\sqrt{\mu_0/\rho}$ is the S -wave velocity on the upper surface of the mantle and the origin is taken on the interface and the z -axis is drawn downwards. Neglecting the products of the coefficients η_r , μ takes the form

$$\mu = \mu_0 \left(1 + \sum_r \varepsilon_r \sin rmz \right).$$

It is only necessary to take a function of the form

$$\mu = \mu_0 (1 + \varepsilon_1 \sin mz - \varepsilon_2 \sin 2mz)$$

where $\varepsilon_1 > \varepsilon_2$. For, with such a μ the S -wave velocity has a variation, which first increases slowly and then decreases rapidly and again increases slowly and so on.

The analysis shows that besides the love waves, two other types of waves can travel, one through the low-velocity layer and showing all the characteristics of

G-waves, and the other through the surface and showing the characteristics of S_0 -waves, with a constant higher velocity. This high velocity probably occurs due to the assumed uniformity in density or isotropy of the mantle.

2. The problem and the basic equations

Consider a semi-infinite inhomogeneous visco-elastic (VOIGT type) solid with a homogeneous isotropic elastic superficial layer of thickness H. Let the density and rigidity of the layer be ρ_1 and μ_1 respectively. Let the density of the mantle be ρ , which is assumed to be uniform throughout the body, the variable rigidity be μ and the other constant coefficient due to viscosity be μ' . Let the axes of x and y be along the interface in the direction of wave propagation and parallel to the direction of vibration respectively and the z -axis be drawn into the body.

For the propagation of transverse vibrations in the x -direction, we have for the layer and the mantle, the field equations

$$\mu_1 \left(\frac{\partial^2 v_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_1}{\partial z^2} \right) = \rho_1 \frac{\partial^2 v_1}{\partial t^2}, \quad -H \leq z \leq 0 \tag{1}$$

and

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\mu + \mu' \frac{\partial}{\partial t} \right) \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\mu + \mu' \frac{\partial}{\partial t} \right) \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right) \right] = \rho \frac{\partial^2 v}{\partial t^2}$$

or

$$\left(\mu + \mu' \frac{\partial}{\partial t} \right) \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) + \frac{d\mu}{dz} \frac{\partial v}{\partial z} = \rho \frac{\partial^2 v}{\partial t^2}, \quad z \geq 0 \tag{2}$$

where

$$\mu = \mu_0 (1 + \varepsilon_1 \sin mz - \varepsilon_2 \sin 2mz) \tag{3}$$

The boundary conditions are on $z = -H$,

$$\left. \begin{aligned} & \frac{\partial v_1}{\partial z} = 0 \\ \text{on } z = 0, & \left. \begin{aligned} & v_1 = v \text{ and } \mu_1 \frac{\partial v_1}{\partial z} = \left(\mu + \mu' \frac{\partial}{\partial t} \right) \frac{\partial v}{\partial z} \end{aligned} \right\} \tag{4} \end{aligned}$$

For propagation of waves of period $2\pi/\omega$ (ω real), let

$$\left. \begin{aligned} v_1(x, z, t) &= V_1(z) \exp [i(\zeta x - \omega t)] \\ v(x, z, t) &= V(z) \exp [i(\zeta x - \omega t)] \end{aligned} \right\} \tag{5}$$

where ζ is complex. Making these substitutions in (1), (2) and (4) the field equations become

$$\frac{d^2 V_1}{dz^2} = -s_1^2 V_1, \quad -H \leq z \leq 0, \quad (6)$$

$$(\mu - i\omega\mu') \left(\frac{d^2 V}{dz^2} - \zeta^2 V \right) + \frac{d\mu}{dz} \frac{dV}{dz} = -\rho\omega^2 V,$$

or, using (3)

$$\left[\left(1 - \frac{i\omega\mu'}{\mu_0} \right) + \varepsilon_1 \sin mz - \varepsilon_2 \sin 2mz \right] \frac{d^2 V}{dz^2} + m(\varepsilon_1 \cos mz - 2\varepsilon_2 \cos 2mz) \frac{dV}{dz} + \left[\frac{\rho\omega^2}{\mu_0} - \left\{ \left(1 - \frac{i\omega\mu'}{\mu_0} \right) + \varepsilon_1 \sin mz - \varepsilon_2 \sin 2mz \right\} \zeta^2 \right] V = 0, \quad z \geq 0 \quad (7)$$

where

$$s_1^2 = \frac{\rho_1 \omega^2}{\mu_1} - \zeta^2$$

and the boundary conditions become

on $z = -H$,

$$\frac{dV_1}{dz} = 0$$

on $z = 0$,

$$V_1 = V \text{ and } \mu_1 \frac{dV_1}{dz} = (\mu - i\omega\mu') \frac{dV}{dz}$$

(8)

3. The solution of the field equations

The solution of equation (6) appropriate to the first of the two boundary conditions (8) is

$$V_1 = A \cos s_1(z + H) \quad (9)$$

In order to solve (7), introduce the laplace transform $\bar{V}(p)$ of $V(z)$:

$$\bar{V}(p) = \int_0^{\infty} e^{-pz} V(z) dz$$

Equations (7) thus reduces to the following difference equation:

$$-\varepsilon_2 \left[\frac{1}{2i} (p - 2im)^2 + m(p - 2im) - \frac{\zeta^2}{2i} \right] \bar{V}(p - 2im) + \varepsilon_1 \left[\frac{1}{2i} (p - im)^2 + \frac{m}{2} (p - im) - \frac{\zeta^2}{2i} \right] \bar{V}(p - im)$$

$$\begin{aligned}
 & + \left(1 - \frac{i\omega\mu'}{\mu_0}\right) (p^2 - s_0^2) \bar{V}(p) \\
 & + \varepsilon_1 \left[-\frac{1}{2i}(p+im)^2 + \frac{m}{2}(p+im) + \frac{\zeta^2}{2i} \right] \bar{V}(p+im) \\
 & - \varepsilon_2 \left[-\frac{1}{2i}(p+2im)^2 + m(p+2im) + \frac{\zeta^2}{2i} \right] \bar{V}(p+2im) \\
 & = \left(1 - \frac{i\omega\mu'}{\mu_0}\right) (V'_0 + pV_0)
 \end{aligned} \tag{10}$$

where

$$s_0^2 = \zeta^2 - \frac{\rho\omega^2}{\mu_0 - i\omega\mu'} \tag{11}$$

and V'_0 and V_0 are the values of dV/dz and V at $z = 0$ respectively. Writing

$$\begin{aligned}
 f(p, m) &= \frac{1}{2i}(p-im)^2 + \frac{m}{2}(p-im) - \frac{\zeta^2}{2i} \\
 &= \frac{1}{2i}[p(p-im) - \zeta^2] \\
 g(p, m) &= -\frac{1}{2i}(p+im)^2 + \frac{m}{2}(p+im) + \frac{\zeta^2}{2i} \\
 &= -\frac{1}{2i}[p(p+im) - \zeta^2]
 \end{aligned}$$

equation (10) can be written as

$$\begin{aligned}
 & -\varepsilon_2 f(p, 2m) \bar{V}(p-2im) + \varepsilon_1 f(p, m) \bar{V}(p-im) + \left(1 - \frac{i\omega\mu'}{\mu_0}\right) (p^2 - s_0^2) \bar{V}(p) \\
 & + \varepsilon_1 g(p, m) \bar{V}(p+im) - \varepsilon_2 g(p, 2m) \bar{V}(p+2im) \\
 & = \left(1 - \frac{i\omega\mu'}{\mu_0}\right) (V'_0 + pV_0)
 \end{aligned} \tag{12}$$

The method of solving such a difference equation has been discussed by VALEEV [10]. According to the method an infinite set of difference equations is obtained by replacing p by ... $p-2im, p-im, p, p+im, p+2im, \dots$. The value of $\bar{V}(p)$ can then be expressed by Cramer's rule in the form

$$\bar{V}(p) = \frac{\delta(p)}{\Delta(p)}$$

where the infinite determinant $\Delta(p)$ is given by

$$\Delta(p) = \begin{pmatrix} \left(1 - \frac{i\omega\mu'}{\mu_0}\right) [(p-2im)^2 - s_0^2], \varepsilon_1 g(p-2im, m), -\varepsilon_2 g(p-2im, m), 0, 0 \\ \varepsilon_1 f(p-im, m), \left(1 - \frac{i\omega\mu'}{\mu_0}\right) [(p-im)^2 - s_0^2], \varepsilon_1 g(p-im, m), \\ -\varepsilon_2 g(p-im, 2m), 0 \\ -\varepsilon_2 f(p, 2m), \varepsilon_1 f(p, m), \left(1 - \frac{i\omega\mu'}{\mu_0}\right) (p^2 - s_0^2), \varepsilon_1 g(p, m), -\varepsilon_2 g(p, 2m) \\ 0, -\varepsilon_2 f(p+im, 2m), \varepsilon_1 f(p+im, m), \\ \left(1 - \frac{i\omega\mu'}{\mu_0}\right) [(p+im)^2 - s_0^2], \varepsilon_1 g(p+im, m) \\ 0, 0, -\varepsilon_2 f(p+2im, 2m), \varepsilon_1 f(p+2im, m), \left(1 - \frac{i\omega\mu'}{\mu_0}\right) [(p+2im)^2 - s_0^2] \end{pmatrix}$$

and $\delta(p) \left(1 - \frac{i\omega\mu'}{\mu_0}\right)$ is the infinite determinant $\Delta(p)$ with the central column replaced by $\dots, V_0' + (p-2im)V_0, V_0' + (p-im)V_0, V_0' + pV_0, V_0' + (p+im)V_0, V_0' + (p+2im)V_0, \dots$

The infinite determinants can be made convergent by dividing the elements suitably by factors (cf. VALEEV [10]). If the squares and the products of ε_1 and ε_2 are neglected, $\delta(p)/\Delta(p)$ can be approximated by the fifth order determinants whose central elements are $V_0' + pV_0$ and $(1 - i\omega\mu'/\mu_0)(p^2 - s_0^2)$. Thus

$$\begin{aligned} \Delta(p) &\approx \left(1 - \frac{i\omega\mu'}{\mu_0}\right)^5 [(p-2im)^2 - s_0^2] [(p-im)^2 - s_0^2] \\ &\quad \times [p^2 - s_0^2] [(p+im)^2 - s_0^2] [(p+2im)^2 - s_0^2], \\ \delta(p) &\approx \left(1 - \frac{i\omega\mu'}{\mu_0}\right)^4 [(p-2im)^2 - s_0^2] [(p-im)^2 - s_0^2] \\ &\quad \times [(p+im)^2 - s_0^2] [(p+2im)^2 - s_0^2] \left[\left(1 - \frac{i\omega\mu'}{\mu_0}\right) (V_0' + pV_0) \right. \\ &\quad \left. - \varepsilon_1 \frac{[V_0' + (p-im)V_0] f(p, m)}{(p-im)^2 - s_0^2} - \varepsilon_1 \frac{[V_0' + (p+im)V_0] g(p, m)}{(p+im)^2 - s_0^2} \right. \\ &\quad \left. + \varepsilon_2 \frac{[V_0' + (p-2im)V_0] f(p, 2m)}{(p-2im)^2 - s_0^2} + \varepsilon_2 \frac{[V_0' + (p+2im)V_0] g(p, 2m)}{(p+2im)^2 - s_0^2} \right] \end{aligned}$$

excepting the constant common factors of $\Delta(p)$ and $\delta(p)$ necessary for convergence. Thus an approximate value of $\bar{V}(p)$ is given by

$$\begin{aligned} \left(1 - \frac{i\omega\mu'}{\mu_0}\right) \bar{V}(p) &= \left(1 - \frac{i\omega\mu'}{\mu_0}\right) \frac{V'_0 + pV_0}{p^2 - s_0^2} \\ &- \varepsilon_1 \frac{[V'_0 + (p - im)V_0] f(p, m)}{(p^2 - s_0^2)[(p - im)^2 - s_0^2]} - \varepsilon_1 \frac{[V'_0 + (p + im)V_0] g(p, m)}{(p^2 - s_0^2)[(p + im)^2 - s_0^2]} \\ &+ \varepsilon_2 \frac{[V'_0 + (p - 2im)V_0] f(p, 2m)}{(p^2 - s_0^2)[(p - 2im)^2 - s_0^2]} + \varepsilon_2 \frac{[V'_0 + (p + 2im)V_0] g(p, 2m)}{(p^2 - s_0^2)[(p + 2im)^2 - s_0^2]} \end{aligned} \quad (13)$$

It can be shown that the approximations of $\Delta(p)$ and $\delta(p)$ by determinants of higher order give the same value of $\bar{V}(p)$, if the squares and products of ε_1 and ε_2 are neglected. Taking the inverse transform of (13),

$$\begin{aligned} \left(1 - \frac{i\omega\mu'}{\mu_0}\right) V(z) &= \frac{\exp(s_0 z)}{2s_0} \left[\left(1 - \frac{i\omega\mu'}{\mu_0}\right) (V'_0 + s_0 V_0) \right. \\ &- \varepsilon_1 \frac{[V'_0 + (s_0 - im)V_0] f(s_0, m)}{(s_0 - im)^2 - s_0^2} - \varepsilon_1 \frac{[V'_0 + (s_0 + im)V_0] g(s_0, m)}{(s_0 + im)^2 - s_0^2} \\ &+ \varepsilon_2 \frac{[V'_0 + (s_0 - 2im)V_0] f(s_0, 2m)}{(s_0 - 2im)^2 - s_0^2} + \varepsilon_2 \frac{[V'_0 + (s_0 + 2im)V_0] g(s_0, 2m)}{(s_0 + 2im)^2 - s_0^2} \left. \right] \\ &- \frac{\exp(-s_0 z)}{2s_0} \left[\left(1 - \frac{i\omega\mu'}{\mu_0}\right) (V'_0 - s_0 V_0) - \varepsilon_1 \frac{[V'_0 - (s_0 + im)V_0] f(-s_0, m)}{(s_0 + im)^2 - s_0^2} \right. \\ &- \varepsilon_1 \frac{[V'_0 - (s_0 - im)V_0] g(-s_0, m)}{(s_0 - im)^2 - s_0^2} + \varepsilon_2 \frac{[V'_0 - (s_0 + 2im)V_0] f(-s_0, 2m)}{(s_0 + 2im)^2 - s_0^2} \\ &+ \varepsilon_2 \frac{[V'_0 - (s_0 - 2im)V_0] g(-s_0, 2m)}{(s_0 - 2im)^2 - s_0^2} \left. \right] + \frac{(V'_0 + s_0 V_0) \exp(s_0 z)}{2s_0} \\ &\left[-\varepsilon_1 \frac{f(s_0 + im, m)}{(s_0 + im)^2 - s_0^2} \exp(imz) - \varepsilon_1 \frac{g(s_0 - im, m)}{(s_0 - im)^2 - s_0^2} \exp(-imz) \right. \\ &+ \varepsilon_2 \frac{f(s_0 + 2im, 2m)}{(s_0 + 2im)^2 - s_0^2} \exp(2imz) + \varepsilon_2 \frac{g(s_0 - 2im, 2m)}{(s_0 - 2im)^2 - s_0^2} \exp(-2imz) \left. \right] \\ &+ \frac{(V'_0 - s_0 V_0) \exp(-s_0 z)}{2s_0} \left[\varepsilon_1 \frac{f(-s_0 + im, m)}{(s_0 - im)^2 - s_0^2} \exp(imz) \right. \\ &+ \varepsilon_1 \frac{g(-s_0 - im, m)}{(s_0 + im)^2 - s_0^2} \exp(-imz) - \varepsilon_2 \frac{f(-s_0 + 2im, 2m)}{(s_0 - 2im)^2 - s_0^2} \exp(2imz) \\ &- \varepsilon_2 \frac{g(-s_0 - 2im, 2m)}{(s_0 + 2im)^2 - s_0^2} \exp(-2imz) \left. \right] \end{aligned} \quad (14)$$

where the real part of s_0 is assumed to be positive.

4. Propagation of surface waves

For the propagation of surface waves the coefficient of $\exp(s_0 z)$ in (14) should vanish. The predominant term as well as the first order third term and a part of the first term vanish if

$$V'_0 + s_0 V_0 = 0$$

Using the second and the third boundary conditions of (8), this equation becomes

$$\frac{\mu_1}{\mu_0 - i\omega\mu'} \left(\frac{dV_1}{dz} \right)_{z=0} + s_0 (V_1)_{z=0} = 0$$

or, on using (9)

$$\tan s_1 H = \frac{\mu_0 - i\omega\mu'}{\mu_1} \frac{s_0}{s_1} \quad (15)$$

which is the usual Love wave equation with visco-elastic mantle having the uniform rigidity μ_0 (cf. EWING, JARDETZKY and PRESS [3]). Thus waves whose phase velocity and period satisfy (15) will be largely confined to the surface.

The remaining first order term in (14) vanishes if

$$\begin{aligned} & -\varepsilon_1 \frac{(-imV_0) f(s_0, m)}{(s_0 - im)^2 - s_0^2} - \varepsilon_1 \frac{(imV_0) g(s_0, m)}{(s_0 + im)^2 - s_0^2} \\ & + \varepsilon_2 \frac{(-2imV_0) f(s_0, 2m)}{(s_0 - 2im)^2 - s_0^2} + \varepsilon_2 \frac{(2imV_0) g(s_0, 2m)}{(s_0 + 2im)^2 - s_0^2} = 0; \end{aligned}$$

substituting the values of the functions f and g , we obtain the equation

$$[(2\varepsilon_1 - 4\varepsilon_2)s_0^2 + (2\varepsilon_1 - \varepsilon_2)m^2](s_0^2 + \zeta^2) = 0 \quad (16)$$

It may be noticed that even if we take higher order harmonic terms in the expression for μ , we shall get equations (15) and (16) with the modification that coefficients of s_0^2 and m^2 in the first factor of (16) will contain the other coefficients of the harmonic terms, provided the products of these coefficients are neglected.

Consider the kind of surface waves given by the vanishing of the first factor of (16). This equation can be written as

$$s_0^2 + n^2 = 0 \quad (17)$$

where

$$n^2 = \frac{2\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{2\varepsilon_1 - 4\varepsilon_2} m^2$$

Assuming $\varepsilon_1 > 2\varepsilon_2$, which is fairly true in the case of the earth's low-velocity layer, n is real. Moreover, it is a small quantity since the value of $2\pi/m$, the wave length

of the first harmonic is nearly 340 km (cf LEHMANN [5]). It is obvious that s_0 is purely imaginary. But had the velocity increased steadily below the low-velocity layer, as in the earth's mantle, we might expect a small positive real part in s_0 , so that the waves travel through the low-velocity layer.

Inserting the value of s_0 from (11) and writing

$$\zeta = k + i\tau$$

we have separating the real and imaginary parts of (17)

$$\text{phase vel. } c = \frac{\omega}{k} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varrho}} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{n^2}{\omega^2} \frac{\mu_0}{\varrho} + \frac{3}{8} \frac{\omega^2 \mu'^2}{\mu_0^2} \right) \quad (18)$$

and

$$\text{absorption coeff. } \tau = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\varrho}{\mu_0}} \frac{\mu'}{\mu_0} \omega^2, \quad (19)$$

where the higher powers of n and $\omega \mu' / \mu_0$ other than those written, have been neglected. $\omega \mu' / \mu_0$ being very small, particularly for large periods, this term may be neglected in (18) and the equation becomes

$$c = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varrho}} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{n^2}{\omega^2} \frac{\mu_0}{\varrho} \right) \quad (20)$$

The group velocity $C = d\omega/dk$ is given by

$$C = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varrho}} \quad (21)$$

These surface waves show little dispersion, as n^2 is small, and have a constant group velocity equal to the shear wave velocity in the upper mantle. The phases of these waves which have long periods only, can propagate to a considerable distance, since the absorption coefficient τ diminishes with increasing period. As a consequence the earthquakes generating these phases should be severe in nature. The phases will have a pulse like character, since the phase velocity c is nearly the same for all the large periods. Moreover the amplitude of these phases will be large due to the fact that n^2 is very small and from (17) s_0^2 is also very small and (14) shows that for such small values, $V(z)$ is very large. Since the G -waves show similar characteristics, we shall identify these waves with the G -waves.

Now the shear wave velocity on the upper surface of the mantle is $\sqrt{\mu_0/\varrho} = 4.5$ km/sec. (cf. LEHMANN [5]). Thus the constant group velocity is also 4.5 km/sec. Assuming $n^2 = 0.12 \times 10^{-4} \text{ km}^{-2}$ and $\mu'/\mu_0 = 0.16$ the values of c and τ for different periods are given in the following table

Period sec.	Phase velocity, c km/sec.	Absorption coefficient τ km^{-1}
75	4.58	$12.34 \cdot 10^{-5}$
86	4.60	9.38
100	4.64	6.94
120	4.70	4.82
150	4.82	3.09
200	5.06	1.74

These figures are quite in agreement with those observed by PRESS, BEN-MENAHM and TOKSÖZ [6]; BRUNE, BENIOFF and EWING [2] and BATH and ARROYO [1]. In particular there is considerable agreement in the phase velocity, for the range 75—120 sec. For other values the calculated values are greater than the observed velocities, but are still in agreement with those of of SATO [9]. Since the G -waves usually travel long distances, their dispersion is bound to be effected by (i) the curvature of the earth's surface, (ii) the variable thickness of the low-velocity layer and (iii) variable density. Despite the fact that these have been neglected, the agreement is quite good.

Usually more than one pulse is observed on a seismogram. These are named G_1, G_2 etc. These pulses may be due to the travelling of the waves several times round the earth, G_1, G_3, \dots and G_2, G_4, \dots being due to waves reaching the observational position from two opposite directions (cf. BATH and ARROYO [1]).

Now consider the kind of surface waves given by the vanishing of the second factor of (16). This equation is

$$s_0^2 + \zeta^2 = 0 \quad (22)$$

Inserting the values of s_0 and ζ we have separating the real and imaginary parts and retaining first order terms in $\omega \mu' / \mu_0$,

$$c = \frac{\omega}{k} = \sqrt{2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\rho}} \quad (23)$$

$$\tau = \frac{1}{2\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\rho}{\mu_0}} \left(\frac{\mu'}{\mu_0} \right) \omega^2 \quad (24)$$

These waves show no dispersion and propagate with a constant phase velocity of 7.3 km/sec. As s_0 is not necessarily small and the waves are surface waves, the amplitude will be large but considerably smaller than that of the G -waves. In spite of the fact that the absorption coefficient of these waves is smaller than that of the G -waves, these are expected to be observed with G_1 and G_2 pulses only, due to the amplitude factor. The phases of these waves with periods less than those of the G -waves may

propagate through a considerable distance, due to a smaller rate of fall of the absorption coefficient with increasing period. Since the S_a -waves show similar characteristics, we shall identify these with the S_a -waves.

BATH and ARROYO [1] have given the velocities of S_a -waves accompanying G_1 pulses as 4.58 or 4.51 km/sec and those accompanying G_2 pulses as 4.46 km/sec. These values are much below the calculated value. This probably happens due to assumed uniformity in density or isotropy of the medium. PRESS [7] has considered the low-velocity layer as the base of the basaltic magma, which should therefore considerably deviate from isotropy. If the mantle is assumed to be transversely isotropic, then instead of (22) we shall get

$$s_0^2 + p^2 \zeta^2 = 0$$

where p is real and can be less than unity, depending on the two rigidity constants and their rates of variation. Separating the real and imaginary parts, we get

$$c = \sqrt{1 + p^2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\rho}}$$

$$\tau = \frac{1}{2\sqrt{1 + p^2}} \sqrt{\frac{\rho}{\mu_0}} \left(\frac{\mu'}{\mu_0} \right) \omega^2$$

c will thus have a smaller value than 7.3 km/sec, the other characteristics remaining the same. Moreover the form of the equation (17) can remain unchanged (depending on the variations of the rigidity constants). But Love waves given by equation (15) will be affected to some extent.

The author expresses thanks to Prof. Dr. S. C. DASGUPTA for constructive criticisms and suggestions during the course of investigation.

References

- [1] BATH, M., and ARROYO, A. L.: J. Geophys. Res. 67 (1962), 1933—1942.
- [2] BRUNE, J. N., BENIOFF, H., and EWING, M.: J. Geophys. Res. 66 (1961), 2895—2910.
- [3] EWING, M., JARDETZKY, W. S., and PRESS, F.: Elastic waves in layered Media, (1957), Mc. Graw-Hill, 274.
- [4] GUTENBERG, B.: Ann. Geofis. Rome 12 (1959), 439—460.
- [5] LEHMANN, I.: G.J.R.A.S. 4 (1961), 124—138.
- [6] PRESS, F., A BEN-MENAHEN, and TOKSÖZ, M. N.: J. Geophys. Res. 66 (1961), 3471—3485.

- [7] PRESS, F.: *J. Geophys. Res.* 64 (1959), 505—568.
- [8] RINGWOOD, A. E.: *J. Geophys. Res.* 67 (1962), 857—867.
- [9] SATO, Y.: *Bull. Seis. Soc. Amer.* 48 (1958), 231—251.
- [10] VALEEV, K. G.: *J. App. Math. Mech.* 24 (1960), 1493—1495.

Aufbau der Erdkruste in Anatolien

Von N. ÖCAL, Istanbul¹⁾

Eingegangen am 26. Februar 1963

Summary: In this paper, the crustal structure of Anatolia has been studied by taking into consideration the dispersion of Love-waves of seven earthquakes which were recorded by the long period Galitzin seismographs at the Istanbul—Kandilli Observatory. These seven earthquakes occurred in Iran, in Afghanistan and in Pakistan. The most favourable parameters for the same region of the earth's crust have also been computed.

Zusammenfassung: In dieser Arbeit wurde mit der Dispersion der Love-Wellen, welche aus den Herden bei 7 Beben, die in Iran, Afghanistan und in Pakistan liegen, kommen, und an der seismischen Station von Observatorium Istanbul-Kandilli mit den langperiodischen Galitzin-Seismographen registriert sind, Aufbau der Erdkruste in Anatolien untersucht und die günstigsten Parameterwerte für diesen Teil der Erdkruste berechnet.

1. Einführung

In dieser Arbeit sind mit der Dispersion der seismischen Oberflächenwellen der Aufbau der Erdkruste in Anatolien untersucht und die besten Parameterwerte für dieses Gebiet berechnet worden. Bis heute wurde von N. CANITEZ [1] mit der Benutzung der gravimetrischen Messungen auf den einigen Profilinien in Nord-Anatolien und mit der Dispersion der Love-Wellen für ein Erdbeben in Iran die Dicke der Erdkruste und andere Parameter in Anatolien und eigentlich in Nord-Anatolien, von D. TANER [2] mit der Benutzung von Geschwindigkeitsverteilungen der P - und S -Wellen bei Nahbeben die Dicke der Kruste im Agäischen Meer und in West-Anatolien berechnet. Nun haben wir unter der Benutzung der Seismogramme für einige Erdbeben in Iran, Afghanistan und Pakistan, die in den Jahren 1956 bis 1962 mit den langperiodischen Galitzin-Seismographen an der Station Kandilli-Istanbul registriert worden sind, dieses Problem mit dem reicheren Material neuerdings in Angriff genommen und die günstigsten Parameterwerte für diesen Teil der Erdkruste berechnet.

2. Material

Im Archiv der seismischen Station am Observatorium Kandilli-Istanbul wurden die Seismogramme für sieben Erdbeben in Iran, Afghanistan und Pakistan, deren Herde in der SE-Richtung von Istanbul liegen (Abb. 1) und deren Oberflächenwellen Dispersion zeigen, festgestellt. Die Seismogramme dieser Beben wurden von den langperiodischen Galitzin-Seismographen (für die Horizontal-Komponenten $T_p = T_q = 18,3 - 22,5$ s, für die Vertikal-Komponente $T_p = T_q = 13$ s) in den Jahren 1956 bis 1962 registriert. Die experimentellen Werte, welche diesen Seismogrammen entnommen wurden, sind in der Tabelle I, und die Kopien dieser Seismogramme in

¹⁾ Dr. NEVZAT ÖCAL, Kandilli Observatorium, Istanbul, Türkei.

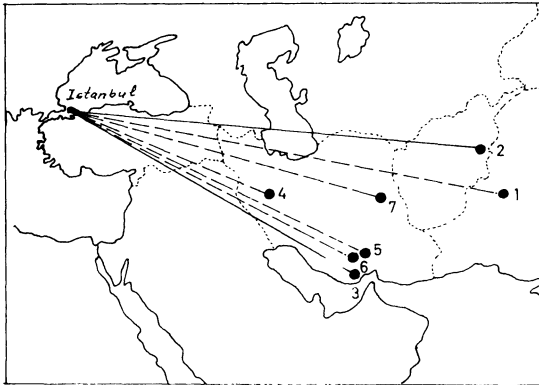
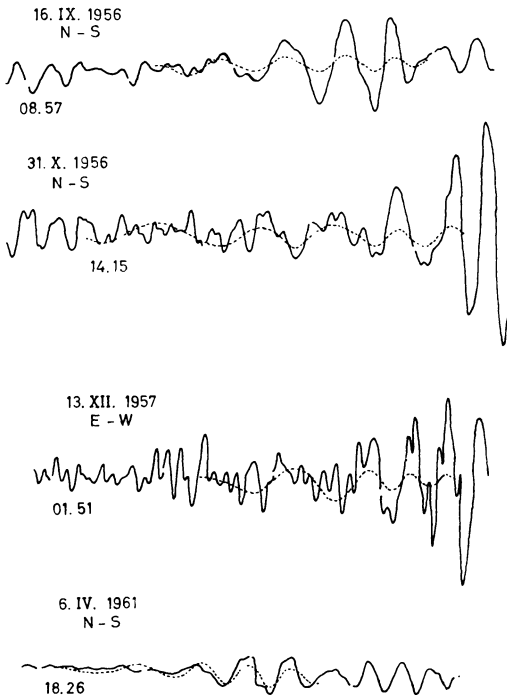


Abb. 1: Lage der beobachteten Erdbebenherde

der Abbildung 2 zusammengestellt. Da die Oberflächenwellen, die aus diesen Bebenherden kommen, sich durch ganz Anatolien in der Richtung von SE nach NW fort-pflanzen, sollten die Parameter, welche mit der Dispersion der Oberflächenwellen in diesem Gebiet berechnet werden, uns die besten Daten für den Aufbau der Erdkruste in Anatolien geben.



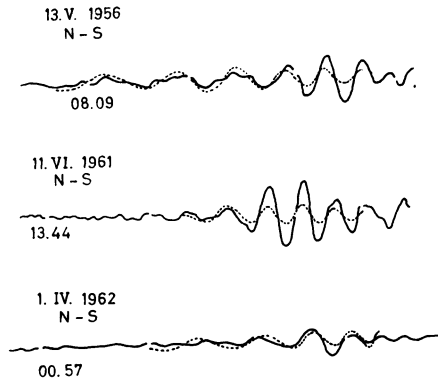


Abb. 2/1-3: Kopien der Seismogramme. Die Daten sind den Kurven beige geschrieben.

Die Oberflächenwellen, die wir bei dieser Arbeit berücksichtigt haben, sind alle im Charakter von Love-Wellen. Herdzeiten, Herdtiefen, geographische Koordinaten der Epizentren und Magnitudenwerte haben wir aus den Bulletins von I.S.S., B.C.I.S. und aus den Epizentrenkarten der U.S.C.G.S. entnommen und die Epizentralentfernungen entweder aus der Zeitdifferenz von *S*- und *P*-Wellen oder mit bekannten trigonometrischen Formeln berechnet.

3. Berechnungen und Ergebnisse

Die experimentellen Punkte, die in der Abbildung 3 als $U = f(T)$ graphisch dargestellt sind, zeigen keine große Streuung und deswegen hat man die Möglichkeit, diese Punkte mit zwei theoretischen Kurven zu vergleichen. Bei der Berechnung der theoretischen Kurven haben wir die Nomogramme von Y. SATÔ [3, 4] benutzt. Unter der Zugrundelegung der Parameterwerte β/β' und μ'/μ , welche von M. БАТН [5] für Europa bestimmt wurden, haben wir die theoretischen Kurven für die Dispersion der Love-Wellen für die Krustenmächtigkeiten $H = 35, 37$ und 40 km berechnet. Die Werte sind in Tabelle II numerisch und in Abbildung 3 graphisch dargestellt. Aus dieser

Tabelle II

$\beta = 3,40 \text{ km/s}, \quad \beta/\beta' = 0,75, \quad \mu'/\mu = 2,20$				
T/s			ckm/s	Ukm/s
H = 35 km	H = 37 km	H = 40 km		
11,2	11,9	12,8	3.50	3.33
15,7	16,6	18,0	3.60	3.23
20,6	21,8	23,5	3.70	3.20
24,6	26,0	28,1	3.80	3.20
29,0	30,7	33,2	3.90	3.30
34,1	36,0	38,9	4.00	3.42
39,6	41,9	45,3	4.10	3.54
46,4	49,1	53,0	4.20	3.74
51,1	54,1	58,4	4.30	3.84

4 13. XII. 1957	01 44 59	34 ⁰ ,6	47,8	—	7—7,25	E (ZN)	1.795	45	3.60
								42	3.43
								30	3.32
								23	3.25
5 6. IV. 1961	18 12 41	27,8	56,7	109	—	N (E)	3.000	20	3.19
								18	3.14
								40	3.51
								35	3.44
6 11. VI. 1961	12 31 26,8	28,0	54,6	36	—	N (Z)	2.760	32	3.37
								29	3.31
								28	3.27
								24	3.22
7 1. IV. 1962	00 45 15	33,6	59,0	33	—	N (Z)	2.760	20	3.18
								27	3.22
								30	3.33
								22	3.18

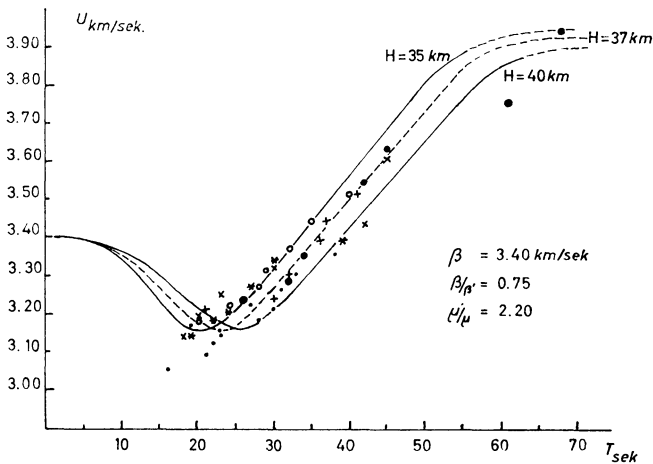


Abb. 3: Theoretische Dispersionskurven und beobachtete Werte.

Abbildung sieht man, daß alle experimentellen Punkte mit zwei theoretischen Kurven, welche den Parameterwerten $\beta = 3,40$ km/s, $\beta/\beta' = 0,75$, $\mu'/\mu = 2,25$ und $H = 35$ bis 40 km entsprechen, abgegrenzt werden können.

4. Diskussion

CANITEZ [1] hat mit der Dispersion der Love-Wellen bei einem einzigen Beben in Iran $\beta = 3,40$ km/s, $\beta/\beta' = 0,80$, $\mu'/\mu = 1,90$ und $H = 31$ km gefunden. Beim Vergleich dieser Werte mit unseren Werten sieht man, daß μ'/μ und H bei ihm ziemlich kleiner sind. Die Schichtdicke $H = 35$ km, die von TANER [2] mit der Untersuchung der Geschwindigkeitsverteilungen von P - und S -Wellen bei Nahbeben bestimmt ist, und die Parameter $\beta = 3,51$ km/s, $\beta/\beta' = 0,75$, $\mu'/\mu = 2,22$, $H = 35$ km, welche von BÄTH [5] mit der Dispersion der Oberflächenwellen, d.h. der Love- und Rayleigh-Wellen für Europa berechnet sind, weisen eine gute Übereinstimmung mit unseren Werten auf.

Literatur

- [1] CANITEZ, N.: Gravite Anomalileri ve Sismolojiye göre Kuzey Anadolu'da Arz Kabuğunun Yapısı (I.T.Ü. Maden Fakültesi, Doktora Tezi, 1962).
- [2] TANER, D.: Sur la Structure de la Croûte Terrestre en Grèce en Mer Egée et auprès des Côtes Occidentales de la Turquie (Annales de Géophysique, Tome 18, No. 3, 1962).
- [3] SATO, Y.: Study on Surface Waves VIII. Nomogram for the Phase Velocity of Love-Waves. (Bull. Earth. Res. Inst. Vol. XXXI, 1953, pp. 81—87).
- [4] SATO, Y.: Study on Surface Waves IX. Nomogram for the Group Velocity of Love-Waves (Bull. Earth. Res. Inst., Vol. XXXI, 1953, pp. 255—260).
- [5] BÄTH, M.: Seismic Exploration of the Earth's Crust Recent Developments (Geologiska Föreningens I Stockholm, Förhanlingar, Band 80, 1958, pp. 291—308).

Kontinuierliche Schweremessungen im Roten Meer mit einem Askania-Seegravimeter vom Typ Gss 2 nach GRAF

Von S. PLAUMANN, Hannover¹⁾

Eingegangen am 25. Juni 1963

Zusammenfassung: Etwa seit der Jahrhundertwende war bekannt, daß im Graben des Roten Meeres positive Bougueranomalien von über 100 mgal vorkommen. Es lag jedoch bisher nur eine geringe Anzahl Pendelmessungen vor, meist an den Küsten und auf Inseln. „Flächenhafte“ Schweremessungen auf den Meeren sind nun leicht durch die seit einigen Jahren verfügbaren Seegravimeter möglich geworden. — In der vorliegenden Arbeit wird über die Ergebnisse von Messungen berichtet, die im Jahre 1961 mit einem Askania-Seegravimeter im Roten Meer durchgeführt wurden. Entlang der Mittellinie des Roten Meeres zieht sich ein Schweremaximum hin, das an einigen Stellen 150 mgal erreicht. Eine Interpretation geht von der Annahme aus, daß subkrustale Magmen in die Kruste eingedrungen sind. — Die Genauigkeit der Schweremessungen und der Korrekturen wird diskutiert. Es zeigt sich, daß mangelnde Genauigkeit der Navigation im allgemeinen die Hauptfehlerquelle ist. Vernachlässigung der topographischen Korrekturen kann zu relativ großen Fehlern führen; ihre Berücksichtigung setzt das Vorhandensein detaillierter Tiefenkarten voraus.

Summary: Since about the turn of the century it is known that in the Red Sea graben positive Bouguer-anomalies of more than 100 mgals exist. Up to now, however, only few pendulum measurements have been performed, and mostly at the coasts and on isles. Today areal gravity measurements on seas are facilitated by the aid of the sea-gravimeters, which are available since some years. — This paper is dealing with the results of measurements conducted in the Red Sea with an Askania sea-gravimeter in 1961. A gravity maximum has been found which is stretching along the center line of the Red Sea and in some places reaches 150 mgals. Interpretation is based on the assumption that subcrustal magma intruded into the earth's crust. — The accuracy of the gravity measurements and of the corrections is discussed. It is shown that a deficient accuracy of navigation generally forms the main source of error. Neglect of the topographical corrections may entail relatively large errors; detailed isobathic maps must be available to compute these corrections.

1. Einleitung

Bald nach dem Ende des 2. Weltkrieges begann die geophysikalische Industrie mit der Entwicklung von Gravimetern, die eine Bestimmung der Schwerebeschleunigung von fahrenden Überwasserschiffen aus ermöglichen. Als Ergebnis haben wir heute

¹⁾ Dipl.-Geophysiker SIEGFRIED PLAUMANN, Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung, Hannover, Wiesenstr. 1.

im wesentlichen drei Typen, die seit einigen Jahren mit Erfolg eingesetzt werden: Das sowjetische Quarzgravimeter GAL, das LaCoste-Romberg-Seegravimeter (USA) und das deutsche Askania-Seegravimeter nach GRAF. Mit diesen Gravimetern kann die Schwere auf fahrenden Schiffen kontinuierlich oder in kurzen Zeitabständen mit einer Genauigkeit von einigen mgal gemessen werden. Nach den älteren Versuchen statischer Schweremessungen auf See (es seien die von HECKER, HAALCK und NOERGAARD genannt) und den U-Boot-Pendelmessungen von VENING-MEINESZ ist damit zum erstenmal die Möglichkeit gegeben, Schweremessungen großen Stils auf den Ozeanen vorzunehmen.

Der praktische Nutzen hiervon liegt auf der Hand, wenn man daran denkt, daß drei Viertel der Erdoberfläche bisher nur sporadisch vermessen werden konnten. Geophysik, Geodäsie und Geologie werden gleichermaßen davon profitieren. So wird sicherlich die in jüngster Zeit intensiv einsetzende wissenschaftliche Erforschung der Ozeane die Ergebnisse von Gravimetermessungen für Aussagen über den Krustenbau unter den Weltmeeren verwenden.

Die Schweremessungen im Roten Meer hatten eine geologische Zielsetzung. Aus einer geringen Anzahl von Messungen der letzten 60 bis 70 Jahre (meist an den Küsten, nur vereinzelt auf See oder auf Inseln) war bekannt, daß es im Roten Meer positive Bougueranomalien gibt, was den bisherigen Erfahrungen über Grabenstrukturen und die dazugehörigen Schwereanomalien entgegenstand.

Das Saclant ASW Research Center in La Spezia (Italien) plante deshalb im Jahre 1961, eine Forschungsfahrt ins Mittelmeer und ins Rote Meer zu unternehmen. Die Reise mit dem Forschungsschiff „Aragonese“, an der der Verfasser für die Bundesanstalt für Bodenforschung, Hannover, teilnahm, begann am 19. Oktober 1961 in La Spezia und endete dort am 16. Dezember 1961. Die Messungen im Roten Meer fanden in der Zeit zwischen dem 11. November (Verlassen des Suez-Kanals) und dem 9. Dezember (Wiedereintreffen in Suez) statt. Am 26. und 27. November lag die „Aragonese“ in Aden. Das Rote Meer wurde in etwa ost-westlich verlaufenden Profilen im Zickzackkurs durchfahren, auch während der Rückfahrt, wobei viele der Hinfahrt-Profile gekreuzt wurden und sich Möglichkeiten für Genauigkeitskontrollen ergaben (Abb. 1).

Organisation und Gesamtleitung dieser „Cruise Concrete 1961“ genannten Forschungsfahrt lagen in den Händen der Wissenschaftler des Saclant ASW Research Center (H. CHARNOCK und Dr. T. A. ALLAN), denen an dieser Stelle für die Einladung zur Teilnahme an der Fahrt gedankt sei.

Die Schweremessungen wurden von zwei Gruppen von Wissenschaftlern, einer italienischen und einer deutschen, mit je einem Askania-Seegravimeter durchgeführt. Die vorliegende Arbeit basiert auf der Auswertung der Messungen mit dem Askania-Gravimeter Gss 2 Nr. 5, das der Arbeitsgemeinschaft „Bundesanstalt für Bodenforschung (Hannover) – Deutsches Hydrographisches Institut (Hamburg)“ gehört und vom DHI (Dr. FLEISCHER) vor dem Einsatz im Roten Meer auf vielen Fahrten auf der Nordsee erprobt und weiterentwickelt worden ist.

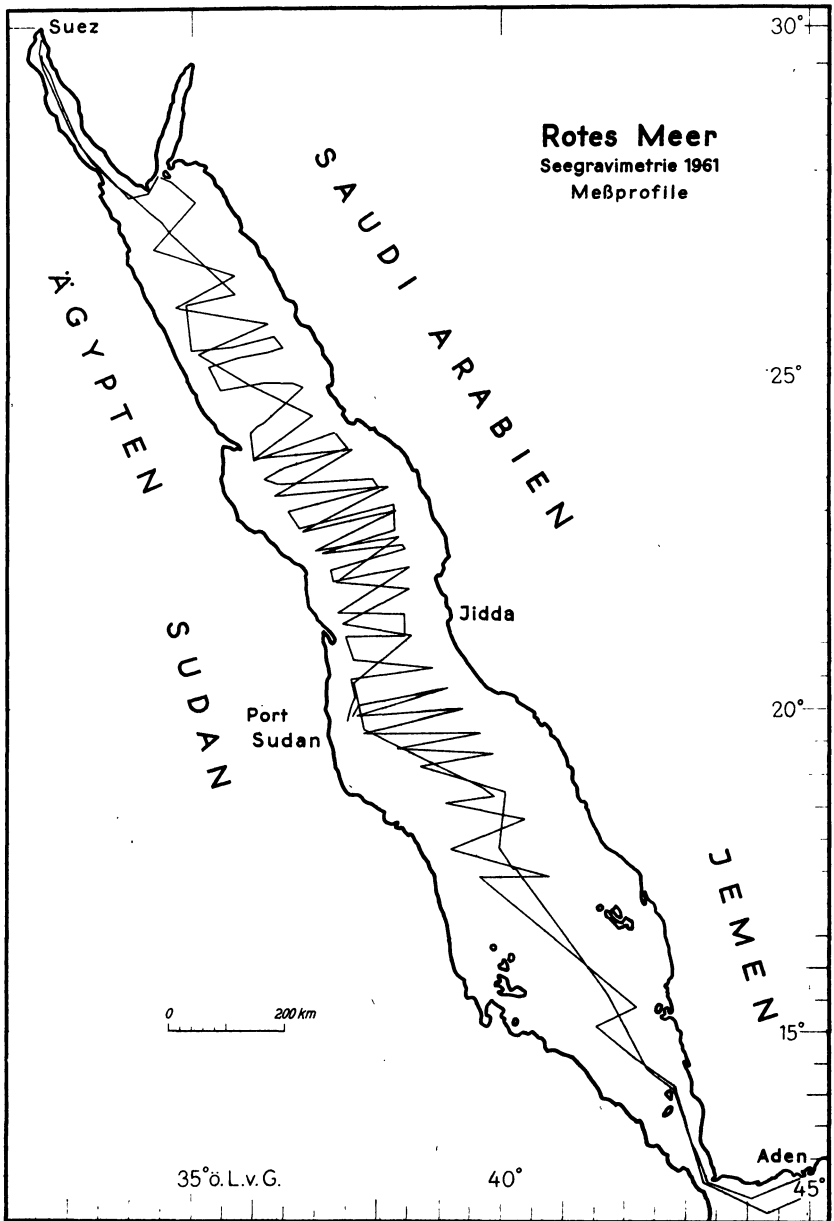


Abb. 1: Lage der Meßprofile bei den Seegravimetermessungen im Roten Meer 1961.

2. Kurze Beschreibung der Meßeinrichtung

Über Aufbau, Meßprinzip und Arbeitsweise des Seegravimeters ist in den letzten Jahren so viel publiziert worden, daß es hier genügt, in wenigen Worten die wesentlichsten Punkte zu wiederholen und im übrigen auf die Literatur (GRAF, WORZEL, SCHULZE u. a.) zu verweisen.

Zur Verminderung des Einflusses der Schiffsbewegungen infolge des Seeganges wird das Gravimeter an Bord durch einen kreiseltgesteuerten Tisch in der Horizontalen gehalten. Eine hinreichend starke Dämpfung des Meßbalkens sorgt dafür, daß dessen Ausschläge infolge der mehr oder weniger periodischen Vertikalbewegungen des Schiffes nicht zu groß werden. Die Bewegungen des Meßbalkens werden photoelektrisch registriert und von einem Schreibgerät fortlaufend als Kurvenzug aufgeschrieben. Die magnetische Dämpfung des Meßbalkens und eine elektrische Dämpfung der an den Schreiber gelangenden Spannungsschwankungen bewirken, daß bei nicht zu schwerer See der Schreibstift keine oder nur sehr kleine Schwankungen aufzeichnet. Abb. 2 zeigt links eine Registrierung bei fast ruhiger See, rechts eine Registrierung bei stärkerem Seegang (Vertikalbeschleunigung bis zu etwa ± 50 Gal).

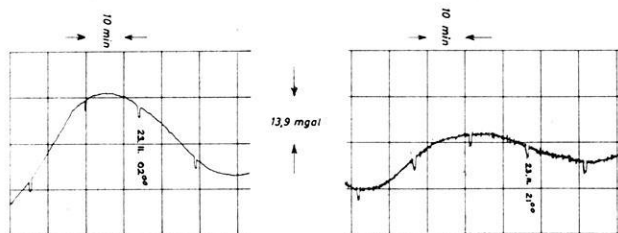


Abb. 2: Beispiele für Registrierungen des Seegravimeters Gss 2 Nr. 5 bei ruhiger und bewegter See.

Aus dieser fortlaufend registrierten Schwere sind viertelstündlich Werte herausgegriffen worden, für die dann alle erforderlichen Korrekturen berechnet wurden. Bei der normalen Geschwindigkeit der „Aragonese“ zwischen 10 und 12 Knoten erhält man also in den Profilen Schwerewerte im Abstand von etwa 5 km; dieser Abstand ist klein genug, um die wesentlichen Änderungen des Schwerfeldes erfassen zu können.

Die starke Dämpfung des Gravimeters bewirkt, daß die Registrierung dem wirklichen Schwereverlauf um einige Minuten nachhinkt. Beim Seegravimeter Gss 2 Nr. 5 sind es $3\frac{1}{2}$ Minuten. Man muß also $3\frac{1}{2}$ Minuten nach dem Zeitpunkt ablesen, für den man einen Schwerewert haben will. In den Fällen, wo sich die Schwere gleichförmig (etwa linear mit der Zeit) oder mit großen Perioden ändert, erhält man damit richtige Werte. Bei kurzperiodischen Schwereänderungen wird durch die Dämpfung außerdem die Amplitude der Schwereänderung reduziert. Die Registrierungen geben

dann nicht mehr den wahren Schwereverlauf wieder. Wie weiter unten gezeigt wird, ist dieser ungünstige Fall bei den Messungen im Roten Meer jedoch nicht häufig aufgetreten. Abb. 3 zeigt mehrere Beispiele für den wahren und den vom Gravimeter registrierten Schwereverlauf. Der wahre Schwereverlauf läßt sich durch Probieren leicht finden. Zur Kontrolle wird danach die Gravimeterregistrierung berechnet. Eine Übereinstimmung von 1 mgal zwischen wirklich registrierter Schwere und der Registrierkurve, die nach der angenommenen wahren Schwere berechnet wurde, wird als genügend angesehen.

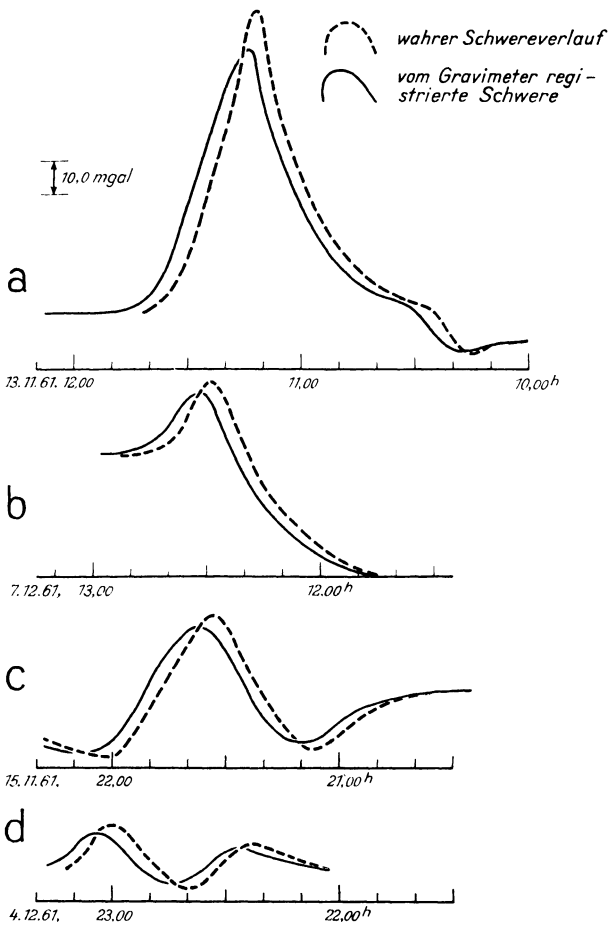


Abb. 3: Beispiele für die Abweichung der registrierten Schwere vom wahren Schwereverlauf.

Man sieht, daß man im allgemeinen richtige Werte erhält, wenn man immer $3\frac{1}{2}$ Minuten später abliest. Nur in den wenigen Fällen scharfer Schwereextrema werden die Ablesungen bis zu 10 oder 15 mgal fehlerhaft, wenn eine Ablesung gerade in das Extremum oder unmittelbar daneben fällt, wie im Beispiel der Abb. 3a etwa um 11^{12} . Die Abb. 3a gibt die in dieser Hinsicht ungünstigste Registrierung wieder, die bei den Messungen im Roten Meer aufgetreten ist. Die Beispiele der Abb. 3b bis 3d entsprechen nicht ganz so ungünstigen Bedingungen; sie sind im Verhältnis zur gesamten Meßzeit auch nicht häufig aufgetreten. Die maximal möglichen Fehler (an den Spitzen) betragen hier nur noch 3 bis 6 mgal. In den meisten Fällen, während 85 bis 90% der Meßzeit, verlief die Schwerekurve so flach bzw. in so weitgespannten Wellen, daß die Reduktion der Amplituden kaum mehr als 1 bis 2 mgal betragen hat.

3. Navigationsdaten

Die Angaben über Position und Meerestiefe wurden vom Saclant ASW Research Center zur Verfügung gestellt. Die Positionen des Schiffes wurden in der Nähe der Küsten und gegebenenfalls auf See in der Nähe von Inseln mit Radar bestimmt, daneben einige Male am Tag durch Beobachtung der Sonne oder der Sterne. Dazwischen wurden die Positionen „gekoppelt“. Die Tiefen wurden fortlaufend gemessen und von einem „Precision Depth Recorder“ registriert. Die vom Saclant Center hergestellten Profilkarten enthalten viertelstündliche Positionsangaben. Ebenfalls viertelstündlich wurden Tiefenwerte angegeben.

4. Grundlagen der Auswertung

4.1 Instrumentenkonstanten

Aus zwei Werten wird die Schwere an einem bestimmten Meßpunkt berechnet: Aus der Einstellung der Meßspindel am Gravimeter und aus der Aufzeichnung bzw. Anzeige des Registriergerätes (eines Enographen). Die Meßspindel dient dazu, die Ruhelage des Meßbalkens bzw. seine Mittellage bei Schwingungen immer in der Nähe der Horizontalen zu halten. Die Mittelstellung ist gleichzeitig die Nullstellung des Enographen. Abweichungen von der Nullstellung sind bis zu ± 140 mgal möglich, d. h. Abweichungen dieser Größe kann der Enograph noch aufzeichnen. Die Eichung der Meßspindel in mgal pro Spindelumdrehung wurde von den Askania-Werken vorgenommen, jedoch stand dafür nur eine Eichstrecke mit geringem Schwereunterschied zur Verfügung. Es wurden deshalb die großen Schwereunterschiede zwischen den Häfen, die während der Meßfahrt von der „Aragonese“ angelaufen wurden, für eine Eichung des Gravimeters benutzt.

In La Spezia und in Messina wurden nahegelegene Punkte des italienischen Schweregrundnetzes als Anschlußpunkte benutzt, in Heraklion (Kreta), Beirut und Aden Flughafenschwerepunkte. Die Anschlüsse vom Schiff zu den Schwerepunkten wurden von Sign. M. PISANI (Oss. Geof. Sper., Trieste) mit einem Wordengravimeter ge-

messen. Für die absolute Schwere der Liegeplätze der „Aragonese“ in den Häfen ergaben sich danach die folgenden Werte (Tabelle 1):

Tabelle 1:

Hafen	absolute Schwere	Anschlußstation
La Spezia (Italia)	980 570,8 mgal	Punkt Nr. 53 Rete Fondamentale Italiana
Messina (Italia) I	980 108,2 mgal	Punkt Nr. 59 Rete Fondamentale Italiana
Messina (Italia) II	980 106,5 mgal	
Heraklion (Kreta)	979 841,5 mgal	Flugplatz ¹⁾
Beirut (Libanon)	979 701,9 mgal	Flugplatz ²⁾
Aden	978 324,8 mgal	Flugplatz ³⁾

¹⁾ M. PISANI: Boll. di geofis. teor. ed appl., Trieste, 6 (1960).

²⁾ N. KUMAGAI, C. MORELLI: Boll. di geofis. teor. ed appl., Trieste, 6 (1960).

³⁾ WOOLARD: Ref. 60-26 Woods Hole Oc. Inst. (1960).

Die gesamte „Eichstrecke“ umfaßt 2246 mgal, so daß die Bestimmung der Eichkonstanten des Gravimeters mit einer Genauigkeit von besser als $10^0/00$ angegeben werden kann; sie ergab sich zu 51,86 mgal/Spindelumdrehung. Die Eichung der Enographenskalenteile in mgal ist sehr leicht möglich, wenn man die Eichkonstante der Gravimeterspindel kennt. Man braucht nur die Spindel um bestimmte Beträge zu verstellen und die dadurch hervorgerufenen Ausschläge des Schreibstiftes am Enographen zu beobachten. Diese Eichungen wurden in jedem Hafen vorgenommen. Für die Auswertung der Messungen im Roten Meer ist das Mittel aus den Bestimmungen in Beirut, auf dem Großen Bittersee, in Port Sudan, Aden und Suez genommen worden: 13,87 mgal/Skalenteil. Zwei Skalenteilstriche haben einen Abstand von 12 mm, so daß sich Zehntel-Milligal bei der Ablesung gut schätzen lassen.

4.2 Der Gang des Gravimeters

Da das Seegravimeter einen Doppelthermostaten besitzt, sind zeitliche Gänge sehr klein, d. h. sie erreichen im Laufe eines Monats nur einige Milligal.

Der Hafen Messina ist sowohl während der Hinfahrt wie auch während der Rückfahrt angelaufen worden. Dazwischen liegen 54 Tage, und die zweite Anzeige des Gravimeters unterschied sich von der ersten um $-6,2$ mgal, so daß sich ein Gang von $-3,5$ mgal in 30 Tagen ergibt. Eine weitere Möglichkeit der Gangkontrolle ergab sich durch Vergleich der Registrierungen im Suezkanal während der Hin- und Rückfahrt. Die sehr genauen Positionsangaben (Kilometersteine am Kanal) erlauben eine gute Zuordnung der beiden Registrierungen und eine genaue Berechnung der (ohne hin nicht sehr großen) Eötvös-Korrekturen. Das Ergebnis ist hier ein Gang von

– 4,2 mgal in 29 Tagen, also etwa – 4,3 mgal/30 Tage. Die Gangkorrekturen sind unter Zugrundelegung eines linearen Ganges von – 3,6 mgal/30 Tage berechnet worden.

4.2.1 Anhang: Der Suez-Kanal als Schwereanschlußstrecke

Für eine bestimmte Strecke im Suezkanal sind absolute Schwerewerte berechnet worden. Der Suez-Kanal wird in Zukunft sicher häufig von Forschungsschiffen durchfahren werden, so daß auf die Möglichkeit, eine Anschlußmessung vorzunehmen, hingewiesen werden soll. Sie kann nicht so gut sein wie eine Messung im Hafen, da die absoluten Schwerewerte im Suezkanal nicht mit einer solchen Genauigkeit angegeben werden können, wie sie die in den letzten Jahren angelegten Flughafen- und Hafenepunkte des Weltschwerenetzes oder eines kontinentalen Schwerenetzes haben; bei dem naturgemäß vorhandenen Mangel an Anschluß- und Vergleichsstationen auf See wird es für die Kontrolle des Gravimeterganges jedoch von großem Nutzen sein, die Fahrt durch den Suez-Kanal als Anschlußmessung und zur Gangkontrolle benutzen zu können.

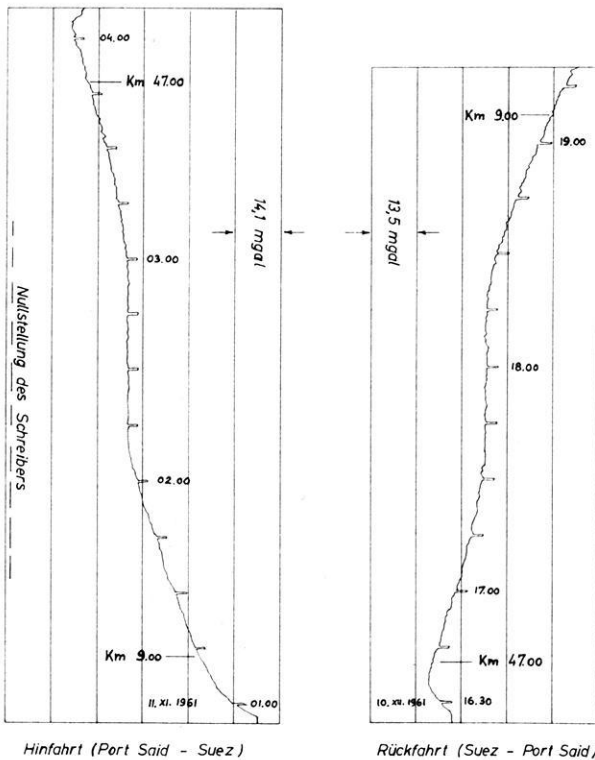


Abb. 4: Ausschnitte aus Registrierungen im Suezkanal bei Port Said.

Die absoluten Schwerewerte im Kanal sind durch Anschluß an die Häfen Beirut und Messina berechnet worden (vgl. Tabelle 1). Der Gravimetergang ist eliminiert worden. Abb. 4 zeigt die Registrierungen während Hin- und Rückfahrt durch den Suez-Kanal am 11. November bzw. 10. Dezember 1961. Abb. 5 gibt den berechneten Schwereverlauf wieder; die geographischen Koordinaten zweier Kilometermarken an den Enden der völlig geraden Strecke sind in Tabelle 2 angegeben:

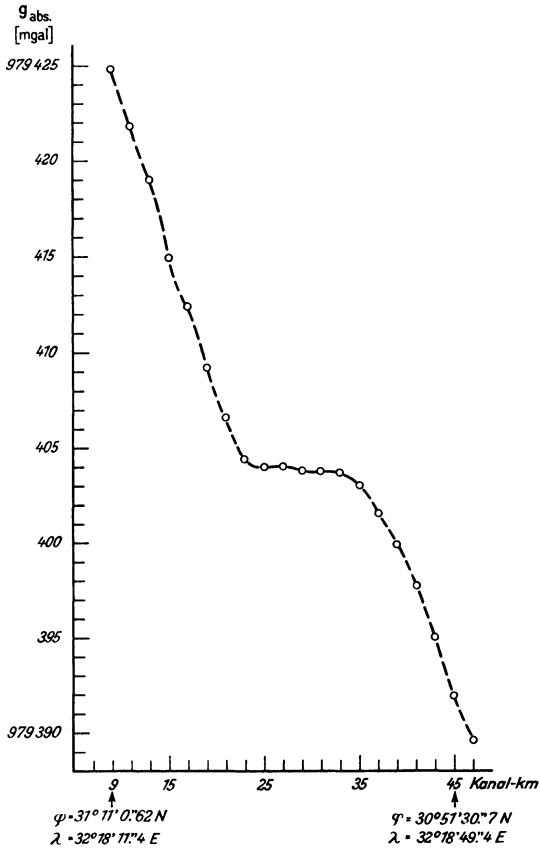


Abb. 5: Absolute Schwere im geradlinigen Teil des Suezkanals zwischen Port Said und El Kantara (Richtung N 178.5° E).

Tabelle 2:

Kanal km	Geographische Länge	Geographische Breite
9	32° 18' 11'',4 E	31° 11' 0'',62 N
45	32° 18' 49'',4 E	30° 51' 30'',7 N

4.3 Absolute Schwere, Normalschwere, Reduktionen

Die absoluten Schwerewerte sind durch Anschluß an die Schwerebasisstation Beirut gewonnen worden. Die totale Schwerestörung wurde nach der internationalen Normal-schwereformel (CASSINIS 1930) berechnet:

$$\gamma_0 = 978\,049,0 (1 + 0,0052884 \sin^2\varphi - 0,0000059 \sin^2 2\varphi).$$

Die totale Schwerestörung ist, da ja alle Messungen im Meeresniveau vorgenommen wurden, identisch mit der Freiluftschwerestörung. Mit Hilfe der aus den kontinuierlichen Tiefenregistrierungen erhaltenen Meerestiefen wurden Bouguerreduktionen und Bougueranomalien berechnet (vgl. dazu Abschnitt 4.4). Die Berechnungen der Freiluft- bzw. Bougueranomalien sind vorgenommen unter Berücksichtigung der Gangkorrekturen (es wurde ein linearer Gang von $-3,6$ mgal/Monat angenommen) und der Korrekturen wegen des Eötvös-Effektes nach der einfachen Formel

$$\Delta g_E = 7,50 \cdot v \cdot \sin \alpha \cdot \cos \varphi \quad [mgal],$$

worin φ = geogr. Breite, α = Kurs des Schiffes und v seine Geschwindigkeit in Knoten sind.

4.4 Bouguer-Reduktion und topographische Korrektur

Es ist üblich, bei der Reduktion von regionalen Schweremessungen auf dem Lande das Meeresniveau („Normal-Null-Niveau“, „sea level“) als Bezugsniveau zu verwenden. Die reduzierten Schwerewerte enthalten dann die Wirkungen der unter dem Meeresniveau gelegenen Masseninhomogenitäten zusätzlich der unbekanntten Masseninhomogenitäten innerhalb der reduzierten Platte. Auf See fallen die Höhenreduktionen fort, da die Messungen ja stets im selben Niveau durchgeführt werden (eine Berücksichtigung von Ebbe und Flut ist auf dem offenen Meer nicht nötig, da die Wirkung max. nur $\pm 0,08$ mgal beträgt). Die totale Schwerestörung (gemessene Schwere minus Normalschwere) auf See und die Bouguerschwerestörung auf dem Festland sind somit unmittelbar miteinander vergleichbar. Es hat sich allerdings eingebürgert, bei den Schwerestationen auf See statt von totaler Schwerestörung von Freiluftanomalie zu sprechen. Die Zahlenwerte beider sind ja gleich, da die Freiluftreduktion gleich Null ist. So kommt man dazu, Freiluftanomalien von Seestationen mit Bougueranomalien von Festlandstationen zu vergleichen, wenn man davon ausgeht, die auf ein einheitliches Niveau reduzierten Schwerewerte miteinander zu vergleichen. In diesem Sinne könnte man auch sagen, daß auf dem Meer die Bouguer-Reduktionen gleich Null sind und die Bougueranomalien dieselbe Größe haben wie die Freiluftanomalien. Der Sprachgebrauch ist in der Seegravimetrie jedoch ein etwas anderer. Mit Bouguerreduktion wird in der Seegravimetrie folgende Massenreduktion gemeint: Man ersetzt in Gedanken die Wasserfüllung der Meere durch Gestein,

dem man eine mittlere Erdkrustendichte gibt (häufig verwendeter Wert ist $2,67 \text{ g/cm}^3$). Die von der Tiefe der Ozeane abhängige Schwerewirkung wird damit rechnerisch berücksichtigt.

Die vollständige Massenreduktion wird – analog dem Rechenprozeß bei der Auswertung von Schweremessungen auf dem Festland – in zwei Teilen durchgeführt:

1. in einer Plattenreduktion, der eigentlichen Bouguerreduktion, bei der die Wirkung einer unendlich ausgedehnten planparallelen Platte berechnet wird, deren Dichte gleich $1,64$ ist (Differenz zwischen Gesteinsdichte $2,67$ und Meerwasserdichte $1,03$) und deren Mächtigkeit gleich der Meerestiefe am betreffenden Meßpunkt ist,

2. in einer topographischen Korrektur, welche die Abweichungen der Topographie des Meeresbodens von einer horizontalen Ebene berücksichtigt.

Oft kann nur die einfache Plattenreduktion durchgeführt werden; wenn die Meerestiefenkarten nicht genau genug sind, kann man keine topographischen Korrekturen mit ausreichender Genauigkeit berechnen.

Für das Rote Meer sind aus den kontinuierlichen Tiefenregistrierungen Tiefenkarten gezeichnet worden. Bei großem Abstand der Profile voneinander ist die Füh-

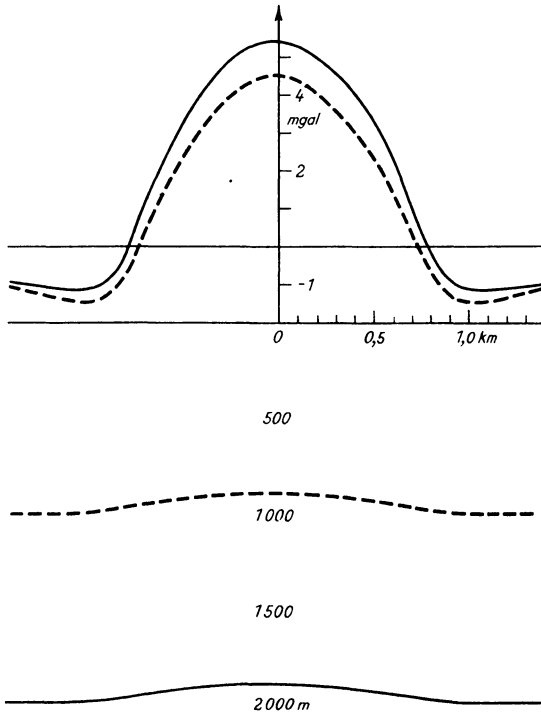


Abb. 6: Topographische Korrekturen über einem langgestreckten untermeerischen Geländeerücken (für zwei verschiedene Tiefenlagen).

rung der Tiefenlinien zwischen den Profilen natürlich nicht sehr genau. Wo die Profile jedoch nur geringen Abstand haben (3 bis 6 Seemeilen) oder sich schneiden, lassen sich die Tiefenlinien so genau ziehen, daß es möglich ist, topographische Korrekturen mit einer Genauigkeit von einigen mgal zu berechnen.

Während die topographischen Korrekturen auf dem Festland stets positiv sind, können sie auf dem Meere sowohl positiv als auch negativ sein, und zwar positiv über unterseeischen Bergen und Hügeln, negativ über Tälern (dazwischen gibt es Stellen, wo sie gleich Null sind, auch bei beliebig steilen und hohen Böschungen). Die Abb. 6 zeigt Beispiele für Geländekorrekturen über einfachen („zweidimensionalen“) Formen des Meeresbodens. Die Abb. 7 gibt Ausschnitte aus zwei Tiefenprofilen quer durch das

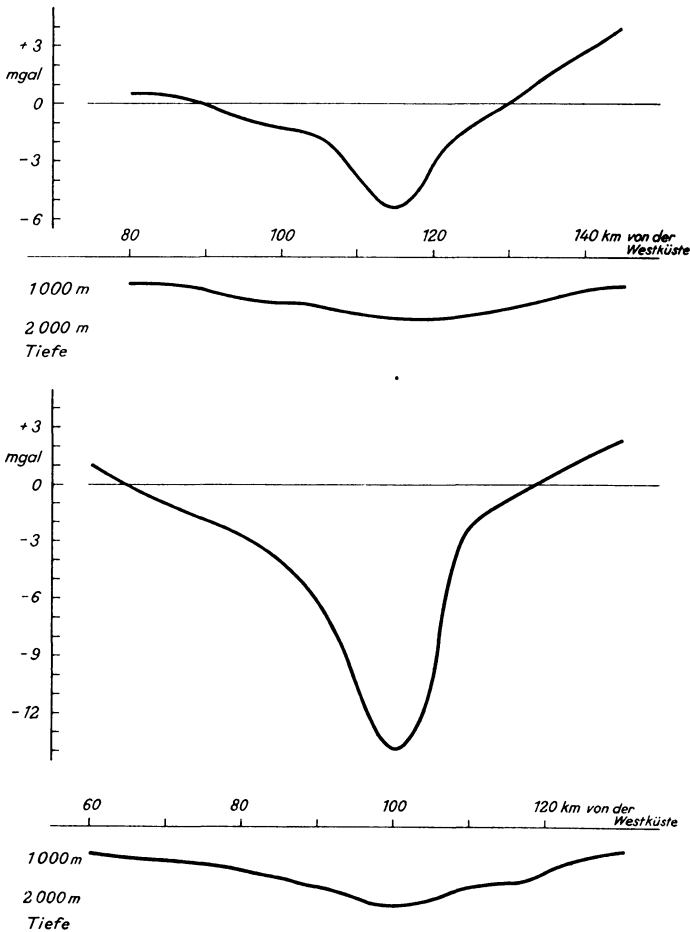


Abb. 7: Topographische Korrekturen längs zweier Profile durch das Rote Meer.

Rote Meer wieder. Man sieht, daß selbst bei weit gespannten Tälern recht große Korrekturen auftreten.

Da die Korrekturen nach den genannten Beispielen in der Größenordnung von 20 mgal liegen können, führt ihre Vernachlässigung zu erheblichen Fehlern. Sie sind daher für alle Punkte berechnet worden, für die nach der Tiefenkarte größere Korrekturen zu erwarten sind; dabei ist die Topographie bis zu einer Entfernung von 30 km um die Schwerestation berücksichtigt worden. Die größte berechnete Korrektur hat die Station vom 17. November 1961 19¹⁵ mit -28 mgal (Genauigkeit etwa ± 2 bis 4 mgal).

4.5 Kontrolle an Profilschnittpunkten

Bei der Rückfahrt von Aden durch das Rote Meer wurden mehrere Male die Profile der Hinfahrt gekreuzt, so daß sich die Möglichkeit ergibt, die Genauigkeit der Gravimetermessungen einerseits und der Positionsbestimmungen andererseits zu prüfen. Es sind jedoch nicht alle 42 Profilschnittpunkte auswertbar. Einmal fiel die Stromversorgung für längere Zeit aus, so daß keine Messungen möglich waren; zum anderen folgten einige Schnittpunkte zeitlich kurz auf einen Kurswechsel; wegen der mit Kurswechseln verbundenen Änderungen des Eötvös-Effektes von 100 bis 150 mgal gingen immer einige Minuten verloren, die das Gravimeter brauchte, um sich auf die neue Schwere einzustellen.

Das Einlaufen des Gravimeters erfolgt bei einer stufenförmigen Schwereänderung von 150 mgal in etwa 20 Minuten, wenn man unter Einlaufen verstehen will, daß das Gravimeter sich bis auf 1 mgal auf den neuen Wert eingestellt hat. Diese Einlaufzeit läßt sich jedoch wesentlich abkürzen, wenn man während der Kursänderung, also während der Änderung des Eötvös-Effektes, die Meßspindel verstellt. Mit einigem Geschick ist es möglich, durch die Verstellung der Meßspindel die Wirkung der Änderung des Eötvös-Effektes gerade etwa zu kompensieren, so daß nur wenige Minuten verlorengehen.

An 30 Profilschnittpunkten konnten die Unterschiede der Schwereregistrierungen berechnet werden. An die Ablesungen mußten dazu nur die Eötvös-Korrekturen und eine Gangkorrektur angebracht werden. An 12 Schnittpunkten sind die Abweichungen kleiner als 4 mgal, an 14 Punkten liegen sie zwischen 4 und 10 mgal und an 4 Punkten sind sie größer als 10 mgal. Die größten Abweichungen sind 15 und 19 mgal.

Diese Abweichungen können im wesentlichen fünf Ursachen haben:

1. Der Gang des Gravimeters ist nicht genau genug bekannt. Man muß damit rechnen, daß der Gang nicht während der ganzen Zeit linear gewesen ist. Nach dem oben Gesagten (Gangkontrollen im Suez-Kanal und in Messina) werden die Fehler durch Annahme eines linearen Ganges jedoch kaum 1 oder 2 mgal überschreiten.

2. Größere Fehler sind durch Änderungen der Empfindlichkeit des Enographen möglich. Das Verhältnis von Enographenausschlag zu Spindelumdrehung ist nicht konstant, es ändert sich ein wenig mit dem Strom, der die Photozellenlampe durch-

fließt. Die Stromschwankungen waren zwar gering und betragen nur etwa 1 mA, doch variierte die Enographenempfindlichkeit dabei schon um etwa $3\frac{1}{2}\%$ (Beispiel: 3,68 Skalenteile pro Spindelumdrehung in Aden, 3,82 Skalenteile pro Spindelumdrehung in Suez). Nach genaueren und systematischen Untersuchungen von U. FLEISCHER ändert sich die Empfindlichkeit um 4% pro mA. Diese Schwankungen wirken sich um so stärker aus, je größer die Ausschläge des Schreibstiftes sind. Die beiden großen Differenzen an Profilschnittpunkten, 15 und 19 mgal, können jedoch nur zu einem geringen Teil auf Änderungen der Empfindlichkeit beruhen. Unter Zugrundelegung einer möglichen maximalen Schwankung der Stromstärke von ± 1 mA kommt man zu möglichen Differenzen von nur 3,7 bzw. 2,7 mgal.

3. Ungenaue Kenntnis von Kurs und Geschwindigkeit des Schiffes können zu erheblichen Unsicherheiten in den Eötvös-Korrekturen führen. Man muß damit rechnen, daß die mittlere Geschwindigkeit des Schiffes von 11 kn um etwa $\pm 0,4$ kn unsicher sein kann; ebenso mag der Kurs um $\pm 2^\circ$ unsicher sein.

Es ist

$$d \Delta g_E = 7,5 \cdot \cos \varphi \cdot \{ \sin \alpha \cdot dv + v \cdot \cos \alpha \cdot d\alpha \};$$

bei $dv = \pm 0,4$ kn, $v = 11$ kn, $d\alpha = \pm 2^\circ$ sind für $\varphi = 20^\circ$ (Mitte des Roten Meeres) Fehler von 4 mgal in jeder Richtung ohne weiteres möglich; sie können noch größer sein, und an den Schnittpunkten können sich die Fehler addieren. Die Abweichungen der Schwerewerte an den Profilschnitten werden demnach zu einem großen Teil, zu 5 bis 10 mgal, den Unsicherheiten in den Eötvös-Korrekturen zuzuschreiben sein.

4. Eine vierte Fehlerquelle entsteht dadurch, daß man am Schnittpunkt die Zeiten in den beiden Profilen nicht auf die Minute genau festlegen kann. Die Positionen sind nicht genau genug bekannt. Die Positionsbestimmungen lassen oft beträchtlichen Spielraum bei der Profilstellung zu, selbst wenn man darauf achtet, daß die Tiefenregistrierungen an den Schnittpunkten übereinstimmen müssen. Schwereänderungen von 1 mgal pro Minute in einem Profil sind nichts Seltenes, so daß Unsicherheiten von einigen Minuten in den Schnittpunktzeiten leicht zu Unterschieden von 5 mgal an den Schnittpunkten führen können.

5. Wenn eine Registrierkurve (oder beide) am Schnittpunkt gerade ein scharfes Extremum hat, wird die wahre Schwere nach dem im Abschnitt 2 Gesagten fehlerhaft wiedergegeben. Differenzen in der Größenordnung des Betrages der Amplitudenreduktion sind demnach möglich.

Aus diesen Überlegungen heraus wird es verständlich, daß im ungünstigsten Falle die Abweichungen an Profilschnitten 20 mgal und mehr erreichen können. Dem Gravimeter kann man davon im allgemeinen jedoch kaum mehr als etwa 5 mgal zuschreiben. Die Hauptfehlerquelle bleibt die Unsicherheit in den Positionsbestimmun-

gen mit den daraus folgenden Unsicherheiten in den Kurs- und Geschwindigkeitsangaben. Wo es nicht möglich ist, mit Hilfe radiometrischer Navigationsmethoden (Decca, Loran) kontinuierliche Positionsbestimmungen mit einer Genauigkeit von etwa 1 Seemeile vorzunehmen, wird man diese Fehlerquellen vorerst nicht beseitigen können. In Zukunft wird es vielleicht möglich sein, mit Hilfe von Satelliten (z. B. der Transit-Satelliten) bessere Ortsbestimmungen zu erreichen.

An drei Profilschnittpunkten betragen die Differenzen der beiden Messungen + 22,2, – 26,0 und – 22,1 mgal. Diese Unterschiede sind so groß, daß sie sicher nicht auf mangelhaftes Arbeiten des Gravimeters zurückgeführt werden können, zumal an diesen Stellen keine scharfen Spitzen in der Registrierkurve vorkommen (vgl. Punkt 5 der obigen Liste der Fehlermöglichkeiten). Es sind daher die entsprechenden Profile im Rahmen des Möglichen leicht geändert worden; d. h., die neu angenommenen Profillagen passen genau so gut zu den Positionsbestimmungen wie die alten; ferner wurde darauf geachtet, daß am Schnittpunkt die Tiefen in beiden Profilen übereinstimmen. Die neuen Differenzen an den drei Schnittpunkten betragen dann nur noch + 9,3, – 19,0 und – 15,4 mgal; eine zwangsweise und offensichtlich falsche Verbiegung der Isogammen an den Schnittpunkten wird dadurch gemildert.

5. Übersicht über die bisherigen Schweremessungen im Gebiet des Roten Meeres

Soweit dem Verfasser bekannt ist, sind die ersten Bestimmungen der Schwerkraft im Roten Meer oder an dessen Küsten von v. TRIULZI vorgenommen worden während einer Expedition des Forschungsschiffes „Pola“ in den 1890er Jahren. VON TRIULZI führte an verschiedenen Stellen der Ost- und Westküste und auf mehreren Inseln im Roten Meer Pendelmessungen durch. Die ersten Schweremessungen auf hoher See vom fahrenden Schiff aus stammen jedoch von O. HECKER [2]. Nachdem HELMERT 1894 vor der Kommission der Internationalen Erdmessung die Notwendigkeit von Bestimmungen der Schwerkraft auch auf den Weltmeeren hervorgehoben hatte, stellte O. HECKER in Laboratoriumsversuchen fest, daß es möglich sein müsse, mittels eines Quecksilberbarometers die Schwerkraft zu bestimmen, wenn man gleichzeitig den Luftdruck mit einem Siedethermometer ermittelt. Die Methode wurde auf mehreren Seereisen erprobt (1901 auf dem Atlantik, 1904 auf dem Indischen und Stillen Ozean und 1909 auf dem Schwarzen Meer) und zeigte, daß sich mit ihr die Schwere mit einer Genauigkeit von etwa 20 bis 30 mgal bestimmen ließ. Während der Meßreise im Jahre 1904 hat HECKER an sieben Stellen im Roten Meer Schweremessungen vorgenommen.

Eine gute Übersicht über die Messungen v. TRIULZIS und über die späteren Pendelmessungen in Unterseebooten von VENING-MEINESZ (1923) und HARRISON (1955) gibt GIRDLER [1]. Die dort aufgeführten Daten (umgerechnet auf die internationale Normal schwere von 1930) sind bei der Herstellung einer Schwerekarte des Roten Meeres mit verwendet worden.

6. Ergebnisse der Schweremessungen der Cruise Concrete 1961

Die Karte der Bougueranomalien (Abb. 8) zeigt, daß im größten Teil des Roten Meeres eine Schwereverteilung herrscht, wie sie 1955 von HARRISON auf einem mit vier Stationen vermessenen Profil zwischen den Daalac-Inseln und den Farsan-Inseln gefunden wurde: Die Bougueranomalien im Roten Meer sind positiv und haben ein Maximum, das etwa in der Mitte liegt. Die Messungen der Cruise Concrete 1961 haben ergeben, daß ein solches Maximum sich fast durch das ganze Rote Meer hinzieht. Es beginnt im Süden bei etwa 15° nördlicher Breite und reicht bis kurz vor die Halbinsel Sinai. Am ausgeprägtesten ist es südlich des 24. Breitengrades (Höhe von Ras Benas).

Zwischen dem 16. und dem 24. Breitengrad sind die maximalen Bougueranomalien stets größer als 75 mgal, zwischen dem 17. und dem 23. Breitengrad größer als 100 mgal, und an einigen Stellen erreichen sie 125 oder 150 mgal. Südlich des 15. Breitengrades wird das Maximum immer kleiner; zwischen der Sugar-Insel und Mocha werden die Bougueranomalien schwach negativ.

Im Norden werden die Anomalien etwa an der Südspitze der Sinai-Halbinsel negativ. Der Golf von Suez und der Golf von Akaba haben negative Anomalien von etwa -50 bzw. -100 mgal.

Die Freiluftanomalien haben im ganzen Roten Meer Werte zwischen -40 und $+40$ mgal. Da in ihnen der Einfluß der wechselnden Meerestiefen steckt, soll bei der folgenden Interpretation der Schweremessungen von den Bougueranomalien abgegangen werden.

7. Interpretation der Schweremessungen

Das Rote Meer ist der von Wasser überflutete Teil eines großen tektonischen Grabens, der sich im nordostafrikanisch-arabischen Grundgebirgsmassiv in erdgeschichtlich junger Zeit gebildet hat.

Über tektonischen Gräben muß man Schwereminima erwarten. Da die Dichte im allgemeinen mit der Tiefe zunimmt, liegt bei einem Graben in beliebigen Horizontalschnitten leichteres Gestein neben solchem höherer Dichte, und an der Basis der Kruste taucht die abgesunkene Scholle in das dichtere Substratum. Die häufig zu beobachtende schwache Aufwölbung der Randschollen und das Schwimmgleichgewicht der festen Schollen auf dem zähflüssigen Substratum (Isostasie) ändern nichts daran, daß der Graben durch ein Schwereminimum ausgezeichnet sein muß.

Als Beispiele bekannter Gräben seien der Oberrheinalgraben genannt, in dem man Bougueranomalien von -30 bis -40 mgal findet, der Golf von Akaba mit -80 bis -100 mgal und die großen ostafrikanischen Gräben mit -100 bis -200 mgal.

Im Gegensatz dazu zieht sich etwa längs der Mittellinie des Roten Meeres eine Schweremaximumzone mit Werten von über $+100$ mgal hin. Geringe negative Werte findet man nur in der Nähe der Küsten (aus den Messungen von TRIULZIS).

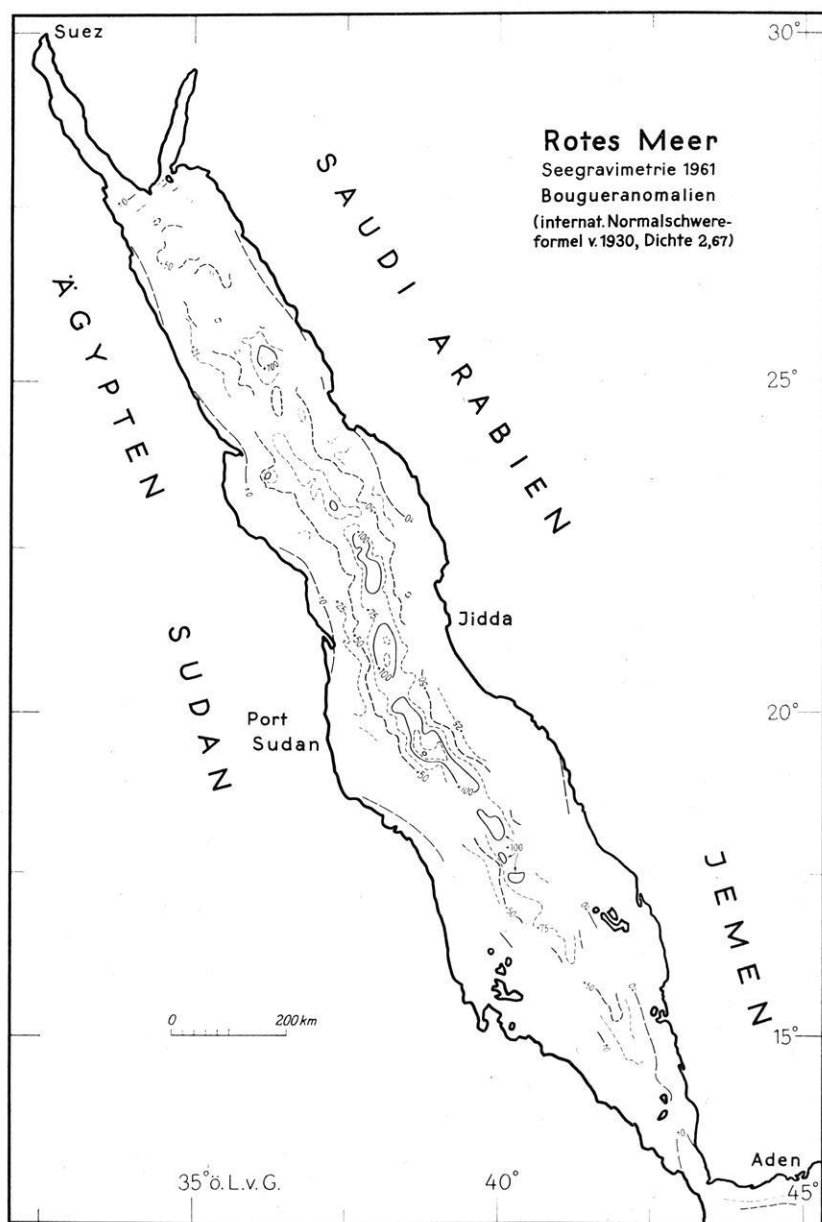


Abb. 8: Schwerekarte des Roten Meeres (Bougueranomalien).

Da dieses Schweremaximum aus der Grabentektonik heraus nicht erklärt werden kann, muß man annehmen, daß durch Intrusion von Magmen dichtere Massen in die Kruste gelangt sind.

Die Isogammen verlaufen bevorzugt parallel zu den Küsten; sie schließen ein langgestrecktes Maximum entlang der Mittellinie des Roten Meeres ein. Der die Anomalie erzeugende Störkörper ist also wesentlich länger als breit. Wenn ein Körper in einer Länge, die etwa das Doppelte seiner Breite ist, seinen Querschnitt nicht wesentlich ändert, kann man ihn bekanntlich in erster Näherung als zweidimensional ansehen und mit entsprechenden Auswertemethoden behandeln.

Glättet man den Isogammenverlauf, so kommt man im Roten Meer leicht zu streckenweise etwa zweidimensionalen Schwerefeldern, d. h., es lassen sich aus dem geglätteten Schwerefeld Bereiche aussondern, in denen man ungefähr parallelen Isogammenverlauf über eine Strecke hat, die gleich dem doppelten der Halbwertsbreite der Anomalie ist oder mehr. Einige Beispiele für die Schwereprofile solcher Bereiche sind in Abb. 9 gegeben (*a* bis *d*). Abb. 10 zeigt ein weiteres Profil und darunter einige mögliche Störkörper. Die Körper *b* und *c* sollen Grenzfälle darstellen; bei *b* wurde die horizontale Oberfläche in eine Tiefe von 2 km gelegt (das entspricht etwa dem Meeresboden), bei *c* soll die Basis horizontal sein und (willkürlich angenommen) in 35 km Tiefe liegen.

Als Übergang oder Zwischenlösung zwischen den beiden Grenzmodellen wurde das Rechteckprisma gewählt — aus dem einfachen Grunde, weil man damit leicht rechnen kann.

Die meisten Profile haben die einfache Form der Abb. 9, d. h. sie haben gut bestimmbare Wendepunkte, was auf ziemlich steile seitliche Grenzflächen schließen läßt, und sind auch ungefähr symmetrisch (wenn nicht, wie z. B. in Abb. 9b, lassen sie sich leicht unter Beachtung von $\int \Delta g dx = \text{const.}$ symmetrisch machen).

Für diese ungefähr symmetrischen oder ohne große Änderung symmetrisierten Schwerekurven wurden Modelle gerechnet, und zwar Rechteckmodelle. Als ersten Schritt kann man direkte Auswerteverfahren anwenden, am besten das Zweikreisverfahren von K. JUNG. Über die Dichte muß eine plausible Annahme gemacht werden. Die Anomalie des direkt ermittelten Störkörpers stimmt dann im allgemeinen noch nicht hinreichend gut mit der vorgegebenen überein, man muß indirekt weiter verfahren, wie das ja bekannt ist, also Tiefe, Breite, Dicke und Dichte variieren bis zur Übereinstimmung zwischen Modellanomalie und wirklicher Anomalie.

Dabei hat sich folgendes gezeigt:

1. Die Dichtedifferenz zwischen Störkörper und Nebengestein muß etwa bei $0,2 \text{ g/cm}^3$ liegen. Sowohl mit $0,1$ als auch mit $0,3 \text{ g/cm}^3$ lassen sich keine so guten Übereinstimmungen zwischen berechneter und gemessener Anomalie erzielen wie mit $0,2$.
2. Der Störkörper kann nicht unmittelbar unter der Oberfläche liegen. Die maximalen Gradienten der berechneten Anomalie (in der Nähe der Flanken des Störkörpers) werden dann im Vergleich zu den Maximalgradienten der gemessenen Schwerekurve zu groß.

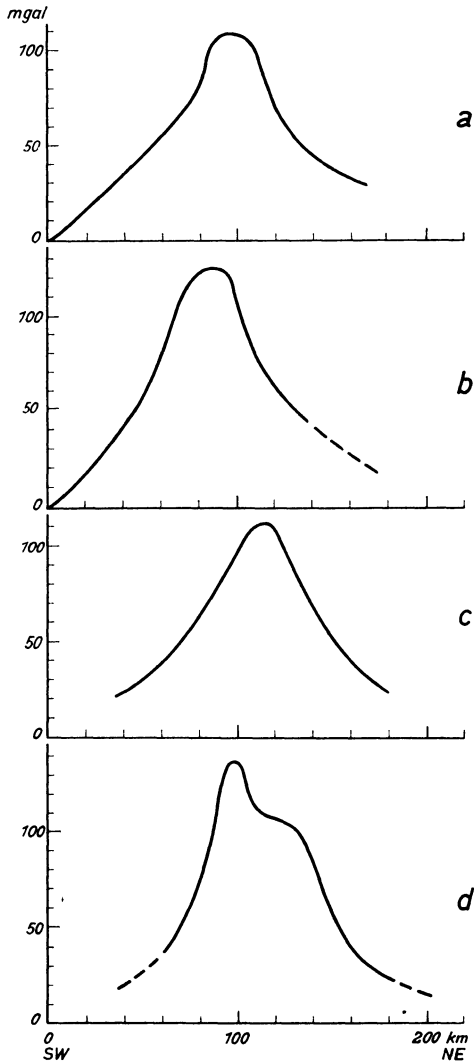


Abb. 9: Typische Schwereprofile (Bougueranomalien) des Roten Meeres.

GIRDLER hat für das von HARRISON bei den Daalac- und Farsan-Inseln vermessene Profil ein Modell angegeben, in dem der Störkörper unmittelbar unter die Oberfläche (Meeresboden) stößt (Breite 61,5 km, Dicke 15,4 km, Dichtedifferenz $0,17 \text{ g/cm}^3$). Die maximalen Gradienten über diesem Körper sind jedoch zu groß, verglichen mit der aus den Messungen von HARRISON gewonnenen Anomalienkurve [1].

3. Die beste Übereinstimmung zwischen beobachteter und berechneter Schwerekurve wurde bei rechteckigen Modellkörpern gefunden, die eine Dichtedifferenz von

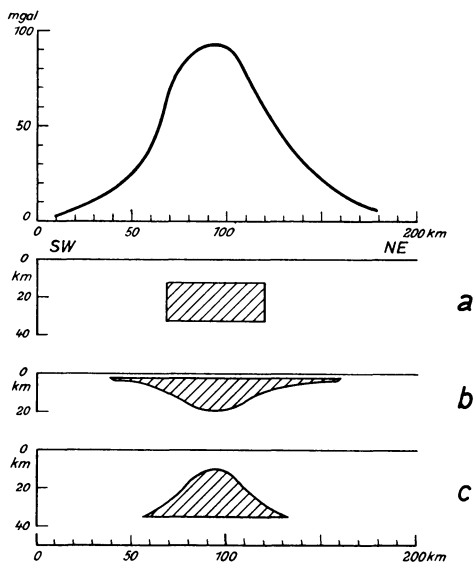


Abb. 10: Ein Schwereprofil durch das Rote Meer und einige Störkörperformen.

$0,2 \text{ g/cm}^3$ gegenüber der Umgebung haben, 50–60 km breit sind, 12–18 km unter der Oberfläche (Normal-Null-Niveau) liegen und etwa 20–25 km mächtig sind, deren Unterkante also in rund 35–40 km Tiefe liegt.

Natürlich ist das Rechteckprisma nur eine mögliche Lösung; zwischen den oben genannten Grenzfällen (Abb. 10b, c) kann man sich beliebig viele andere Zwischenlösungen denken. Das Rechteckprisma wird jedoch als die Lösung angesehen, die der Wirklichkeit am nächsten kommt. Im Falle der Abb. 10b müßte man annehmen, daß das Magma auf Spalten zur Oberfläche gekommen und eine Mulde ausgefüllt hat, bei Abb. 10c dagegen, daß es die Kruste von unten zur Hälfte und mehr aufgeschmolzen hat – beides wenig wahrscheinliche Vorgänge.

Von welchem der in Abb. 10 skizzierten Modelle man auch ausgeht, immer kommt man zu dem Ergebnis, daß bei einer Dichtedifferenz von $0,2 \text{ g/cm}^3$ die dichteren Massen etwa 40–60 km breit und etwa 15–25 km mächtig sind. Das gilt in einem Streifen zwischen 16° und 24° Breite. Nördlich und südlich davon werden die Anomalien kleiner. Im Süden werden sie außerdem schmaler, woraus man schließen kann, daß der Querschnitt der Störmasse kleiner wird. Im Norden werden sie zunehmend flacher; die Störmassen scheinen dort breiter und weniger mächtig zu sein.

Lokale Maxima und Minima weisen auf Spezialstrukturen von relativ geringer Ausdehnung hin. Eine besonders auffallende lokale Anomalie ist die auf der St.-Johns-Insel südöstlich vor Ras Benas ($24^\circ 36'$ Breite). Der Pendelmessung von TRIULZIS zufolge beträgt die Bougueranomalie dort $+149 \text{ mgal}$. Drei Profile der Cruise Concrete verlaufen in 10 bzw. 20 km Entfernung von der Insel. Auf den beiden 20 km

entfernten Profilen ist keine Schwerezunahme bei der Annäherung an die Insel zu bemerken. Auf dem näher gelegenen Profil nimmt die Bouguerschwere auf 10 km um 40 mgal zu bis zur kürzesten Entfernung von der Insel und dann etwa ebenso schnell wieder ab. Die Anomalie muß danach ganz eng begrenzt und steil sein (siehe Abb. 11).

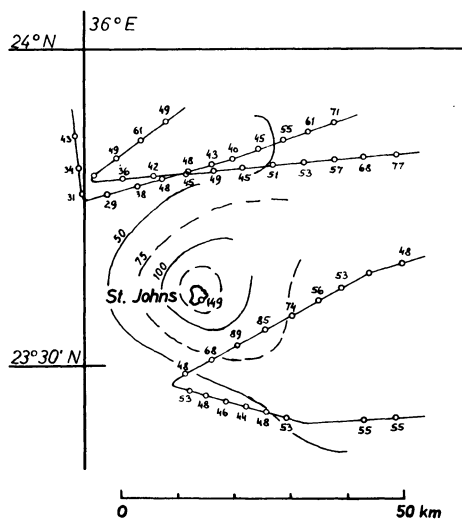


Abb. 11: Ausschnitt aus der Schwerekarte des Roten Meeres in der Umgebung der St.-Johns-Insel.

Aus der Form der Anomalie läßt sich abschätzen, daß der Störkörper nicht viel breiter als etwa 15 km sein kann. Unter Annahme eines vertikal stehenden Zylinders von 15 km Durchmesser wird die lokale Anomalie von 110 mgal (siehe Abb. 11) durch folgende Kombinationen von Dichtedifferenz und Tiefenausdehnung d gegeben:

d	10	15	20	km
$\Delta\sigma$	0,53	0,46	0,43	g/cm^3

Wie man sieht, hat d keinen großen Einfluß. Mit einer Dichtedifferenz von rund $0,5 \text{ g/cm}^{-3}$ muß man ungefähr rechnen. Bei einer Dichte des Nebengesteins von 2,7 folgt eine Dichte des Störkörpers von 3,2 — ein Wert, der nahe an denen der ultrabasischen Gesteine liegt. Das dürfte recht gut damit übereinstimmen, daß auf der Insel St. Johns Peridotite zu finden sind.

8. Über die Beziehung der Schwereanomalien zu geologischen Hypothesen über die Entstehung des Roten Meeres

Die meisten geologischen Forscher beschreiben das Rote Meer als einen tektonischen Graben mit tief hinabreichenden Verwerfungsflächen, die an vielen Stellen dem Sima Gelegenheit zum Empordringen geben, so daß in Ägypten, auf der Halbinsel Sinai, im Jemen und in Äthiopien ausgedehnte Basaltergüsse entstehen konnten. Die Ver-

werfungen liegen an den steil abfallenden Rändern der präkambrischen Gebirge Ägyptens, des Sudans, Äthiopiens und der arabischen Halbinsel.

Eine Sonderstellung nimmt die Hypothese von SWARTZ und ARDEN ein [7]. Danach hat sich im ehemals zusammenhängenden afrikanisch-arabischen Festlandsblock ein Riß gebildet, eine sich ständig verbreiternde Spalte, die fortwährend durch von unten eindringende Schmelzen verheilte. Die Absicht dieser Hypothese ist, die auffallende Kongruenz der beiden Seiten des Roten Meeres zu erklären (man betrachte den Verlauf der 500 m- bzw. 1500 m-Höhenlinie in Abb. 12). Man hat sich dabei vorzustellen,

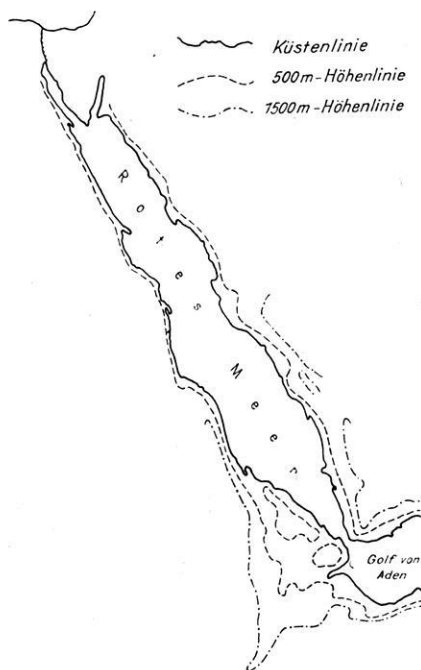


Abb. 12: Topographie der Umgebung des Roten Meeres.

daß der arabische Block vom afrikanischen seit dem Aufreißen der Spalte sich um 200 bis 300 km entfernt hat; so weit sind die Küstenlinien bzw. die Gebirgränder heute voneinander entfernt. In derselben Breite müßten also auch magmatische Gesteinskörper von großer Ausdehnung den Untergrund des Raumes zwischen den Gebirgen bilden, denn nur einen relativ kleinen Anteil könnten Sedimente und Schollenbruchstücke des ehemaligen Kontinentes bilden.

Wenn diese Vorstellungen der Wirklichkeit entsprächen, müßten die starken Dichtehomogenitäten in diesem Teil der Erdkruste eine sehr große Wirkung auf das Schwerfeld haben, und es erhebt sich die Frage, ob die Hypothese von SWARTZ und ARDEN in den Ergebnissen der Seegravimetermessungen eine Stütze findet.

Wie im Abschnitt 7 gezeigt wurde, kann im mittleren Teil des Roten Meeres – zwischen dem 16. und dem 24. Breitengrad – der Raum, in den Magmen eingedrungen sind, nicht breiter als etwa 60 km sein. Im Norden kann die Breitenausdehnung größer sein, im südlichen Teil des Roten Meeres aber nicht. Nach der Vorstellung von SWARTZ und ARDEN jedoch sollen sich (entsprechend dem heutigen Abstand zwischen den Rändern der Grundgebirgsmassive) die beiden Blöcke im Süden am weitesten voneinander entfernt haben, die Spalte soll sich dort am weitesten geöffnet haben. Die danach zu erwartende Verbreiterung und Vergrößerung der Anomalie nach Süden zu ist nicht vorhanden, auch dann nicht, wenn man für die im südlichen Roten Meer bekannten Salzvorkommen Korrekturen an den Bougueranomalien anbringen könnte.

Eine 200 bis 300 km breite und im wesentlichen mit aufgedrungenen Magmen gefüllte Spalte wird also durch die Schweremessungen widerlegt. Dagegen muß ein von Magmen durchdrungener Raum geringerer Breite auf Grund der Gravimetrie angenommen werden. Im mittleren Teil des Roten Meeres müßte er nach dem im Abschnitt 7 Gesagten rund 50 km breit sein. Im Einklang damit stehen offensichtlich einige auffallende Züge der Topographie des Meeresbodens: Es ist bekannt, daß sich in der Mitte des Roten Meeres parallel zu den Küsten ein deutlich ausgeprägter Trog hinzieht, dessen Breite zwischen 40 und 70 km schwankt und in dem die Meerestiefe an etwas steileren Böschungen, vielleicht Bruchzonen, von knapp 1000 auf 2000 m und mehr zunimmt (siehe Abb. 13). Das räumliche Zusammentreffen dieses schmalen

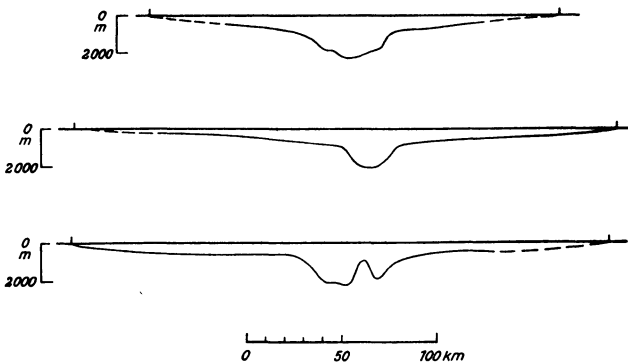


Abb. 13: Tiefenprofile durch das Rote Meer.

zentralen Troges mit der Schwereanomalie scheint ein starkes Argument dafür zu sein, daß die Spaltenbildung und das Eindringen spezifisch schwerer Massen in die Kruste in diesem eng begrenzten Raum sich abspielte.

Danach hat man im Roten Meer wahrscheinlich zwei Bruchsysteme zu unterscheiden, den „großen Graben“ des Roten Meeres, dessen Verwerfungsflächen in der Nähe der Küsten liegen, und eine relativ schmale Bruchzone entlang der Mittellinie des Roten Meeres, in die durch stärkeres Auseinanderrücken der östlichen und west-

lichen Randschollen subkrustale Magmen eindringen konnten. Der Bouguer-Isanomalienkarte kann man leicht entnehmen, daß das nicht im ganzen Roten Meer gleichmäßig geschehen ist; die Schwereanomalien lassen erkennen, wo in einem Vertikalschnitt durch die Bruchzone pro Flächeneinheit mehr magmatisches Gestein angetroffen wird und wo weniger.

Allein aus der Schwerekarte kann man jedoch kein eindeutiges und vollständiges geologisches Modell konstruieren, und so sollen diese letzten Ausführungen auch nur als Hinweis auf mögliche Ausdeutungen angesehen werden.

Literatur

- [1] GIRDLER, R. W.: The relationship of the Red Sea to the East African Rift System. — *Quarterly Journal Geol. Soc.* 114 (1958).
- [2] HECKER, O.: Bestimmung der Schwerkraft auf dem Schwarzen Meere und an dessen Küste sowie neue Ausgleichung der Schwerkraftmessungen auf dem Atlantischen, Indischen und Großen Ozean. — *Veröffentl. des Zentralbureaus der internat. Erdmessung*, Neue Folge Nr. 20, Bd. 17, Berlin 1910.
- [3] KRENKEL, E.: Die Bruchzonen Ostafrikas; Tektonik, Vulkanismus, Erdbeben und Schwereanomalien. — *Borntraeger*, Berlin 1922.
- [4] KRENKEL, E.: Die Schwerestörungen am Graben des Roten Meeres. — *Zentralblatt für Mineralogie, Geologie und Palaeontologie*, 1923.
- [5] OWEN, L.: Origin of the Red Sea depression. — *Bull. Am. Ass. Petrol. Geol.*, vol. 22, no. 9 (1938).
- [6] TROMP, S. W.: The age and origin of the Red Sea graben. — *Geol. Mag.*, vol. 87, no. 6 (1950).
- [7] SWARTZ, D. H., and D. D. ARDEN jr.: Geologic history of the Red Sea area. — *Bull. Am. Ass. Petrol. Geol.*, vol. 44, no. 10 (1960).

**Verzeichnis der geophysikalischen Vorlesungen an den deutschsprachigen
Universitäten und Hochschulen**

Das Verzeichnis wurde gegenüber dem ersten (Zschr. Geophys. 29, Heft 2, 1963) auf alle deutschsprachigen hohen Schulen ausgedehnt. Es wurde auf Grund der Auskünfte von Kollegen zusammengestellt.

Wie bei dem ersten Verzeichnis sind im Interesse der Kürze Titel und Vornamen der Vortragenden sowie die Übungen, Seminare und Kolloquien weggelassen worden.

Die Schriftleitung

T. H. Aachen

Einführung in die Geophysik I, Physik der festen Erde (1)	ISRAEL
Radioaktivität im geophysikalischen Bereich (1)	ISRAEL

F. U. Berlin

Einführung in die Geophysik II (Schwere II, Bewegungen der Erdachse, Seismik) (2)	FEUSSNER
Meteorologisch-Geophysikalische Methoden und Ergebnisse der Welt- raumforschung (3/4)	HAUPT

Humboldt-Universität Berlin

Einführung in die Geophysik	OLBERG
Praktische Mathematik (3)	MAUERSBERGER
Theoretische Physik (Mechanik) (4)	LUCKE und KAUTZLEBEN
Einführung in die Ozeanographie (1)	KOBÉ
Einführung in spezielle Probleme der allgemeinen Meteorologie (2)	BÖER
Klimatologie (1)	HENDL
Physik der Atmosphäre (Instrumentenkunde) (2)	BÖER
Praktische Mathematik (2)	MAUERSBERGER
Ausgewählte Kapitel der Quantenmechanik (2)	LUCKE
Allgemeine und theoretische Geophysik (2)	MAUERSBERGER
Geodäsie und Kartenkunde (2)	OLBERG
Physik der hohen Atmosphäre (3)	TAUBENHEIM
Das geomagnetische Variationsfeld (2)	FANSELAU
Angewandte Geophysik (2)	FANSELAU
H.-F.-Technik in der Geophysik (2)	SCHMIDT
Theoretische Meteorologie (Dynamische Meteorologie) (2)	HÄUSER
Physik der Atmosphäre (Atmosphärische Strahlungsoptik) (2)	FOITZIK
Angewandte Meteorologie (1)	BÖER
Synoptische Meteorologie (2)	WEHNER

Universität Bonn

Wetter und Klima in den Tropen und Subtropen (3)	FLOHN
Spezielle Probleme der synoptischen Meteorologie (2)	LINGELBACH
Mikroklimatologie, Teil I (1)	SEEMANN
Hydrodynamik der Atmosphäre (1)	SCHMITZ

T. H. Braunschweig

Physik der festen Erde und unteren Atmosphäre (2)	KERTZ
Meteorologie I (1)	KERTZ

Bergakademie Clausthal

Einführung in die Physik der festen Erde I (2)	MENZEL
Einführung in die angewandte Geophysik (2)	MENZEL
Theorie der seismischen Wellen (2)	MENZEL

T. H. Darmstadt

Theoretische Meteorologie III (Dynamik) (2)	WIPPERMANN
Die Ionosphäre (1)	WIPPERMANN
Allgemeine Meteorologie I (2)	KLUG

Universität Frankfurt

Einführung in die Meteorologie (3)	MÜGGE
Wetterbesprechungen (3)	MÜGGE
Schwerefeld und Figur der Erde (2)	BERCKHEMER
Prinzipien geophysikalischer Meßgeräte (1)	BERCKHEMER
Allgemeine Klimatologie (1)	GEORGII
Statistik für Meteorologen (2)	REYMANN

Universität Göttingen

Einführung in die Geophysik (Atmosphäre, Ozeane) (1)	BARTELS
Kugelfunktionen, mit geophys. Anwendungen (2)	BARTELS
Einführung in die Physik der oberen Atmosphäre (1)	DIEMINGER
Kosmische Strahlung und interplanetarisches Geschehen (1)	EHMERT
Dynamische Meteorologie (2)	KLEINSCHMIDT

Universität Hamburg

Meteorologie II (Aerodynamik der Atmosphäre) (2)	RAETHJEN
Optik der Atmosphäre und Probleme der Radiometeorologie II (2)	BROCKS
Grundzüge der Physik der maritimen Atmosphäre II (1)	ROLL
Grundzüge elektronischer Meßgeräte der Geophysik (1)	STILKE
Quantitative Methoden zur Bestimmung der Bewegungsvorgänge im Meer (2)	HANSEN
Ausgewählte Kapitel aus der Chemie des Meeres (1)	KALLE
Theorie seismischer Wellen (2)	MENZEL
Gezeitentheorie (2)	STROBACH
Seismische Erforschung der Erdkruste (1)	STROBACH

T. H. Hannover

Einführung in die Meteorologie (2)	DAMMANN
Meteorologie für Geodäten (1)	DAMMANN
Synoptische Meteorologie (2)	DAMMANN
Grundfragen der Klimatologie (2)	DAMMANN

T. H. Karlsruhe

Allgemeine Klimatologie (A) (3)	DIEM
Flugmeteorologie (2)	DIEM
Allgemeine Meteorologie II (3)	DIEM

Universität Kiel

Einführung in die Geophysik, Aufbau der Erde (2)	JUNG
Einführung in die angewandte Geophysik, Schwerkraftmethoden (2)	JUNG
Bewegung und Figur der Erde (3)	JUNG
Wärme- und Stoffhaushalt des Meeres (2)	DIETRICH
Bodenmorphologie des Weltmeeres (1)	DIETRICH
Einführung in die theoret. Ozeanographie, Teil IV (1)	KRAUSS
Statistische Theorie der Turbulenz, Teil I (1)	KRAUSS
Einführung in meeres-chemische Arbeitsmethoden (1)	GRASSHOFF
Chemie und Physik der Binnengewässer (2)	OHLE
Allgemeine Meteorologie, Teil I (2)	DEFANT
Synoptische Meteorologie (Praktische Wetterkunde und Wettervorhersage) (2)	DEFANT

Universität Köln

Hohe Atmosphäre und Erdmagnetismus (3)	PAETZOLD
Radioastronomie (2)	PAETZOLD

Universität Mainz

Theoretische Meteorologie (2)	JUNGE
Wetterkunde (Synoptic) (1)	JUNGE
Allgemeine Zirkulation (1)	JUNGE
Wetterbesprechung (1)	JUNGE
Kurzwellige Strahlung I (1)	BULLRICH
Ozeanographie (1)	BULLRICH
Einführung in die numerische Wettervorhersage, Teil IV (2, 14-tgl.)	HINKELMANN
Schwerkraft und Figur der Erde (2)	ROSENBACH
Angewandte Gravimetrie (2)	ROSENBACH
Geotektonische und geophysikalische Befunde in ausgewählten Gebieten Mitteleuropas (1, 14-tgl.)	FALKE und ROSENBACH

Universität München

Schwerefeld und Magnetfeld der Erde (2)	ANGENHEISTER
Einführung in die Vorlesungen der Geophysik (1)	ANGENHEISTER und HELBIG
Kugelfunktionen und ihre Anwendungen zur Beschreibung des erdmagnetischen Feldes (2)	ANGENHEISTER
Aufbau und Bewegungen der Erdkruste und des oberen Erdmantels (1)	ANGENHEISTER und HELBIG
Physik der festen Erde (2)	HARDTWIG
Dispersive Systeme in der Geophysik (2)	HARDTWIG

Ausbreitung elastischer Wellen II (1)	FÖRTSCH
Praxis und Interpretation der seismischen Messungen (2)	FÖRTSCH und GIESE
Meteorologie I (3)	MÖLLER
Ergänzungen zur Meteorologie I für Naturwissenschaftler (1)	MÖLLER
Dynamik der Atmosphäre II (2)	HOLLMANN
Physik der Wolken und des Niederschlags (2)	MÜLLER
Biometeorologie (2)	HOFMANN
Universität Münster	
Physik der festen Erde (Gravimetrie — Magnetik) (2)	BROCKAMP
Praktische Seismometrie (1½, 14-tgl.)	BAULE
T. H. Stuttgart	
Einführung in die allgemeine Geophysik (2)	HILLER
Grundlagen der Seismik (2)	HILLER
Universität Tübingen	
Grundlagen der allgemeinen und angewandten Geophysik, 1. Teil (2)	HILLER
Aerosole und Spurengase in der Atmosphäre (1)	MÜHLEISEN
Universität Graz	
Meteorologie (5)	BURKARD
Universität Innsbruck	
Meteorologie der Polargebiete (2)	HOINKES
Meteorologie der Gletscher (2)	HOINKES
Atmosphärische Turbulenz (2)	VERGEINER
Montanistische Hochschule Leoben	
Angewandte Geophysik I (2)	KUNZ
Elektronische und radioaktive Bohrlochmeßverfahren (2)	VÖGL
T. H. Zürich	
Allgemeine Geophysik (Gravimetrik, Magnetik, Erdinneres, Hydro- sphäre) (2)	GASSMANN
Geophysikalische Prospektion (Geoelektrik, Gravimetrik, Magnetik) (3)	GASSMANN
Erdbebenkunde und angewandte Seismik (2)	WEBER

die 2. Auflage!

STRUVE

ASTRONOMIE

Einführung in ihre Grundlagen

... und bereits nach 1 Jahr:

Quart

468 Seiten.

Mit 296 Abbildungen,

1 Farbtafel

und 4 Sternkarten.

1963. Ganzleinen

DM 28,-

Der bekannte amerikanische Astronom bietet die erste vollständig neue und für alle zugängliche Darstellung der modernen Astronomie. Das schon nach einem Jahr neu aufgelegte Buch entspricht in seiner Behandlung der Astronomie als eines integralen Teiles der Physik der Nachfrage nach einem Einführungswerk, das die grundlegenden Ideen und Gesetze der physikalischen Wissenschaft auf das ganze Universum anwendet. Es ist in *lesbarem Stil* geschrieben und bildet eine ideale Grundlage für das Studium, eignet sich aber auch hervorragend als handliches Informationsbuch für den Amateur-astronomen und zum Selbststudium.

Von OTTO STRUVE, Professor der Astronomie an der University of California, Direktor des Leuschner Observatory. Unter Mitarbeit von BEVERLY LANDS und HELEN PILLANS, Berkeley Astronomical Department, University of California. Mit einem Vorwort von Prof. Dr. WALTER FRICKE, ord. Univ.-Prof. und Dir. des Astronomischen Recheninstitutes, Heidelberg.

Inhaltsübersicht: Das Universum — Fundamentale Einheiten — Koordinaten und Zeit — Das Gravitationsgesetz — Die Erde als physikalischer Körper — Die Bewegungen der Erde — Dimensionen des Mondes — Oberfläche des Mondes — Die Bewegungen der Planeten — Die physikalischen Eigenschaften der Planeten — Satelliten und der Saturnring — Die kleinen Planeten — Kometen — Meteore — Die Sonne — Der Aufbau der Sonne — Atomtheorie — Die Sonnenatmosphäre — Die Aktivität der Sonne — Solar-terrestrische Beziehungen — Der Ursprung des Sonnensystems — Entfernungen und Leuchtkräfte der Sterne — Die Verteilung der Sterne in der Milchstraße — Sternbewegungen — Klassifikation der Sterne — Sternhaufen — Interstellare Materie — Sterne und Nebel — Doppelsterne — Veränderliche Sterne — Sternsysteme — Relativität — Fernrohre und Hilfsinstrumente — Konstantentafel

Ein Urteil über die 1. Auflage:

„Mit der Übersetzung von STRUVE'S *Elementary Astronomy* wird dem deutschen Leser ein Lehrbuch in die Hand gegeben, das seinem Charakter nach einzig dasteht . . . Das Buch wird manchen jungen Studenten zur Astronomie führen und viele Naturwissenschaftler, Lehrer und Laien zur Beschäftigung mit ihren Problemen anregen, nicht zuletzt auch durch die vielen ganzseitigen, einmalig schönen Himmelsaufnahmen . . .“

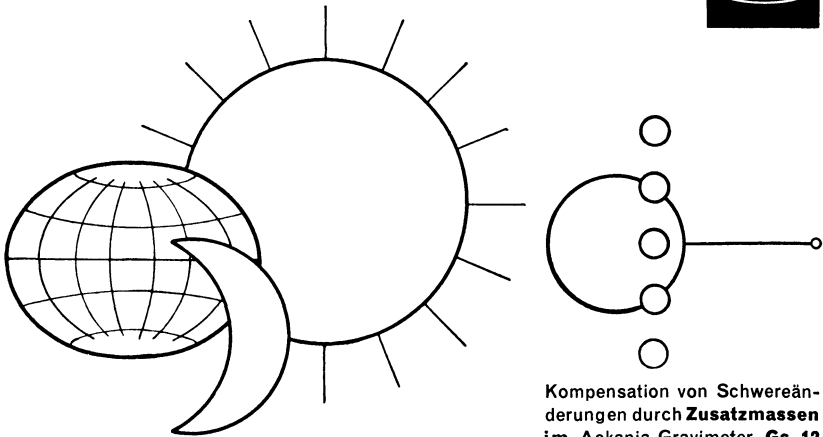
Die Naturwissenschaften

Walter de Gruyter & Co · Berlin 30

vormals G. J. Göschen'sche Verlagshandlung — J. Guttentag, Verlagsbuchhandlung — Georg Reimer — Karl J. Trübner — Veit & Comp.



ASKANIA Instrumente von Weltruf



Präzise Registrierung der **Erdgezeiten** mit dem Askania-Gravimeter **GS 11**

Kompensation von Schwereänderungen durch **Zusatzmassen** im Askania-Gravimeter **Gs 12** für Messungen über große Entfernungen

CONTINENTAL ELEKTROINDUSTRIE AKTIENGESELLSCHAFT
ASKANIA · WERKE · BERLIN · MARIENDORF

GEOPHYSICS

A Journal of General and Applied Geophysics

Published Quarterly by
**SOCIETY OF EXPLORATION
GEOPHYSICISTS**

Box 1536 Tulsa, Oklahoma

- The official journal of the leading international group of prospecting geophysicists
- Devoted to current problems in seismograph, gravity, magnetic and other methods of geophysical prospecting for oil and other minerals
- Covers geophysical instrumentation

SUBSCRIPTION RATES

ONE YEAR (4 issues) \$ 10.00,
foreign \$ 10.50 (payment with order)

Also available on microcards

Thesaurus Mathematicae

*Neudrucke wichtiger mathematischer Werke
Reprints of important mathematical works*

Band 1:

Handbuch der Kugelfunktionen

Theorie und Anwendungen. Von E. HEINE.
2. umgearbeitete und erweiterte Auflage. 2 in 1 Band.
1878—1881. Neudruck 1961. XVI, 484 und XII, 380
Seiten. Leinen DM 78,—

Band 2:

Diophantische Approximationen

Eine Einführung in die Zahlentheorie.
Von H. MINKOWSKI. Mit 82 Abbildungen. 1907.
Neudruck 1961. 235 Seiten. Leinen DM 27,—

Band 3:

Traité des sections coniques

faisant suite au traité de géométrie supérieure.
Von M. CHASLES. Teil 1 (alles Erschienene). Mit
5 Tafeln. 1865. Neudruck 1962. XII, 368 Seiten.
Leinen DM 56,—

Band 4:

Formeln und Lehrsätze zum Gebrauch der elliptischen Funktionen

von K. WEIERSTRASS.
Herausgegeben von H. A. SCHWARZ. 2. Ausgabe.
1893. Neudruck 1962. 96 Seiten. Leinen DM 22,—



Physica-Verlag · Würzburg

Über 40 Jahre weltweite Erfahrung **SEISMOS**

Ältester geophysikalischer Contractor mit modernster Ausrüstung

Führend in vielseitiger Abspieltechnik: Geeignetes Stapeln Δ „Continuous Integrating“
Anwendung des Time-Domain Filters Δ Verschiedene Möglichkeiten zur Beseitigung
multipler Reflexionen Δ Geeignete Kombination von Frequenz- und Wellen-
längen-Filterung

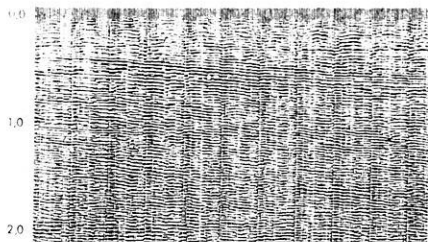
in „Very Low Frequency“ Refraktionsseismik zur Erforschung tiefer Becken

in genauester und wirtschaftlicher Arbeit mit dem Worden Gravimeter

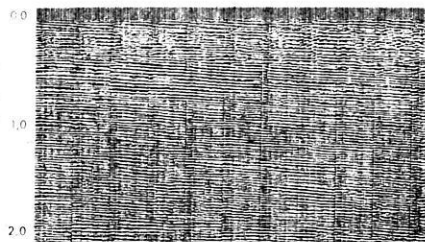
Geoelektrik - Geomagnetik - Scintillometrie

Regionale und Detail-Untersuchungen in Europa und Übersee mit wirtschaftlichen
Kosten pro Quadratkilometer

SEISMOS ist bekannt für sorgfältige Interpretationen und auch für Reinterpre-
tationen



Seismogramm-Sektion mit statischen Korrekturen,
Filterung 26/85 Hz



Dieselbe Sektion, verbessert durch überschlagende Mischung
und „Continuous Integrating“

SEISMOS GmbH, Hannover
Wilhelm-Busch-Straße 4

Telegramm-Adresse: Seismos Hannover Δ Tel.: 71 08 31 Δ Fernschreiber: 092 2419

ERDÖL-PROSPEKTION



PRAKLA

**Elektronische Verarbeitung
der Meßergebnisse
in unserem Rechenzentrum**

- ATHIOPIEN** PRAKLA ETHIOPIAN BRANCH
P. O. Box 119 — DIRE DAWA
- ALGERIEN** SOCIÉTÉ NORD AFRICAINE DE GÉOPHYSIQUE
6, Boulevard Mohamed V (Ex Saint-Saëns) — ALGER
- AUSTRALIEN** PRAKLA (AUSTRALIA) PTY. LTD.
Box 1183 P. G. P. O. — BRISBANE/QUEENSLAND
- BRASILIEN** PRAKLA S. A.
Av. Franklin Roosevelt 23 12^o andar — RIO DE JANEIRO
- FRANKREICH** COMPAGNIE POUR L'APPLICATION DES
TECHNIQUES GÉOPHYSIQUES "C.A.T.G."
79, Champs Elysées — PARIS — VIII^e
- LIBYEN** PRAKLA LIBYA
P. O. Box 679 — TRIPOLIS
- MAROKKO** PRAKLA MAROC
53, Rue Allat ben Abdallah — CASABLANCA
- ÖSTERREICH** PRAKLA GAMBH
WIEN 19 — Krenn-Gasse 15/10
- SPANIEN** PRAKLA SEISMOS ESPAÑOLA S.L.
Calle Nervion 4 — MADRID (2)
- SYRIEN** PRAKLA SYRIA
BP. 1074 — ALEPPO
- TURKEI** PRAKLA ANKARA
P. K. 41 — ÇANKAYA ANKARA