

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 30

1964

Heft 3



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

INHALTSVERZEICHNIS

<i>In memoriam</i> JULIUS BARTELS	113
LIEBSCHER, H. J.: Deutungsversuche für die Struktur der tieferen Erdkruste nach reflexionsseismischen und gravimetrischen Messungen im deutschen Alpenvorland (Teil II)	115
WACHHOLZ, H., und G. MÜLLER: Über einen Zusammenhang von Bruchfestigkeit und Schallgeschwindigkeit bei gefrorenen Erdschichten im Hinblick auf den Gefrierschachtbau	127
v. CREYTZ, D.: Die Gezeiten- und Luftdruckwirkung im überfluteten Reichenbergschacht	140
Briefe an den Herausgeber	152
Buchbesprechungen	155

DIE ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

erscheint zweimonatlich. 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 numerieren 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 Berechnung. 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. 559 83

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 Möller, sämtlich Buchhändler in Würzburg. Kommanditisten: Friedr. Gäbler, Buchhändler, und Gertrud Liebig, beide Würzburg.

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

Printed in Germany



PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1964

In memoriam

JULIUS BARTELS

Am 6. März 1964 erlag völlig unerwartet in Göttingen Prof. Dr. JULIUS BARTELS einem Gehirnschlag. Mit ihm ist einer der profiliertesten Geophysiker nicht nur Deutschlands, sondern der ganzen Erde dahingegangen. JULIUS BARTELS begann seine akademische Laufbahn im Jahre 1928 bei der Forstakademie in Eberswalde. Seit der Zeit hat er sich eine Anhänglichkeit an die Forstleute bewahrt. Auch von Göttingen aus fuhr er immer gern zur Vorlesung nach Hannoversch-Münden, solange die Forstliche Fakultät dort untergebracht war. 1936 folgte er ALFRED NIPPOLDT als Direktor des geophysikalischen Instituts in Potsdam. Das Kriegsende verschlug ihn nach Göttingen, wo er die Nachfolge ANGENHEISTERS als Direktor des Geophysikalischen Instituts antrat. 1955 übernahm er zusätzlich als Nachfolger ERICH REGENERS das Institut für Stratosphärenphysik am Max-Planck-Institut für Aeronomie in Lindau am Harz.

Jeder Geophysiker kennt BARTELS von dem zweibändigen Standardwerk des Erdmagnetismus „Geomagnetismus“ her, das er unter schwierigen äußeren Umständen während des 2. Weltkrieges zusammen mit seinem Freunde SIDNEY CHAPMAN verfaßte. Es erschien unverändert (mit allen Druckfehlern, wie er selbst zu sagen pflegte) im Jahre 1951 in der zweiten Auflage.

Das zweite von JULIUS BARTELS, was jeder Geophysiker kennt, sind die von ihm eingeführten erdmagnetischen Kennziffern. Bereits in seiner Habilitationsschrift beschäftigte er sich eingehend mit den Einflüssen der extraterrestrischen Strahlung auf das erdmagnetische Feld. Mit den statistischen Methoden, die er so meisterhaft beherrschte und weiterentwickelte, trennte er den Wellen- und Korpuskularanteil solarer Strahlung; die lokale Wirkung des Korpuskularstromes beschrieb er durch die „dreistündigen erdmagnetischen Kennziffern“, die von 0 bis 9 gehen. Um den weltweiten Einfluß zu erfassen, entwickelte er daraus die „planetarischen Kennziffern“ K_p , die aus den Beobachtungen von zwölf ausgewählten Observatorien in Göttingen fortlaufend berechnet werden. Der große Vorteil dieser Kennziffern ist, daß damit allen am Erdmagnetismus Interessierten anstelle der unübersichtlichen Originalregistrierungen ein Zahlenmaterial an die Hand gegeben wurde, das unmittelbar zu Korrelationsanalysen verwendet werden kann. Die ebenfalls von BARTELS erfundene Notenschrift in 27tägigen Sonnenrotationen ergibt außerdem eine bisher unübertroffene Übersichtlichkeit der Ergebnisse. Die Weltraumforschung hat übrigens in jüngster Zeit erwiesen, daß die planetarischen Kennziffern nicht nur ein ausgezeichnetes Maß für die erdmagnetische

Unruhe sind, die durch die solare Korpuskularstrahlung hervorgerufen wird, sondern auch für deren Intensität im interplanetaren Raum.

Die Entwicklung der statistischen Methoden zur Trennung von Gesetz und Zufall und die Anwendung dieser Methoden auf das Naturgeschehen waren die Hauptthemen seiner Forschungsarbeiten. Sie haben ihren Niederschlag in einer großen Anzahl von Veröffentlichungen gefunden.

Man würde JULIUS BARTELS nicht gerecht, wenn man nicht seiner Tätigkeit in zahlreichen nationalen und internationalen Gremien gedächte. Die Schärfe seines Geistes, die Fähigkeit, sich in drei Sprachen gleich klar auszudrücken und seine Meisterschaft in der Führung von Verhandlungen machten ihn zu einem hervorragenden Gesprächspartner. Was ihn dabei menschlich so angenehm machte, war seine Art, die Dinge nicht ernster zu nehmen als unbedingt notwendig. Oft löste ein gezieltes Scherzwort Spannungen, die unerträglich zu werden drohten. Diese unnachahmlich leichte Art würzte auch die zahlreichen Vorträge, die er speziell während des Internationalen Geophysikalischen Jahres und in der Vorbereitungszeit der Internationalen Jahre der ruhigen Sonne hielt. Er wäre ein würdiger Anwärter auf den Orden „Wider den tierischen Ernst“ gewesen.

Ein großes Verdienst erwarb sich Prof. BARTELS um die Weltraumforschung in Deutschland. Als Berater des zuständigen Ministeriums und als Mitglied des Senates der Forschungsgemeinschaft opferte er viele Stunden, um den späten und zögernden Start der extraterrestrischen Forschung in Deutschland zu beschleunigen. Der Erfolg blieb nicht versagt. Die deutsche Kommission für Weltraumforschung wird das BARTELSSche Erbe weiter pflegen.

Zahlreiche Ehrungen wurden JULIUS BARTELS zuteil, darunter die EMIL-WICHERT-Medaille, die ihm 1955 von der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft für hervorragende Verdienste um die Geophysik verliehen wurde.

Die Gesellschaft verliert mit ihm ein hervorragendes Mitglied. Der Herausgeber dieser Zeitschrift beklagt den Verlust eines liebenswerten, stets hilfsbereiten Kollegen, mit dem er 30 Jahre zusammengearbeitet hat und der ihm in den Jahren des Wiederaufbaus entscheidend geholfen hat.

W. DIEMINGER

Deutungsversuche für die Struktur der tieferen Erdkruste nach reflexionsseismischen und gravimetrischen Messungen im deutschen Alpenvorland

Von H. J. LIEBSCHER, Hannover¹⁾

Teil II

3. Deutung von Schweremessungen im deutschen Alpenvorland

3.1 *Allgemeines*

Seismische und gravimetrische Messungen können sich in verschiedener Weise gegenseitig ergänzen. Die Ergebnisse der Seismik gestatten es, die Vieldeutigkeit gravimetrischer Messungen einzuschränken. Andererseits erlauben Isanomalien-Karten der Bouguer-Schwere eine flächenhafte Ergänzung der seismischen Punkt- oder Profilmessungen.

Da im deutschen Alpenvorland ein umfangreiches reflexionsseismisches Beobachtungsmaterial ausgewertet wurde, liegt es nahe, diese Ergebnisse mit der Schwerekarte, die von H. CLOSS, A. HAHN und A. SCHLEUSSENER (1957) [14] veröffentlicht wurde, in Verbindung zu bringen.

Bereits H. CLOSS und A. HAHN [14] versuchten 1957 erstmals auf Grund dieser Messungen ein Modell für den Aufbau der Erdkruste im Alpenvorland aufzustellen. Bei diesem Modell liegt die M-Diskontinuität söhlig, während die C-Diskontinuität stark nach Süden hin einfällt. Damals war jedoch nur wenig über die Teufen und den Verlauf der Diskontinuitäten bekannt. Außerdem lagen für das Deckgebirge keine genaueren Angaben vor.

Das Schwerefeld im deutschen Alpenvorland ist charakterisiert durch den Abfall der Bouguer-Schwere um etwa 70 mgal vom Schwäbisch-Fränkischen Jura und dem Bayerischen Wald zu den Alpen hin. Diesem Abfall nach Süden sind einige lokale Anomalien eingelagert. Von diesen Anomalien sind besonders zwei von Bedeutung: das Landshut—Neuöttinger Schwerehoch und das Augsburgische Schwerehoch. — Auch aus dem Gebiet der Alpen liegen die Ergebnisse von einigen Schweremessungen vor (K. SCHÜTTE (1930) [62] und P. HOLOPAINEN (1947) [33]). Während die Schwerekarte

¹⁾ Dr. H. J. LIEBSCHER, Preußische Bergwerks- und Hütten-AG, Hannover, Leibnizufer 9.

im Alpenvorland und am Alpenrand als recht gesichert angesehen werden kann, sind die Meßergebnisse innerhalb der Alpen mit einer gewissen Unsicherheit, die vor allem durch die notwendigen Reduktionen bedingt sind, behaftet.

3.2 *Auswertung der Schweremessungen*

Zur Deutung von Schweremessungen kann man sich direkter und indirekter Verfahren bedienen. Bei den direkten Verfahren wird versucht, aus den gemessenen Schwereanomalien auf rechnerischem oder graphischem Wege Aussagen über die Lage und Verteilung von Störmassen im Untergrund zu machen. Bei den indirekten Verfahren macht man sich eine möglichst zutreffende Vorstellung (ein Modell) von der Lage und der Verteilung von Störmassen und bestimmt das Schwerfeld der angenommenen Massenverteilung z. B. mit Hilfe von Auszählagrammen. Das so berechnete Schwerfeld der angenommenen Massenverteilung vergleicht man dann mit dem gemessenen Schwerfeld. Zeigt der Vergleich kein befriedigendes Ergebnis, so müssen die Annahmen über die Massenverteilung entsprechend abgeändert werden. Das Verfahren wird so oft angewandt, bis das berechnete mit dem gemessenen Schwerfeld genügend übereinstimmt.

Die hier verwendete Grundlage der Berechnung der Modelle stellen die Karten der Bouguer-Schwere aus der Arbeit: „Bemerkungen zur Karte der Schwerestörungen des deutschen Alpenvorlandes“ von H. CLOSS und A. HAHN (Tafeln 28 und 28a) dar [14].

Den mittleren Gesamtfehler der Gravimeterpunkte gegen das Potsdamer Niveau geben H. CLOSS und A. HAHN mit $\pm 0,44$ mgal an. Die Ablesegenauigkeit aus der Karte beträgt etwa ± 1 mgal. Daher wird eine Übereinstimmung zwischen berechnetem und gemessenem Schwerfeld von ± 1 mgal angestrebt.

Da der Verlauf der Isogammen auf einen relativ gleichmäßigen Abfall von Grenzflächen in Richtung zum Alpenkörper hinweist, können in erster Näherung für die Berechnung der Modelle Auszählagramme für zweidimensionale Körper — z. B. nach K. JUNG (1961) [36] — benutzt werden. — Durch das ganze deutsche Alpenvorland wurden Profile etwa in N-S-Richtung so gelegt, daß die Profile die Isogammen möglichst senkrecht schneiden und zugleich mehrere Meßgebiete der Reflexionsseismik berühren. Der Abstand der Profile beträgt im Mittel etwa 25 km. In den Gebieten, in denen die Profilrichtung die Isogammen nicht senkrecht schneidet, d. h. unter einem kleineren Winkel als 75° , wurden die Berechnungen mit Hilfe von Auszählagrammen für dreidimensionale Körper nach K. JUNG (1961) [36] überprüft und korrigiert.

3.3 *Dichteverteilung*

Bei der Deutung von Schwereanomalien entsteht die Frage nach der Zahl und der Größe der Dichtesprünge in dem gewählten Modell. Es ist naheliegend, daß an den seismisch bestimmten Diskontinuitäten auch Dichtesprünge auftreten. Daher müssen

Dichten bzw. Dichtesprünge folgender Schichten diskutiert werden:

Tertiär	-----	Tertiär-Basis
Mesozoikum	-----	Kristallin-Oberfläche
	-----	F-Diskontinuität
	-----	C-Diskontinuität
	-----	M-Diskontinuität
Mantel		

Die mittlere Dichte des Tertiärs nimmt mit der Mächtigkeit des Tertiärs zu. Die Abbildung 24 zeigt die Abhängigkeit der mittleren Dichte von der Tertiärmächtigkeit. Die eingetragenen Werte sind entweder an Bohrkernen (H. CLOSS und A. HAHN (1957) [14]) oder an Proben aus Bergwerken (W. WÄCHTER (1956) [73]) bestimmt worden und stellen jeweils eine Mittelung aus mehreren Proben dar. Die mittlere Dichte des Tertiärs hat etwa im Gebiet der Donau den Betrag von $2,2 \text{ g/cm}^3$ und erreicht in der gefalteten Molasse mit $2,6 \text{ g/cm}^3$ ihren größten Wert. Die Proben, aus denen die mittlere Dichte des Tertiärs ermittelt wurde, sind meist (mit Ausnahme der Bohrung Taufkirchen) den oberen Schichten entnommen worden. Darum könnte die mittlere Dichte des Tertiärs möglicherweise noch etwas höher als in der angegebenen Kurve (Abb. 24) liegen.

Für das Mesozoikum kann die mittlere Dichte mit $2,6 \text{ g/cm}^3$ angenommen werden. Den gleichen Wert geben H. CLOSS und A. HAHN (1957) [14] für Helvetikum und

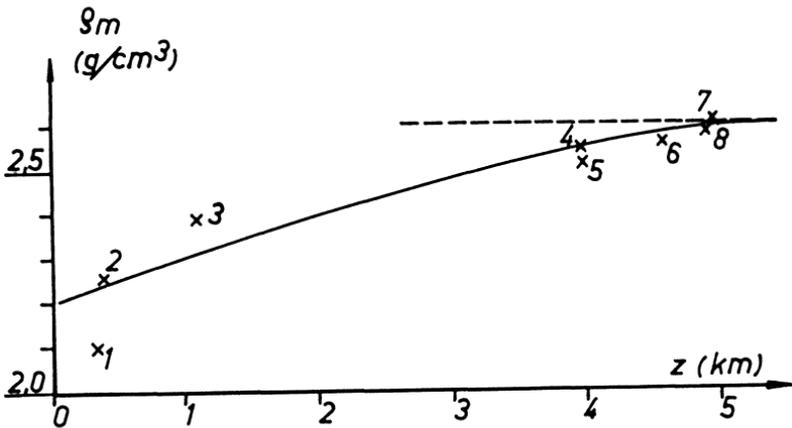


Abb. 24: Abhängigkeit der mittleren Dichte ρ_m von der Mächtigkeit des Tertiärs z . 1 = Tiefbohrung Birnbach, 2 = Füssing, 3 = Taufkirchen, 4 = Tölz 1 [14], 5 = Bergwerk Peißenberg [14], 6 = Rottenbucher Mulde [14], 7 = Murnauer Mulde [14], 8 = Bergwerk Marienstein [73].

Flysch an. Das Kalkalpin hat nach den oben angeführten Autoren eine wesentlich höhere Dichte, nämlich $2,75 \text{ g/cm}^3$. An der Grenze zwischen Tertiär und Mesozoikum (Tertiär-Basis) kann etwa mit einem Dichtesprung von $\Delta\rho = 0,4 - 0$, entsprechend der Mächtigkeit des Tertiärs, gerechnet werden.

Das oberste Grundgebirge im Alpenvorland ist aus Graniten und Gneisen aufgebaut, wie einige Bohrungen zeigten (K. LEMCKE (1961) [40]). Als mittlere Dichte wird in der Literatur für Granit der Wert $2,65 \text{ g/cm}^3$ angeführt. Die Dichte schwankt jedoch für den Granit zwischen $2,56$ und $2,74 \text{ g/cm}^3$ (H. REICH (1960) [54]). Für den Alkalifeldspatgneis wird die mittlere Dichte mit $2,70 \text{ g/cm}^3$ angegeben. Seine Dichte schwankt zwischen $2,59$ und $3,0 \text{ g/cm}^3$. Legt man der Berechnung die mittlere Dichte für Granit oder Alkalifeldspatgneis zugrunde, so ist an der Kristallin-Oberfläche ein Dichtesprung von $\Delta\rho = 0,05 - 0,1 \text{ g/cm}^3$ zu erwarten.

Für die tieferen Stockwerke der Erdkruste sind die Dichten recht unsicher, ebenso wie die Art der Gesteine. Einen Hinweis auf die Verteilung der Dichten liefern die aus der Refraktionsseismik ermittelten Geschwindigkeiten in der tieferen Erdkruste. Erfahrungsgemäß nimmt sowohl die Dichte als auch die Wellengeschwindigkeit mit der Teufe zu. G. WOOLLARD (1959) [76] und NAFE und DRAKE (M. TALWANI u. a. (1959) [67]) untersuchten den Zusammenhang zwischen Wellengeschwindigkeit und Dichte durch Laboratoriumsversuche. Diesen Autoren gelang es, einen eindeutigen Zusammenhang zwischen Wellengeschwindigkeit und Dichte zu finden (Abb. 25). Auf Grund dieser Ergebnisse ist es möglich, für jede Wellengeschwindigkeit die entsprechende Dichte zu finden.

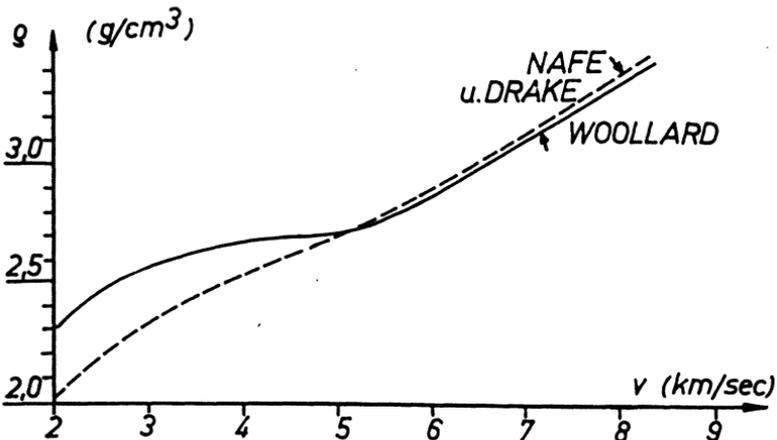


Abb. 25: Abhängigkeit der Dichte ρ von der Wellengeschwindigkeit v nach Laboratoriumsversuchen bis zu Drücken von 10000 bar (aus „Explosions Studies of Continental Structure“ (J. STEINHART u. a. 1960 [66])).

In der Tabelle 7 sind den für die Teufenberechnung der Diskontinuitäten aus den Ergebnissen der Reflexionsseismik benutzten Geschwindigkeiten die nach G. WOOL-
LARD (1959), (Abb. 25), entsprechenden Dichten gegenübergestellt.

Tabelle 7

	v (km/s)	ρ (g/cm ³)	$\Delta\rho$ (g/cm ³)
Tertiär (gefaltete Molasse)	4,5 km/s	2,65	
----- Tertiär-Basis	-----	-----	0,05
Mesozoikum	4,9	2,70	
----- Kristallin-Oberfläche	-----	-----	0,05
----- F-Diskontinuität	5,8	2,75	
----- F-Diskontinuität	-----	-----	0,05
----- C-Diskontinuität	6,0	2,80	
----- C-Diskontinuität	-----	-----	0,15
----- CM-Diskontinuität	6,5	2,95	
----- CM-Diskontinuität	-----	-----	0,15
----- M-Diskontinuität	7,1	3,10	
----- M-Diskontinuität	-----	-----	0,3
Mantel	8,3	3,4	

Die in der Tabelle 7 angegebenen Dichten liegen für das Deckgebirge und den oberen Teil der Erdkruste etwas höher als die beobachteten, auf Seite 117 angeführten Werte.

Für die hier aufgeführten Berechnungen wurden Dichtesprünge an folgenden Grenzflächen angenommen: Tertiär-Basis, Kristallin-Oberfläche, C- und M-Diskontinuität. Die F-Diskontinuität wurde bei den Berechnungen nicht berücksichtigt, da sie einmal einen zu geringen Geschwindigkeitssprung und damit auch einen geringen Dichtesprung aufweist, und zum anderen nach den Ergebnissen der Reflexionsseismik im gesamten Alpenvorland nahezu söhlig liegt. Die CM-Diskontinuität wurde deshalb nicht in das Modell einbezogen, da ihre Existenz recht unsicher ist. Wenn auch in Abschnitt 2.2 gezeigt wurde, daß eine Diskontinuität keine messerscharfe Grenzfläche ist, sondern eine Übergangszone, die in einzelnen Gebieten mehr oder minder breit ist, so wurde doch zur Vereinfachung bei den Berechnungen angenommen, daß der Dichtesprung mit der Spitze der Häufigkeitsmaxima parallelisiert werden kann.

Für die Berechnung der Modelle für den Aufbau der Erdkruste wurden für die einzelnen Grenzflächen folgende bekannte Daten benutzt:

Tertiär-Basis:

Die Teufe ist bekannt aus einer großen Anzahl von Bohrungen (H. PORTH (1963) [46]) und Ergebnissen der prospektierenden Reflexionsseismik. An der Tertiär-Basis wird mit den auf Seite 117 angeführten Dichtesprüngen von $\Delta\rho = 0 - 0,4$ g/cm³ entsprechend der Mächtigkeit des Tertiärs gerechnet.

Kristallin-Oberfläche: Die Teufe ist bekannt durch einige Bohrungen (K. LEMCKE (1961) [40]) sowie durch Ergebnisse der Refraktionsseismik (CL. PRODEHL (1962) [47]).

C- und M-Diskontinuität: Die Teufe ist in einigen Gebieten durch die Ergebnisse der Reflexionsseismik bekannt.

Die Dichtesprünge für die Kristallin-Oberfläche, die C- und die M-Diskontinuität ergeben sich aus dem Modell, das in Übereinstimmung mit den oben angeführten bekannten Angaben für die Grenzflächen sowie dem gemessenen Schwerfeld stehen muß.

Es konnte ein solches Modell für die Struktur der Erdkruste im Alpenvorland gefunden werden, das mit den oben angeführten bekannten Angaben und dem Schwerfeld übereinstimmt, wenn man an den Grenzflächen folgende Dichtesprünge annimmt: Kristallin-Oberfläche $\Delta\rho = 0,05 \text{ g/cm}^3$, C-Diskontinuität $\Delta\rho = 0,2 \text{ g/cm}^3$ und M-Diskontinuität $\Delta\rho = 0,3 \text{ g/cm}^3$. Diese aus den Berechnungen erhaltenen Dichtesprünge an den Grenzflächen stimmen etwa mit den in der Tabelle 7 aufgeführten Werten überein. — Geht man von der Dichte von $2,6 \text{ g/cm}^3$ unterhalb der Tertiär-Basis aus und addiert die erhaltenen Dichtesprünge, so gelangt man unterhalb der M-Diskontinuität zu einer Dichte von nur $3,15 \text{ g/cm}^3$. Nimmt man einen weiteren Dichtesprung von $\Delta\rho = 0,05 \text{ g/cm}^3$ an der F-Diskontinuität an (Tabelle 7), so erhält man unterhalb der M-Diskontinuität eine Dichte von $\rho = 3,20 \text{ g/cm}^3$. Dieser Wert ist immer noch zu gering, wenn man ihn mit dem in der Tabelle 7 angeführten Wert vergleicht. Da die mittlere Dichte des Tertiärs (Abb. 26) an Proben ermittelt wurde, die oberflächennahen Schichten entnommen wurden, kann für das Tertiär möglicherweise eine um $0,05 \text{ g/cm}^3$ höhere mittlere Dichte angenommen werden. Damit würde man mit den für die Berechnungen benutzten Dichtesprüngen für das Mesozoikum eine mittlere Dichte von $\rho = 2,65 \text{ g/cm}^3$ und für das oberste Grundgebirge (Bereich zwischen Kristallin-Oberfläche und F-Diskontinuität) eine mittlere Dichte von $2,70 \text{ g/cm}^3$ erhalten. Diese Werte entsprechen mehr den allgemeinen Vorstellungen über die Dichteverteilung in den obersten Bereichen der Erdkruste. Geht man von einer Dichte von $2,70 \text{ g/cm}^3$ im obersten Grundgebirge aus, so gelangt man mit den oben angeführten Dichtesprüngen für den Bereich unterhalb der M-Diskontinuität zu einer Dichte von $3,25 \text{ g/cm}^3$. Dagegen beträgt die nach G. WOOLLARD (1959) [76] und NAFE und DRAKE (1959) [67] auf Grund von Geschwindigkeitsmessungen bestimmte Dichte für den Bereich unterhalb der M-Diskontinuität $3,4 \text{ g/cm}^3$. Dieser Wert liegt höher als der oben angeführte, aus den Berechnungen gewonnene Wert. Es ist nicht sicher, ob der aus den Laboratoriumsversuchen erhaltene Zusammenhang zwischen Dichte und Wellengeschwindigkeit auch auf die Verhältnisse in der Erdkruste übertragen werden kann. Laboratoriumsversuche können nur teilweise bei den Bedingungen, denen die Gesteine in der Erdkruste unterworfen sind, durchgeführt werden. So wurde z. B. die Temperaturzunahme bei den Versuchen von G. WOOLLARD und NAFE und DRAKE nicht berücksichtigt. Daher

brauchen die bei diesen Berechnungen gewonnenen Dichten nicht mit denen von G. WOOLLARD und NAFE und DRAKE übereinzustimmen.

In einigen Gebieten (Ravensburg—Ehingen und Biberach sowie Kaufbeuren-Nord und Markt Wald) zeigten die Seismogramme der Reflexionsseismik eine starke Häufung von Reflexionen zwischen C- und M-Diskontinuität, die in Abschnitt 2.7 als Tiefenkörper gedeutet wurde. Es gelang in den Gebieten Ravensburg—Ehingen und Biberach nicht, die berechnete und gemessene Schwereintensität ohne einen solchen Tiefenkörper zwischen C- und M-Diskontinuität in Übereinstimmung zu bringen. Für diesen Tiefenkörper mußte mit einem Dichtesprung von $\Delta \rho = + 0,05 \text{ g/cm}^3$ gegen seine Umgebung gerechnet werden.

3.4 Ergebnisse der Berechnungen

Die Abbildungen 26 und 27 (s. S. 122) zeigen die Teufen, die aus den Ergebnissen der Reflexionsseismik und der Berechnung auf Grund der Schweremessungen gewonnen wurden, in Form von Tiefenlinienplänen für die C- und M-Diskontinuität.

Für die C-Diskontinuität ist ein schwaches Einfallen vom Schwäbisch-Fränkischen Jura und vom Kristallin des Bayerischen Waldes zum Alpenkörper hin zu erkennen. Die Schwereanomalien des Augsburgers und Landshut-Neuöttinger Schwerehochs sind in dem Tiefenlinienplan angedeutet. Im Gebiet bei Salzburg zeigt sich ein starkes Ansteigen der C-Diskontinuität.

Die M-Diskontinuität fällt von Norden nach Süden stark ein. Dieses Einfallen verstärkt sich noch am Alpenrand. Deutlicher als bei der C-Diskontinuität sind die Aufwölbungen der M-Diskontinuität im Gebiet des Augsburgers und Landshut-Neuöttinger Schwerehochs ausgeprägt. Eine Eintiefung der C- und M-Diskontinuität deutet sich westlich von Augsburg an. Zwischen den Meßgebieten Füssen—Kaufbeuren-Süd und Immenstadt biegen die Isohypsen der M-Diskontinuität sowohl nach Norden als nach Süden aus. In diesem Gebiet zeigt die Karte der Bouguer-Schwere einen geringeren Abfall zum Alpenkörper hin als in den übrigen Gebieten der gefalteten Molasse. CL. PRODEHL (1962) [47] erhielt in diesem Gebiet für die Kristallin-Oberfläche eine Einbiegung der Isohypsen nach Süden. Hier könnte ein Zusammenhang vorliegen.

In Abbildung 26 sind in den Tiefenlinienplan der C-Diskontinuität die Tiefenkörper, die vor allem aus den Ergebnissen der Reflexionsseismik ermittelt wurden, eingetragen und deren etwaige horizontale Ausdehnung, wie sie sich durch den Vergleich der Ergebnisse der einzelnen Meßgebiete andeutet, durch schraffierte Linien gekennzeichnet.

Die Abbildung 28 (s. S. 123) zeigt ein N-S-Profil von der Donau bis an den Alpenrand (Thannhausen—Mindelheim—Füssen). Das Profil berührt die Meßgebiete Mindelheim und Füssen—Kaufbeuren-Süd. In das Profil sind folgende Grenzflächen eingetragen: Tertiär-Basis, Kristallin-Oberfläche, Flysch, Kalkalpin, C- und M-Diskontinuität.

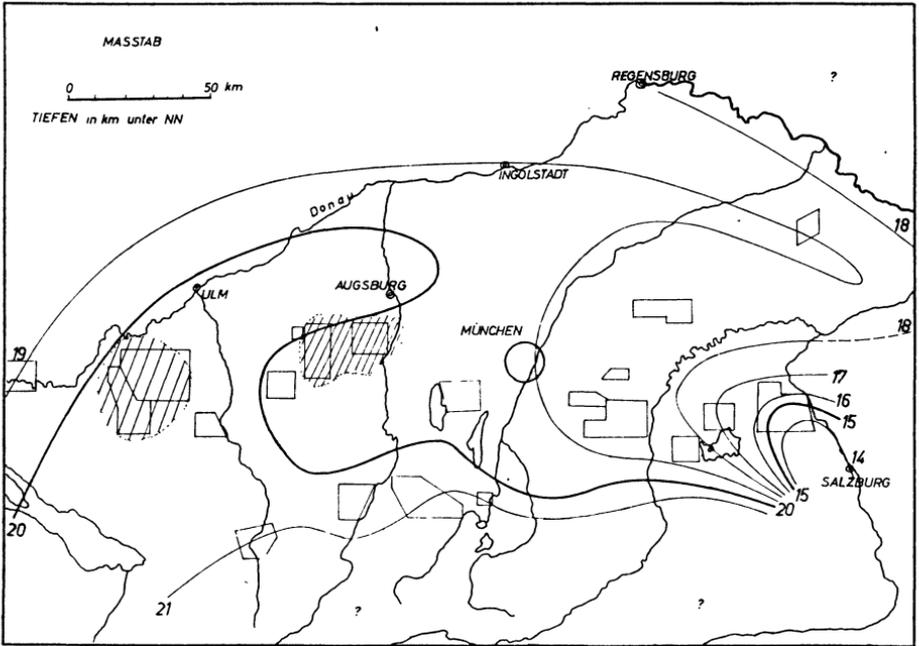


Abb. 26: Tiefenlinienplan für die C-Diskontinuität. Tiefkörper.

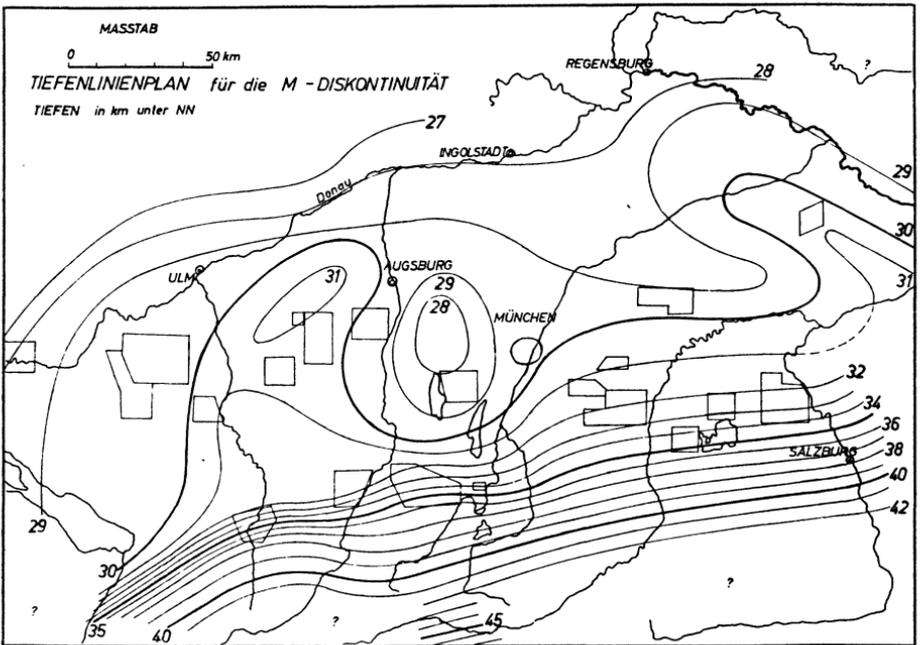


Abb. 27: Tiefenlinienplan für die M-Diskontinuität.

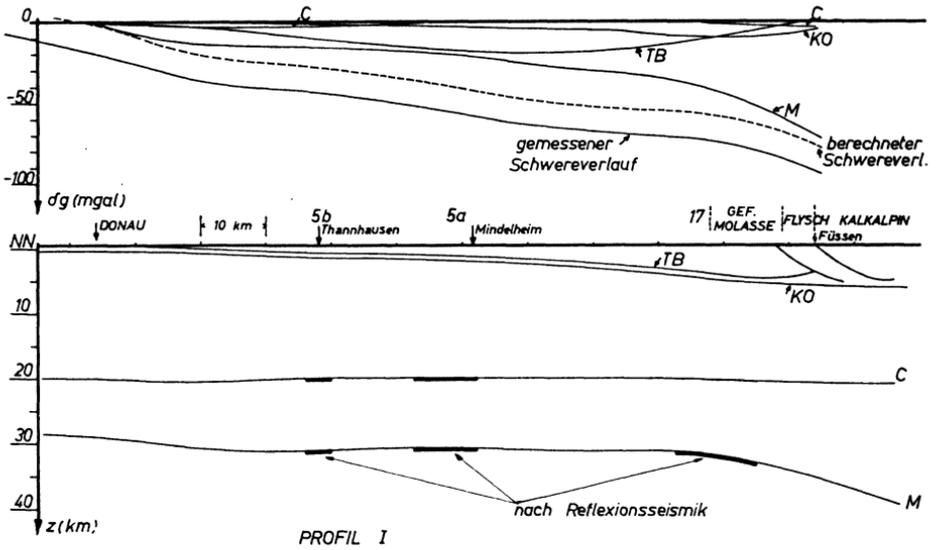


Abb. 28: Profil I durch das Alpenvorland mit Schwereverlauf. TB Tertiär-Basis, KO Kristallin-Oberfläche, C C-Diskontinuität, M M-Diskontinuität. 5a Meßgebiet Mindelheim-Nord (Lauben), 5b Mindelheim-Nord (Thannhausen), 17 Füssen—Kaufbeuren-Süd.

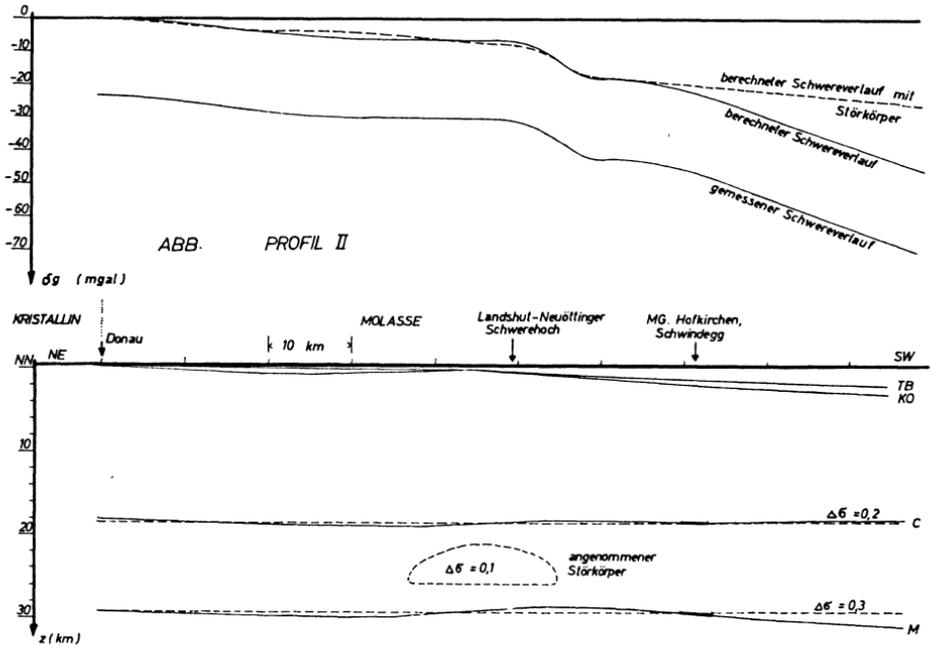


Abb. 29: Profil II durch das Alpenvorland mit Schwereverlauf.

Über das Profil ist der Einfluß der Schwere der einzelnen Grenzflächen, sowie die Bouguer-Schwere nach den Ergebnissen von H. CLOSS und A. HAHN [14] dargestellt. Die gestrichelte Kurve gibt den berechneten Verlauf an. Subtrahiert man von dieser Kurve den Betrag der Schwere von 16 mgal (bezogen auf Potsdamer Niveau) an der Donau, so stimmt die berechnete mit der gemessenen Kurve im Alpenvorland gut überein.

Die Abbildung 29 zeigt ein Profil durch den NE-Teil der Molasse, das das Landshut-Neuöttinger Schwerehoch überquert. Dieses Profil soll veranschaulichen, daß Schwereanomalien in der Hauptsache ihre Ursache in Aufwölbungen oder Eintiefungen der M-Diskontinuität und nicht etwa allein in höher gelegenen Tiefenkörpern haben. Tiefenkörper können auf Grund ihrer geringen Ausdehnung nur engräumige Schwereanomalien geben. In Abbildung 29 stellt die untere Kurve den Verlauf der Bouguer-Schwere nach H. CLOSS und A. HAHN [14], die auf das Niveau von Potsdam bezogen ist, und die darüber liegende den berechneten Verlauf der Schwere, bezogen auf das Niveau der Donau bei Straubing, dar. Der Verlauf von beiden Kurven stimmt überein, wenn man zu der unteren Kurve die Bouguer-Schwere von 24 mgal (bezogen auf das Niveau von Potsdam) an der Donau addiert.

Das in Abbildung 29 dargestellte Modell enthält folgende Grenzflächen, die durch ausgezogene Striche gekennzeichnet sind:

Tertiär-Basis, Kristallin-Oberfläche, C-Diskontinuität und M-Diskontinuität. Zwischen C- und M-Diskontinuität ist mit gestrichelten Linien ein Tiefenkörper, der gegen seine Umgebung einen Dichtesprung von $\Delta\rho = +0,1 \text{ g/cm}^3$ aufweisen soll, eingetragen. Die gestrichelte Kurve in dem Diagramm gibt den Verlauf der Schwerekurve an, wenn C- und M-Diskontinuität söhlig liegen (in der Abbildung durch gestrichelten Verlauf dargestellt) und sich zwischen diesen Diskontinuitäten der eingetragene Tiefenkörper befindet. Der Darstellung kann entnommen werden, daß ein Tiefenkörper möglicherweise das Landshut-Neuöttinger Schwerehoch verursachen kann. Nicht erklären kann ein Tiefenkörper das Schwereminimum zwischen Donau und der Achse des Landshut-Neuöttinger Schwerehochs und das Minimum südlich dieses Schwerehochs. In den Darstellungen ist der Einfluß des Deckgebirges berücksichtigt worden. Außerdem enthält die Abbildung die Ergebnisse der Reflexionsseismik aus dem Gebiet Hofkirchen—Schwindegg.

4. Magnetische Messungen im deutschen Alpenvorland

Für das deutsche Alpenvorland hat D. BARTON (1934) [3] für den bayerischen Teil und G. NEUMANN (1940) [45] für den württembergischen Teil die Vertikalkomponente ΔZ (= gemessenes Feld ΔZ - Regionalfeld ΔZ) des erdmagnetischen Feldes dargestellt. Die Anomalien dieser Karte lassen in der Molasse keinen Zusammenhang mit den Ergebnissen der Reflexionsseismik und den Schwereanomalien erkennen.

Im Jahre 1958 ist im Alpenvorland mit der magnetischen Vermessung der refraktionsseismisch vermessenen Profile begonnen worden (G. ANGENHEISTER (1963) [2]).

Die Vermessung findet ebenfalls im Rahmen des Schwerpunktprogrammes „Die Erforschung des tieferen Untergrundes von Mitteleuropa“ der deutschen Forschungsgemeinschaft statt. Die bisherigen Ergebnisse sollen in Kürze veröffentlicht werden.

Die wichtigsten Ergebnisse der neueren magnetischen Messungen lassen sich nach G. ANGENHEISTER (1963) [2] kurz wie folgt zusammenfassen:

1. Im zentralen Teil der süddeutschen Molasse lassen sich längs der vermessenen Profile keine ΔZ Anomalien größer als 15γ feststellen.
2. Am Nordrand der Molasse und im Bereich des Schwäbisch-Fränkischen Juras tritt eine Kette von Anomalien ($20\gamma < \Delta Z < 200\gamma$) zwischen Meßkirch und Ingolstadt auf. Diese Kette folgt im wesentlichen dem Verlauf der Donau.

Da diese Anomalien erst durch 7 Profile nachgewiesen worden sind, konnte noch kein Isoanomalienplan angefertigt werden. Darum ist es auch noch verfrüht, diese Anomalien durch Modelle zu deuten.

In den Gebieten Biberach und Ravensburg—Ehingen ließen die Ergebnisse der Reflexionsseismik einen Tiefenkörper von größerer Ausdehnung in einer Teufe von 18,5 bis 26 km vermuten. Über diesen Tiefenkörper wurde eine magnetische Vermessung längs eines Profiles durchgeführt. Es ließ sich aus den Messungen keine Anomalie mit einem größeren Störfeld als 10γ ($\Delta Z < 10\gamma$) feststellen.

Aus den gravimetrischen Messungen ließ sich für diesen Tiefenkörper etwa eine zylindrische Form ableiten. Daher kann in Näherung die Form des Tiefenkörpers als ein Zylinder angenommen werden, dessen Achse senkrecht zur Erdoberfläche steht.

Mit folgender Formel kann die etwa größtmögliche Magnetisierung, die ein solcher Tiefenkörper haben kann, abgeschätzt werden:

$$Z = \cdot 2\pi J \sin i \left(\frac{H_2}{\sqrt{R^2 + H_2^2}} - \frac{H_1}{\sqrt{R^2 + H_1^2}} \right).$$

Dabei stellt Z das Feld an der Erdoberfläche, J die Magnetisierung des Körpers, i die Inklination der Magnetisierung, R den Radius des Zylinders, H_1 und H_2 den Abstand von der Erdoberfläche zur Ober- und Unterseite des Zylinders dar.

(Diese Formel erhält man aus dem magnetischen Potential. Durch Differentiation des Potentials nach der z -Komponente erhält man die Vertikalkomponente des magnetischen Feldes. Die Integration über einen Zylinder liefert die oben angeführte Formel, die nur in dem Punkt gilt, in dem die Achse des Zylinders die Erdoberfläche „durchstößt“. Aus der Formel erhält man für die Magnetisierung einen Wert, der nahe dem Maximalwert liegt.)

Es wurde festgestellt, daß das Störfeld ΔZ über dem Tiefenkörper kleiner als 10γ sein muß, da bei der magnetischen Messung keine Anomalie festgestellt wurde. Mit folgenden Werten kann die größtmögliche Magnetisierung des Tiefenkörpers berechnet werden:

$$H_1 = 18,5 \text{ km}, \quad H_2 = 26 \text{ km}, \quad R = 20 \text{ km}, \quad i = 65^\circ \quad \text{und} \quad Z = 10 \cdot 10^5 \text{ G}.$$

Jedoch nimmt die Temperatur mit der Teufe zu, und zwar etwa um 3°C pro hundert Meter Teufenzunahme. In einer Teufe von 19,5 km (Temperatur etwa 585°C) wird der Curie-Punkt des Magnetits (etwa 580°C) überschritten. Darum muß bei der Berechnung $H_2 = 19,5$ km angenommen werden.

Mit diesen Werten ergibt sich die Magnetisierung zu

$$J < 1,2 \cdot 10^{-3} \Gamma.$$

Die Magnetisierung des Tiefenkörpers bei Biberach ist also kleiner als 120γ .

Es könnte angenommen werden, daß der Tiefenkörper aus Basalt besteht, da die Vermutung geäußert wurde, daß dieser Tiefenkörper mit den Magmenherden der Vulkane des Gebietes Urach zusammenhängt. Der hier berechnete maximale Wert für die Magnetisierung des Tiefenkörpers weicht jedoch von den Werten ab, die an der Erdoberfläche an Basalten gemessen werden.

In Abschnitt 2.5 wurde auf das starke Ansteigen der C-Diskontinuität nach Osten im Gebiet Alz—Salzach hingewiesen. Eine regionale magnetische Vermessung des Gebietes um Salzburg (R. GAENGER (1956) [25]) ergab eine magnetische Anomalie (etwa 60 km Durchmesser) in den Berchtesgadener Kalkalpen. Als Ursache für diese magnetische Anomalie wurde von R. GAENGER eine Aufwölbung eines basischen Tiefenkörpers bis zu einer Teufe von 3 bis 4 km angenommen. Zwischen dem Anstieg der C-Diskontinuität im Gebiet Alz—Salzach und der Aufwölbung des basischen Tiefenkörpers in den Berchtesgadener Kalkalpen könnte ein Zusammenhang bestehen.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde am Institut für Angewandte Geophysik der Ludwig-Maximilians-Universität in München angefertigt.

Es ist mir ein Bedürfnis, an dieser Stelle meinem verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. G. ANGENHEISTER, für die Übertragung und Unterstützung dieser Arbeit zu danken.

Besonderer Dank gebührt Herrn Dr. G. DOHR, der die Anregung zu dieser Arbeit gab und mir das gesamte Filmmaterial zugänglich machte. Einigen deutschen Erdölfirmen verdanke ich Auskünfte über Angaben für die sedimentären Schichten im deutschen Alpenvorland.

Weiterhin möchte ich den Firmen Prakla GmbH und Seismos GmbH sowie deren Truppführern, die sich an der Registrierung der Reflexionen aus großer Teufe beteiligt haben, meinen Dank aussprechen.

Ferner möchte ich Herrn Priv.-Doz. Dr. O. FÖRTSCH, Herrn Dr. P. GIESE und Herrn Dr. K. HELBIG, die mich bei der Durchführung dieser Arbeit unterstützt und beraten haben, vielmals danken.

Besonders sei auf die Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft hingewiesen, die durch die Bewilligung der erforderlichen Mittel diese Untersuchungen ermöglichte.

Die Literaturangaben erschienen bereits im Teil I.

Über einen Zusammenhang von Bruchfestigkeit und Schallgeschwindigkeit bei gefrorenen Erdschichten im Hinblick auf den Gefrierschachtbau

Von H. WACHHOLZ, Hannover¹⁾, und G. MÜLLER, Bentheim²⁾

Eingegangen am 26. Oktober 1963

Zusammenfassung: Die Bruchfestigkeit von vereisten Erdschichten wird durch die Festigkeit des Eisgerüsts und durch den Festigkeitszuwachs bestimmt, den das Erdgerüst zur Festigkeit des Gesamtkörpers beiträgt. Es wird die Festigkeit eines vereisten Modellsandes, dessen Erdgerüst selbst keine Festigkeit hat, aus der Bruchfestigkeit des kompakten Eises berechnet. Ein derartiges Modell hat die geringste Festigkeit und damit auch die geringste zulässige Dehnung. Erhöht sich durch den Beitrag des Erdgerüsts der E -Modul des Körpers, so erhöht sich bei Annahme gleicher zulässiger Dehnung die zulässige Festigkeit. Die Erhöhung des E -Moduls wird aus Schallgeschwindigkeitsmessungen bestimmt. Da die Schallgeschwindigkeitsmessung nur die Steigung der Tangente an die Spannungs-Dehnungskurve ergibt, werden Formeln angegeben, mit denen man bei verschiedenen Erdarten (verschiedene Typen von Spannungs-Dehnungskurven) Abschätzungen für den E -Modul und damit für das Festigkeitsverhalten relativ zum vereisten Modellsand erhält.

Summary: In this paper the ultimate strength of iced subsurface layers is appraised. An iced layer is influenced by the strength of the frame of ice and the frame of earth. The strength of an iced model of sand with no direct contact between the grains is calculated, and this value is used for comparison with any other iced layer. Such an iced model has the least ultimate strength and therefore the least permissible strain. Just as much as the E -modulus of any other iced layer is bigger than that of this model, the strength will also be bigger. The E -modulus of the iced layer may be evaluated from the measurements of the sound velocity. But this velocity gives us only the rise of the tangent to one point of the stress-strain relations of the measured iced earth-layer. Therefore we derive some formulas which may estimate the least value of the E -modulus. With this E -modulus we may compare the ultimate strength of the iced subsurface layer with the strength of the above-mentioned iced model of sand.

Beim Bau von Gefrierschächten stellt die Frage nach der Dicke der Gefrierschicht ein wesentliches Problem dar. Es sind einige Berechnungsverfahren bekannt, die unter idealisierten Voraussetzungen Richtlinien für die minimale Dicke der Gefrierschicht liefern. Diese Arbeiten [4, 11] setzen jedoch die Kenntnis der Bruchfestigkeit K der gefrorenen Erdschichten voraus. Es ist bekannt, daß K eine von Schicht zu Schicht wechselnde Größe ist, die von der Teufe und der Gefriertemperatur abhängt. Zur Zeit liegen einige Laboruntersuchungen [17] vor, die bei verschiedenartigen Erdschichten,

¹⁾ Dr. H. WACHHOLZ, PRAKLA GmbH, Hannover.

²⁾ Dr. G. MÜLLER, Deilmann Bergbau GmbH, Bentheim.

die mit Wasser gesättigt waren, durchgeführt wurden. Es ergaben sich Werte von $K = 70 - 200 \text{ kp/cm}^2$. Bei nicht mit Wasser gesättigten Sanden, Tonen und Kleiböden ergaben sich zum Teil noch kleinere Werte.

Der Ingenieur muß sich aus dem großen Variationsbereich den Wert aussuchen, den er seiner Rechnung zugrunde legen muß. Dies ist eine verantwortungsvolle Aufgabe, die nicht immer leichtfällt. Setzt man einen zu großen Wert von K in Rechnung, so kann dies das ganze Projekt gefährden. Wählt man K zu klein, so können durch zu große Vereisungsdicken große Kosten entstehen. Es wäre also wünschenswert, ein Verfahren zu haben, mit dem man während der Vereisung die Bruchfestigkeit der vereisten Erdschichten in situ messen könnte. Nun, ein direktes Verfahren können wir auch nicht angeben. Wir wollen uns aber bemühen, eine Abschätzmethode zu entwickeln, die aus der in situ gemessenen Geschwindigkeit der Dilatationswelle und der Dichte des Gesteins einen Richtwert für die Bruchfestigkeit der gefrorenen Sedimente liefert.

In den letzten 15 Jahren hat die Entwicklung der Kurzzeitmeßtechnik die genaue Messung von Schalllaufzeiten auch über kurze Meßstrecken ermöglicht. Damit konnte man die Geschwindigkeiten der Dilatationswelle und gegebenenfalls der Scherwelle in situ erfassen. Die ersten Anwendungen dieser Technik für den Schachtbau ergaben sich für die Dickenkontrolle des Gefriertringes. Dieses Verfahren, das von G. MÜLLER [13] in Zusammenarbeit mit der PRAKLA entwickelt wurde, stellt bereits heute ein in der Praxis anerkanntes Routineverfahren dar.

Auch Schallabsorptionsmessungen mit Ultraschall können innerhalb einer Meßstrecke ein Maß für den Vereisungszustand sein. (Im Ultraschallgebiet stellt bei Sanden und anderem großporigem Gestein die Beweglichkeit der Porenflüssigkeit eine wesentliche Ursache der Schallabsorption dar [1, 7, 20]. In dem Maße, wie die Porenflüssigkeit erstarrt, verschwindet die Beweglichkeit und die Absorptionsursache.) Über die Ergebnisse derartiger Messungen, die ebenfalls aus der Zusammenarbeit von G. MÜLLER und der PRAKLA entstanden waren, wurde bereits in der Zeitschrift „Glückauf“ berichtet [14].

Hier soll nun eine weitere Überlegung hinzugefügt werden, nämlich eine Abschätzung für die Druckfestigkeit gefrorener Erdschichten.

Die Druckfestigkeit wird normalerweise im Labor untersucht. Der Probekörper, ein Würfel oder ein Zylinder, dessen Höhe gleich dem Durchmesser ist, wird zwischen zwei ebenen Flächen gepreßt. Nähere Angaben über das Prüfverfahren für natürliche Gesteine finden wir in der Vorschrift DIN DVM-2105. Über die Ursachen des Bruchvorganges gibt es verschiedene Hypothesen. Für Stoffe, die sich in der Nähe der Bruchspannung plastisch verhalten, wird die maximale Schubspannung

$$\sigma_{\max} = \frac{1}{2}(\sigma_z - \sigma_x)$$

als Ursache des Bruches angesehen [10].

Auch Eis und gefrorene Erdschichten rechnet man zu diesen Stoffen.

Zunächst wollen wir uns den Aufbau der Erdschichten veranschaulichen. Bei Erdschichten unterscheiden wir zwischen Gerüst, bestehend aus den Erdsedimenten, und der Porenfüllung. Dem Material des Gerüsts, kurz auch Matrixmaterial genannt, werden elastische Eigenschaften zugeschrieben, die wir im Granit, Kalkstein oder anderen praktisch porenfreien Gesteinen wiederfinden. Die elastischen Eigenschaften des Gerüsts dagegen sind infolge der Porosität und Porenstruktur wesentlich geringer. So sind z. B. die elastischen Gerüstkonstanten loser Sande bei geringem Gerüstdruck äußerst niedrig. Die Festigkeit derartiger Erdschichten wird nun durch Gefrieren erhöht. Das heißt, die Festigkeit des Eisgerüsts, das die Poren ausfüllt, erhöht die Festigkeit des Matrixgerüsts. Diese Tatsache kann man natürlich auch umdrehen und sagen, daß das elastische Verhalten des Matrixgerüsts die Festigkeit des Eisgerüsts verstärkt. Zum Verständnis wollen wir uns an ein bekanntes Beispiel erinnern: Die Eisengerüste im Stahlbetonbau. Die elastischen Konstanten derartiger Gerüste sind klein, wenigstens doch wesentlich kleiner als die des reinen Eisens. Füllt man diese Gerüste mit Beton, so genügen die geringen elastischen Eigenschaften des Eisengerüsts, um die Festigkeit zu verbessern.

Da bei gefrorenen Erdschichten nun Eis das Füllmaterial darstellt, müssen wir uns zunächst mit den elastischen Eigenschaften von Eis selbst und den Eigenschaften eines Modellgerüsts aus Eis befassen, das Erdmaterial als Porenfüllung enthält. Die elastischen Gerüstgrößen des Erdmaterials sollen Null sein. Für reines Eis muß man die Bruchfestigkeit aus Versuchen ermitteln. SALA [16] hat derartige Versuche an Eisschichten der Ostsee durchgeführt. Die Meßwerte schwanken von 125 kp/cm^2 bis hinunter zu 18 kp/cm^2 . Die höchsten Werte werden bei beständig tiefen Temperaturen im Innern der Eisdecke und senkrecht zur Schichtfläche gemessen. Man kann wohl annehmen, daß die geringe Festigkeit an Ober- und Unterseite der Schollen im wesentlichen durch Poren- und Lufteinschlüsse verursacht wird. Proben mit der größten Bruchfestigkeit werden auch nahezu porenfrei sein. Eine Arbeit von GOODIER [8], auf die wir später noch näher eingehen werden, hat den Spannungs- und Dehnungsverlauf, der sich um kugelförmige Poren bei einseitiger Belastung bildet, berechnet. Sind die Poren leer, so können Scherspannungen auftreten, die $\frac{2}{11}$ des angelegten Druckes betragen. An derartigen Stellen kann es bei Belastung zum Fließen des Eises kommen. Dies führt bei sehr kleinen Porositäten zu einem neuen Gleichgewichtszustand, bei größeren Porositäten zum Bruch des Eises. So kann man sich zum Teil das große Spektrum von Bruchfestigkeitsmeßwerten bei Sala erklären. Gletschereis und das Eisgerüst der vereisten Erdschichten in größeren Tiefen dürften als luftblasenfrei anzusprechen sein. Für Proben, die im Labor entstanden sind, wird dies nur bei größter Sorgfalt erreichbar sein. Ich möchte aus der Diskussion der Sala'schen Meßwerte, wenn auch mit einigen Vorbehalten, schließen, daß man bei porenfreiem homogenen Eis bei -15°C mit einer Bruchfestigkeit $\sigma_{\text{Bruch, Eis}} = 120 \text{ kp/cm}^2$ rechnen kann.

Nun wollen wir die Bruchfestigkeit eines Modellgerüsts aus Eis diskutieren, dessen kugelförmige Poren mit Matrixmaterial (Sandkörner) ausgefüllt sind. Die Mittel-

punkte der eingeschlossenen Sandkörner, deren Radius R betragen soll, haben eine Entfernung von mindestens $3R$ bis $4R$. Für ein derartiges Gerüst lassen sich noch die Berechnungen von GOODIER [8] anwenden. Die von GOODIER dem Hauptspannungsfeld T überlagerten und von jeder Kugel ausgehenden Spannungsfelder sind so dimensioniert, daß sie die elastischen Grenzbedingungen auf der Oberfläche des Sandkornes erfüllen. Der Einfluß der benachbarten Sandkörner kann bei einem Abstand von mindestens $3R$ bis $4R$ vernachlässigt werden.

GOODIER benutzt kugelförmige Koordinaten r, θ, ψ , deren 0-Punkt im Mittelpunkt der Kugel liegt. Für das zusätzliche Spannungsfeld außerhalb der Kugel findet er die folgenden Ausdrücke (Abb. 1):

$$\sigma_r = 2\mu_1 \left\{ \frac{2A}{r^3} - \frac{2\nu_1 C}{1-2\nu_1 r^3} + 12\frac{B}{r^5} + \left[-\frac{2(5-\nu_1)C}{1-2\nu_1 r^3} + 36\frac{B}{r^5} \right] \cos 2\theta \right\}$$

$$\sigma_\theta = 2\mu_1 \left\{ -\frac{A}{r^3} - \frac{2\nu_1 C}{1-2\nu_1 r^3} - 3\frac{B}{r^5} + \left[\frac{C}{r^3} - 21\frac{B}{r^5} \right] \cos 2\theta \right\}$$

$$\sigma_\psi = 2\mu_1 \left\{ -\frac{A}{r^3} - \frac{2(1+\nu_1)C}{1-2\nu_1 r^3} - 9\frac{B}{r^5} + \left[3\frac{C}{r^3} - 15\frac{B}{r^5} \right] \cos 2\theta \right\}$$

$$\sigma_{r\theta} = 2\mu_1 \left\{ -\frac{2(1+\nu_1)C}{1-2\nu_1 r^3} + 24\frac{B}{r^5} \right\} \sin 2\theta$$

mit

$$\frac{A}{R^3} = -\frac{T}{8\mu_1} \cdot \frac{\mu_1 - \mu_2}{(7-5\nu_1)\mu_1 + (8-10\nu_1)\mu_2} \cdot \frac{(1-2\nu_2)(6-5\nu_1)2\mu_1 + \mu_2(3+19\nu_2-20\nu_1\nu_2)}{(1-2\nu_2)2\mu_1 + (1+\nu_2)\mu_2} + \frac{T}{4\mu_1} \cdot \frac{\left[(1-\nu_1)\frac{1+\nu_2}{1+\nu_1} - \nu_2 \right] \mu_2 - (1-2\nu_2)\mu_1}{(1-2\nu_2)2\mu_1 + (1+\nu_2)\mu_2}$$

$$\frac{B}{R^5} = \frac{T}{8\mu_1} \frac{\mu_1 - \mu_2}{(7-5\nu_1)\mu_1 + (8-10\nu_1)\mu_2}$$

$$\frac{C}{R^3} = \frac{T}{8\mu_1} \frac{5(1-2\nu_1)(\mu_1 - \mu_2)}{(7-5\nu_1)\mu_1 + (8-10\nu_1)\mu_2}$$

$\sigma_r, \sigma_\theta, \sigma_\psi =$ Normalspannungen } des zusätzlichen Spannungsfeldes
 $\sigma_{r\theta} =$ Schubspannung }

$\mu_1 =$ Torsionsmodul } des Eises
 $\nu_1 =$ Poissonsche Konstante }

$\mu_2 =$ Torsionsmodul } des Erdmaterials
 $\nu_2 =$ Poissonsche Konstante }

$T =$ Spannung in Z -Richtung, die vorhanden wäre, wenn keine Sandkörner da wären.

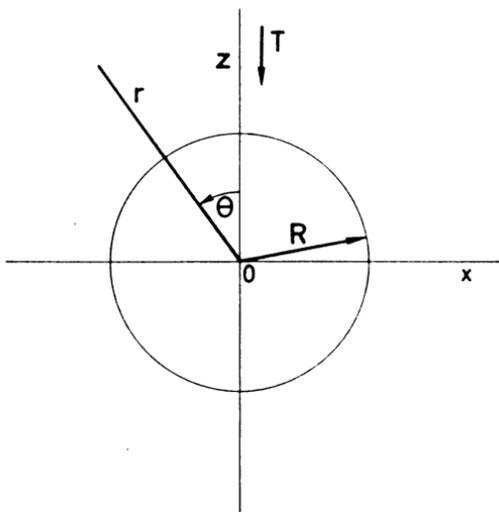


Abb. 1.

Benutzen wir als Werte des Eises:

$$\mu_1 = 28,5 \frac{\text{kp}}{\text{cm}^2} \quad \nu_1 = 0,33$$

als Werte des Erdmaterials:

$$\mu_2 = 240 \frac{\text{kp}}{\text{cm}^2} \quad \nu_2 = 0,25,$$

so erhalten wir für das Spannungsfeld:

$$\begin{aligned} \sigma_r &= T \left\{ 0,773 \frac{R^3}{r^3} - 0,505 \frac{R^5}{r^5} + \left[1,542 \frac{R^3}{r^3} - 1,51 \frac{R^5}{r^5} \right] \cos 2\theta \right\} \\ \sigma_\theta &= T \left\{ -0,178 \frac{R^3}{r^3} + 0,126 \frac{R^5}{r^5} + \left[-0,0715 \frac{R^3}{r^3} + 0,882 \frac{R^5}{r^5} \right] \cos 2\theta \right\} \\ \sigma_\psi &= T \left\{ -0,034 \frac{R^3}{r^3} + 0,378 \frac{R^5}{r^5} + \left[-0,215 \frac{R^3}{r^3} + 0,63 \frac{R^5}{r^5} \right] \cos 2\theta \right\} \\ \sigma_{r\theta} &= T \left\{ 0,56 \frac{R^3}{r^3} - 1,01 \frac{R^5}{r^5} \right\} \sin 2\theta \end{aligned}$$

Bei der Diskussion der verschiedenen Möglichkeiten erkennt man, daß der Hauptgefahnenpunkt auf der Linie $\theta = 0$ liegt. Nach (9, S. 644) ergibt

$$G_5 = \sigma_r - \sigma_\theta = \left(1 + 2,56 \frac{R^3}{r^3} - 3,03 \frac{R^5}{r^5} \right) T.$$

Den Maximalwert erhalten wir für $r/R = 1,4$

$$G_5 = \sigma_r - \sigma_\theta = 1,37 T.$$

Daraus folgt, daß bei unserem Gerüstmodell sich die Bruchfestigkeit um den Faktor 1,37 gegenüber homogenem, porenfreiem Eis verkleinern würde. Bei Gerüsten, bei denen der Abstand der Sandkörner kleiner ist als $3 R$, muß man die Beeinflussung durch die Nachbarkugeln berücksichtigen. Für eine rohe Abschätzung dieser Fälle wollen wir die Spannungsfelder einfach addieren und unberücksichtigt lassen, daß die Nachbarkörner auch die Randbedingungen auf der Kugel verändern. Im ungünstigsten Fall ergibt die Addition der maximalen Werte für $\sigma_r - \sigma_\theta = 1,74 T$.

Für die Festigkeit K eines vereisten Modellsandes (Abbildung 3), bei dem die Sandkörner unter sich keine Kräfte austauschen können, kann man eine Bruchfestigkeit $\sigma_{zul M} = 120/1,74 = 70 \text{ kp/cm}^2$ annehmen. Da nur einzelne Punkte des Körpers sich der Fließgrenze nähern, kann man voraussetzen, daß ein Körper aus derartig vereistem Sand dem Hook'schen Gesetz gehorcht.

Der folgenden Entwicklung liegt nun der Gedanke zugrunde, daß sich eine Erhöhung der elastischen Module des Erdgerüsts (wir hatten sie in unserem Modell gleich Null gesetzt) auch in einer Erhöhung der Schallgeschwindigkeit des vereistem Körpers bemerkbar machen muß.

Zu der zulässigen Spannung unseres Modellsandes gehört die zulässige mittlere Dehnung (negativ)

$$\left(\frac{\Delta l}{l}\right)_{zul M} = \frac{\sigma_{zul M}}{E_M}.$$

Die mittlere zulässige Dehnung eines vereistem Körpers wird sicher nicht kleiner, wenn die Gerüstmodule der Erdschicht größer als Null sind, das bedeutet z. B., daß die Sandkörner im elastischen Kontakt sind oder daß elastische Stege aus Matrixmaterial sich zwischen den Stegen aus Eis aufgebaut haben. Da die zulässigen Dehnungen (negativ) des Matrixmaterials weit über den zulässigen Dehnungen des Eises liegen, kann man schreiben

$$\left(\frac{\Delta l}{l}\right)_{zul vereist} \geq \left(\frac{\Delta l}{l}\right)_{zul Modell}$$

$$\frac{\sigma_{zul vereist}}{E_{vereist}} \geq \frac{\sigma_{zul M}}{E_M}.$$

Die Abschätzungen von $\sigma_{zul M}$ setzen ein Modell voraus, bei dem die Kugeln nicht in Kontakt waren. Derartige Modelle haben aber eine Porosität von über 60%. Haben auch die vermessenen Erdschichten eine Porosität von über 60%, so kann man immer auf ein Vergleichsmodell gleicher Porosität zurückgreifen. Die Schallgeschwindigkeit V_M eines derartigen Modelles läßt sich mit Hilfe der kubischen Interpolationsgleichung berechnen [18]. Dies ist in Abbildung 2 durchgeführt.

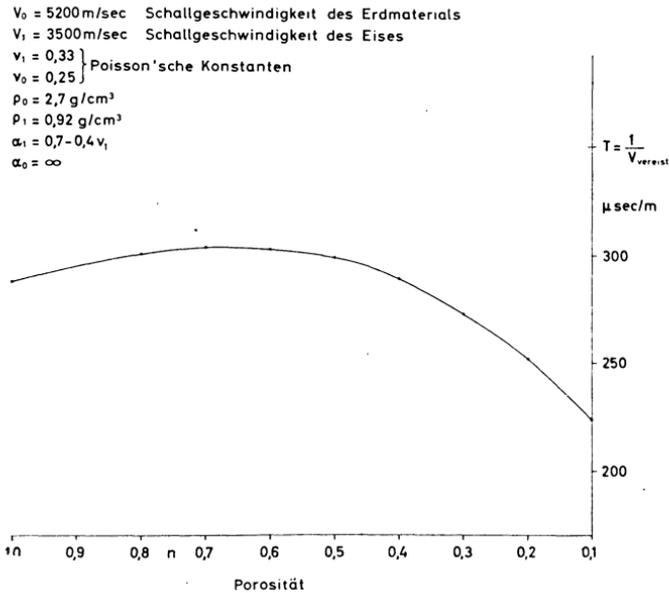


Abb. 2.

Aus der Schallgeschwindigkeit V_M gewinnt man E_M

$$E_M = \frac{V_M^2 \varrho_M (1 - 2 \nu_M) (1 + \nu_M)}{1 - \nu_M},$$

wobei $\varrho_M = 2,7 (1 - n) + 0,92 n$ und $\nu_M = 0,25 (1 - n) + 0,33 n$ zu setzen sind.

Damit erhält man die Gleichung

$$\sigma_{\text{zul vereist}} \geq \sigma_{\text{zul M}} \frac{E_{\text{vereist}} (1 - \nu_M)}{V_M^2 \varrho_M (1 - 2 \nu_M) (1 + \nu_M)}.$$

Sind beim Erdgerüst keine körnigen Substanzen in Kontakt, so kann man eine lineare Spannungs-Dehnungsbeziehung annehmen und $E_{\text{vereist}} = E_{\text{gem}}$ setzen und E_{gem} aus

$$E_{\text{gem}} = \frac{V_{\text{gem}}^2 \cdot \varrho_{\text{vereist}} (1 - 2 \nu_{\text{vereist}}) (1 + \nu_{\text{vereist}})}{1 - \nu_{\text{vereist}}}$$

ermitteln.

Für Erdschichten mit einer Porosität von über 60% kann man $\nu_{\text{vereist}} = \nu_M$ und $\varrho_{\text{vereist}} = \varrho_M$ setzen. So erhält man für $n > 0,6$

$$\sigma_{\text{zul vereist}} \geq \sigma_{\text{zul M}} \left(\frac{V_{\text{gem}}}{V_M} \right)^2.$$

Ist die Porosität der Erdschichten kleiner als 60%, so ist ein Vergleichsmodell gleicher Porosität nicht mehr zu bilden, und wir können uns nur noch auf ein Modell von 60% Porosität beziehen. Dies wird aber statthaft sein, denn wir wissen aus der Erfahrung, daß Schichten mit derartig hohem Eisgehalt die geringste Festigkeit aufweisen und die geringste Dehnung zulassen. Für ein derartiges Modell entnehmen wir aus Abbildung 2 $V_{60} = 3300$ m/sec. Aus den linearen Beziehungen können wir $\rho_{60} = 1,63$ g/cm³ und $\nu_{60} = 0,3$ setzen. Wir erhalten für $n \leq 0,6$

$$\sigma_{\text{zul vereist}} \geq \sigma_{\text{zul M}} \frac{E_{\text{vereist}}(1 - \nu_{60})}{V_{60}^2 \rho_{60} (1 - 2\nu_{60})(1 + \nu_{60})}.$$

Den noch unbekanntem Wert E_{vereist} können wir aus einer Schallgeschwindigkeitsmessung gewinnen. Hierbei müssen wir zwei Fälle unterscheiden. Bei linearer Spannungs-Dehnungsbeziehung gilt $E_{\text{gem}} = E_{\text{vereist}}$, und wir erhalten

$$\sigma_{\text{zul vereist}} \geq \sigma_{\text{zul 60}} \frac{V_{\text{gem}}^2 \rho_{\text{vereist}} (1 - \nu_{60})(1 - 2\nu_{\text{vereist}})(1 + \nu_{\text{vereist}})}{V_{60}^2 \rho_{60} (1 - \nu_{\text{vereist}})(1 - 2\nu_{60})(1 + \nu_{60})}.$$

Bei nichtlinearer Spannungs-Dehnungsbeziehung müssen wir jedoch berücksichtigen, daß bei den kleinen Dehnungsamplituden nur ein kleiner Bereich der Spannungs-Dehnungskurve durchfahren wird. Der Arbeitspunkt wird durch die allgemeine Vorspannung festgelegt.

Sind beim Erdgerüst kugelförmige Teilchen in Kontakt, so wird die Druck-Dehnungskurve gekrümmt sein (Abb. 3). Der Wert

$$E_{\text{gem}} = \frac{d\sigma}{d \frac{\Delta l}{l}},$$

den eine Schallgeschwindigkeitsmessung liefert, kann vielleicht zu falschen Werten führen. Man kann jedoch einige Aussagen über die Art der Krümmung machen. Aus der Größe

$$E_{\text{gem}} = \frac{d\sigma}{d \frac{\Delta l}{l}}$$

läßt sich dann eine mittlere Steigung

$$\bar{E} = \frac{\sigma}{\frac{\Delta l}{l}} \leq E_{\text{vereist}}$$

am Arbeitspunkt der Dehnungskurve errechnen, mit der dann die Extrapolation zu vernünftigen Werten von $\sigma_{\text{zul vereist}}$ führt.

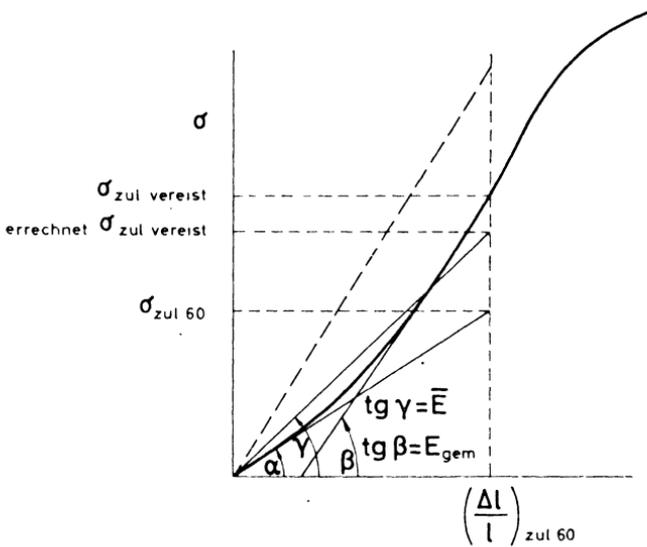


Abb. 3.

Bei Erdschichten, die beim Gefrierschachtbau durchstoßen werden, handelt es sich durchweg um Substanzen, die noch nicht voll ausgesintert sind. Man kann wohl, ohne die Anwendung einzuschränken, die Porosität $n > 0,2$ annehmen. Derartige Gerüste bestehen meistens aus mehr oder weniger kugelförmigen Teilchen, die miteinander in Kontakt sind, und dünnen Stegen, die ausgesintert sind oder, wie bei Tonen, aus verhakten Plättchen bestehen.

Die Stege werden einen praktisch linearen Verlauf der Spannungs-Dehnungskennlinie aufweisen. Die in Kontakt stehenden kugelförmigen Teilchen bedingen eine Krümmung. Allgemein läßt sich die Kennlinie derartiger Gerüste sicher durch einen Ansatz beschreiben, der beide Anteile berücksichtigt

$$\sigma = a \frac{\Delta l}{l} + b \left(\frac{\Delta l}{l} \right)^p.$$

Bei einer reinen Kugelpackung (6, 19) läßt sich der Exponent p aus der HERZ'schen Kugelabplattung zu $p = \frac{3}{2}$ berechnen. Messungen von FAUST bei Sanden und Sandsteinen beweisen, daß dieses Gesetz auch in der Praxis anwendbar ist.

Wir können unsere allgemeinen Spannungs-Dehnungsbeziehungen in der Form

$$\sigma = a \frac{\Delta l}{l} + b \left(\frac{\Delta l}{l} \right)^{\frac{3}{2}}$$

schreiben.

In dieser Form läßt sich auch die Gleichung der vereisten Erdschichten schreiben

$$\sigma = A \frac{\Delta l}{l} + B \left(\frac{\Delta l}{l} \right)^{\frac{3}{2}}.$$

Für den Koeffizienten A gilt $A \geq E_{60}$ und $A \geq a$, da A neben den linearelastischen Bindungen des Eises noch die des Erdgerüsts berücksichtigt. Hieraus erhält man

$$E_{\text{gem}} = \frac{d\sigma}{d\frac{\Delta l}{l}} = A + \frac{3}{2} B \left(\frac{\Delta l}{l} \right)^{\frac{1}{2}}$$

$$\bar{E} = \frac{\sigma}{\frac{\Delta l}{l}} = A + B \left(\frac{\Delta l}{l} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

Aus den beiden Gleichungen gewinnt man

$$\bar{E} = \frac{2}{3} E_{\text{gem}} + \frac{A}{3}$$

$$E_{\text{vereist}} \geq \bar{E} \geq \frac{2}{3} E_{\text{gem}} + \frac{E_{60}}{3}.$$

Aus dieser Beziehung erhält man für vereiste Schichten mit körnigen Erdgerüsten (Sande, Sandsteine, Kiese)

$$\sigma_{\text{zul vereist}} \geq \sigma_{\text{zul } 60} \left(\frac{1}{3} + \frac{2}{3} \frac{V_{\text{gem}}^2 \varrho_{\text{vereist}} (1 - v_{60}) (1 - 2 v_{\text{vereist}}) (1 + v_{\text{vereist}})}{V_{60}^2 \varrho_{60} (1 - v_{\text{vereist}}) (1 - 2 v_{60}) (1 + v_{60})} \right),$$

wobei $V_{60} = 3300$ m/sec und $\varrho_{60} = 1,63$ g/cm³ und $v_{60} = 0,3$ zu setzen ist. ϱ_{vereist} gewinnt man aus der Gleichung

$$\varrho_{\text{vereist}} = 2,7(1 - n) + 0,92 n \text{ g/cm}^3$$

und v_{vereist} näherungsweise

$$v_{\text{vereist}} = 0,25(1 - n) + 0,33 n.$$

Damit ist eine Abschätzung herbeigeführt, die aus der Kenntnis der Schallgeschwindigkeit und der Porosität eine untere Grenze für die Bruchfestigkeit angibt.

Es wäre jetzt interessant, wenn man diese Überlegungen durch Messungen prüfen könnte. Es existieren einige Schallmessungen an vereisten Proben. An anderen Proben existieren auch einige Festigkeitsmessungen. Wenn wir nun beide Gruppen gegenüberstellen, können wir feststellen, daß die Messungen unseren Überlegungen nicht widersprechen.

Tabelle 1: Aus Schallgeschwindigkeit und Porosität wird $\sigma_{zul\ verest}$ berechnet

Probe	Nr.	Temperatur °C	Porosität	V_{gefr} m/sec	gerechnet: $\sigma_{zul\ verest}$ kp/cm ²
Sand grob	K ₁	— 20 ⁰	0,41	3900	106
	K ₁	— 10 ⁰	0,41	3850	99,5
Sand mittel bis grob	K ₂	— 20 ⁰	0,36	4100	119
	K ₂	— 10 ⁰	0,36	4010	115
Sand fein bis mittel	K ₃	— 20 ⁰	0,34	4180	124
	K ₃	— 10 ⁰	0,34	4100	121
Sand fein bis grob	K ₄	— 20 ⁰	0,3	4370	139
	K ₄	— 10 ⁰	0,3	4300	134
Ton gute Quellfähigkeit	K ₅	— 20 ⁰	0,96	3070	59,2
	K ₅	— 10 ⁰	0,96	3010	53
Ton mittlere Quellfähigkeit	K ₈	— 20 ⁰	0,94	3000	53,1
	K ₈	— 10 ⁰	0,94	2970	52
Ton Altwarmbüchner schlechte Quellfähigkeit	K ₁₁	— 20 ⁰	0,67	2740	48,7
	K ₁₁	— 10 ⁰	0,67	2570	43

In der Tabelle 1 sind Werte enthalten, die von Schallgeschwindigkeitsmessungen ausgehen, die G. MÜLLER [13] angegeben hat. Für $\sigma_{zul\ M} = \sigma_{zul\ 60}$ wurde 70 kp/cm² gewählt.

Diesen aus Schallgeschwindigkeit und Porosität abgeschätzten Festigkeitswerten wurden in Tabelle 2 und Tabelle 3 bekannte Meßwerte [17] gegenübergestellt. Diese Werte sind dem Bautechnik-Archiv, Heft 6 (1953), Seite 73, entnommen.

Wenn man Festigkeitswerte der Tabellen 2 und 3 mit den errechneten Werten von Tabelle 1 vergleicht, so kann man sagen, daß diese Daten sich nicht widersprechen. Es fällt jedoch auf, daß die direkt gemessenen Werte eine größere Temperaturabhängig-

Tabelle 2: Meßwerte, entnommen dem Bautechnik-Archiv, Heft 6 (1953), S. 73

Bodenart	Druckfestigkeit (kp/cm ²)	Temperatur °C
mit Wasser gesättigter Sand	138	— 15 ⁰
	200	— 25 ⁰
sandiger Ton	90	— 15 ⁰
ziemlich reiner Ton	72	— 15 ⁰
reines Eis	18	— 15 ⁰

Tabelle 3: Meßwerte, entnommen dem Bautechnik-Archiv, Heft 6 (1953), S. 73

Bodenart	Druckfestigkeit kp/cm^2		
	-20°C	-16°C	-10°C
Kleiboden aus einer Schleusengrube	50	37	24
Scharfer Mauersand			
a) mit Wasser gesättigt	141	133	87
b) dreiviertel gesättigt	136	106	77
c) einhalb gesättigt	109	62	52
Feiner Baggersand gewaschen	185	163	142
Mischung $\frac{1}{2}$ Kies — $\frac{1}{2}$ Sand	150	109	100
Mischung $\frac{1}{4}$ Kies — $\frac{3}{4}$ Sand	146	106	95

keit aufweisen als die errechneten Werte der Tabelle 1. Dies läßt sich wahrscheinlich auf die Temperaturabhängigkeit der Bruchfestigkeit des Eises, die hier als Konstante betrachtet wurde, zurückführen. Jedes Material weist bei seinen Festigkeitswerten in der Nähe seines Schmelzpunktes eine starke Temperaturabhängigkeit auf. Eis wird darin sicher keine Ausnahme machen. Leider sind hierüber noch zu wenig Meßunterlagen bekannt, um dies in zweckmäßiger Weise berücksichtigen zu können.

Literatur

- [1] BIOT, M. A.: „Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid I“. The Journal of the Acoustical Society of America, Vol. 28, 1956.
- [2] BERGMANN, L.: „Der Ultraschall“. Hirzel, Stuttgart 1954.
- [3] BROCKAMP, B.: „Eiseseismische Untersuchungen“. Zeitschrift für Geophysik 23, 1957.
- [4] DOMKE, O.: „Über die Beanspruchung der Frostmauer beim Schachtabteufen nach dem Gefrierverfahren“. Glückauf 1915.
- [5] FAUST, L. Y.: „Seismic velocity as a function of depth and geologic time“. Geophysics XVI, 1951.
- [6] GASSMANN, F.: „Elastic waves through a packing of spheres“. Geophysics XVI, 1951.
- [7] GEERTSMA, J., and D. C. SMIT: „Some aspects of elastic wave propagation in fluid saturated porous solids“. Geophysics XXVI, 1961.
- [8] GOODIER, J. N.: „Concentration of stress around spherical and cylindrical inclusions and flaws“. Journal Application Mechanics I, 1933.
- [9] HÜTTE: „Des Ingenieurs Taschenbuch“.

- [10] HUGHES, D. S., and MAURETTE, C.: „Variation of elastic waves velocities in granits with pressure and temperature“. *Geophysics* XXI, 1956.
- [11] JONAS, A.: „Die Widerstandsfähigkeit der Frostwand beim Schachtabteufen nach den Gefrierverfahren und ihr Einfluß auf den Schachtausbau“. Glückauf 1941.
- [12] LOTZE, W.: „Schallgeschwindigkeitsmessung von Eis“. *Zeitschrift für Geophysik* 5, 1957.
- [13] MÜLLER, G.: „Geschwindigkeitsmessungen elastischer Wellen in gefrorenen Gesteinen und die Anwendung akustischer Messungen auf Untersuchungen des Frostmantels an Gefrierschächten“. *Geophysical Prospecting*, Vol. IX, 1961.
- [14] MÜLLER, G., „Ultraschallmessungen zur Überwachung des Frostkörpers an Gefrierschächten“. Glückauf 1962, H. 7.
- [15] MOHR: „Welche Umstände bedingen die Elastizitätsgrenze und den Bruch eines Materials“. *Zeitschrift des VDI* 1900, Berlin.
- [16] SALA: „Einige Messungen der Eisfestigkeit“. *Geophysica*, Vol. V, 1957.
- [17] SICHARDT-CHARDABELLAS: „Baugrubenumschließung nach den Gefrierverfahren“. *Bau-technik-Archiv*, Berlin 1951, H. 6.
- [18] WACHHOLZ, H.: „Über den Zusammenhang zwischen Schallgeschwindigkeit und Porosität bei Erdschichten“. *Geophysical Prospecting* 1962, Vol. X.
- [19] WHITE: „Velocity measurements in nearsurface formation“. *Geophysics* XVIII, 1953.
- [20] WYLLIE—GARDNER—GREGORY: „Studies of Elastic Wave Attenuation in Porous Media“. *Geophysics* XXVII, 1962.

Die Gezeiten- und Luftdruckwirkung im überfluteten Reichenbergschacht

Von D. v. CREYTZ, Göttingen¹⁾

Eingegangen am 25. 2. 1964

Zusammenfassung: Im überfluteten Reichenbergschacht in Dens bei Sontra (Hessen) treten Wasserstandsschwankungen von mehreren cm Amplitude auf. Der Wasserstand reagiert auf Variationen des atmosphärischen Luftdrucks, und es treten kurzperiodische Pegelschwankungen auf, die ihre Ursache in den Gezeiten der festen Erde haben.

Es wurden Registrierungen des Wasserstands ausgewertet, die mit Hilfe eines Pegelschreibers*) über die Meßzeit von sechs Monaten des Jahres 1961 gewonnen sind.

Der Luftdruckeinfluß konnte aus den Meßergebnissen eliminiert werden. Mit Hilfe der DARWINSchen Methode sind dann die acht größten Gezeitenwellen isoliert; dazu wurden für jede Welle stündliche Durchschnittswerte berechnet und diese dann harmonisch analysiert.

Die Amplitudenverhältnisse der Gezeiten im Reichenbergschacht stimmen mit der Theorie, d. h. mit den der Himmelsmechanik entsprechenden Amplitudenverhältnissen gut überein. Wie es bei den Gezeiten in unterirdischen Flüssigkeiten erwartet wird, stehen außerdem die gemessenen Phasen in Phasenopposition zu den Gezeiten der festen Erde.

*) (Aufzeichnung im Maßstab 1:1, Papiervorschub 3 mm/h)

Résumé: Dans le «Reichenbergschacht», c'est un puits de mine inondé près de Sontra en Hasse, des oscillations du niveau d'eau se produisent, celles-ci ont des amplitudes de plusieurs cm. La nappe d'eau réagit à toute variation de pression atmosphérique et il y a des oscillations régulières à courte période causé par les marées terrestres.

On a effectué les dépouillements des enregistrements de niveau, mesurés à l'aide d'un registrateur fluviomètre pendant l'époque de six mois en 1961.

Il se put affranchi les courbes originales de l'effet des variations de pression. Ensuite, par la méthode de DARWIN on a mis en évidence les huit ondes les plus grandes des marées, dont pour chaque onde les moyennes d'heure en heure sont calculées. Puis, ces moyennes sont été soumises à l'analyse harmonique.

Les rapports des amplitudes des marées dans le Reichenbergschacht sont en bon accord avec les rapports théoriques que la mécanique celeste fixe entre elles. En outre, comment il doit être, les marées dans le puits sont en opposition de phase par rapport aux marées théoriques statiques.

1. Vorbemerkungen

Nach der Überflutung (1950) des Reichenbergschachts²⁾ sind in diesem regelmäßige Wasserstandsschwankungen festgestellt worden, die offenbar ganz- und halbtägige Perioden besitzen und von denen vermutet wurde, daß ihre Ursache in der gezeiten-erzeugenden Kraft von Mond und Sonne zu suchen ist. — Auch auf Variationen des

¹⁾ DIETRICH v. CREYTZ, Dipl.-Physiker, Göttingen, Herzbergerlandstr. 180.

²⁾ Reichenbergschacht, ehemaliger Kupferschieferbergbau, Dens bei Sontra/Hessen (N51° 0; 9° 9 E). Der Schacht untersteht der Preußischen Bergwerks- und Hüttenaktiengesellschaft, die auch — unter der Leitung von Dr. G. GUNZERT — die Messungen ausführen ließ.

atmosphärischen Luftdrucks reagiert der (etwa 113 m untertage stehende) Wasserspiegel sehr deutlich.

Bei einer Höhe des Schachteingangs von 374 m über NN hat der Reichenberg-schacht eine Teufe von 371 m. Vom Füllort in 363 m Teufe führt eine Fördersohle zum rund 300 m vom Schacht entfernten Abbauraum des Bergwerks, dessen höchste Teile mehr als 100 m über dem Füllort liegen. Bei der Überflutung blieb der Abbauraum daher zum Teil mit (komprimierter) Luft gefüllt, die nach dem Wassereinbruch nicht mehr entweichen konnte. Es gelang der Bergwerksverwaltung, den Wasserstand und den Luftdruck im Abbauraum mit einiger Genauigkeit zu berechnen (Dr. G. GUNZERT, Preußag, Hannover).

Schon in der Zeit vom 17. 6. bis zum 16. 7. 1954 registrierte ein untertage aufgestellter Pegelschreiber die Wasserstandsschwankungen im Schacht; der Pegelschrieb war damals gegenüber der Wasserbewegung 1:2 verkleinert. Nach H. G. KORB, der diese Messungen ausgewertet und bearbeitet hat [8], tritt eine starke Gezeitenbewegung des Wasserspiegels auf, die von Einflüssen des Luftdrucks überlagert wird. KORB hat verschiedene Gezeitenkomponenten aus den Meßergebnissen analysiert. Er konnte aber wegen der Kürze der Beobachtungszeit einige Gezeitenkomponenten mit nahe benachbarten Perioden nicht voneinander trennen. — Es bestand daher der Wunsch, die Pegelschwankungen unverkleinert und auf Grund einer längeren Beobachtungszeit noch einmal genauer zu untersuchen.

2. Messungen

Seit Mitte Juni 1961 registriert ein übertage aufgestellter Tintenschreiber den Wasserstand im Maßstab 1:1 mit einem Papiervorschub von 3 mm/h. — Die Registrieranlage besteht aus einem nur vertikal beweglichen Schwimmer, der an einem Spezialstahldraht von übertage aus auf die Wasseroberfläche herabgelassen ist (113 m tief). An den Draht wurde übertage die Tintenschreibfeder starr angeklemt.

Leider stand am Reichenberg-schacht kein Feindruckbarograph zur Verfügung. Göttinger Luftdruckregistrierungen bildeten daher das Meßmaterial für etwaige Korrekturen.

3. Angaben über das Beobachtungsmaterial

Es wurden die Meßergebnisse vom 20. 6. bis zum 14. 12. 1961 (= 6 synodische Monate) untersucht; der Rechnung lagen stündliche Werte aus dieser Zeit zugrunde. In Abb. 1 sind für rund sechs Wochen Pegelschrieb und Luftdruck parallel aufgezeichnet (die beiden oberen Kurven): Der Luftdruck zählt nach unten positiv, die Amplituden beider Kurven sind gegenüber dem Original etwa 1:24 verkleinert.

Es tritt erstens ein deutliches Gezeitenphänomen auf; von Mond und Sonne herührende Gezeitenperioden überlagern sich so, daß ihre Summe während der Syzygien maximal und während der Quadraturen des Mondes minimal wird (unter den Datumsangaben sind die Mondphasen eingezeichnet).

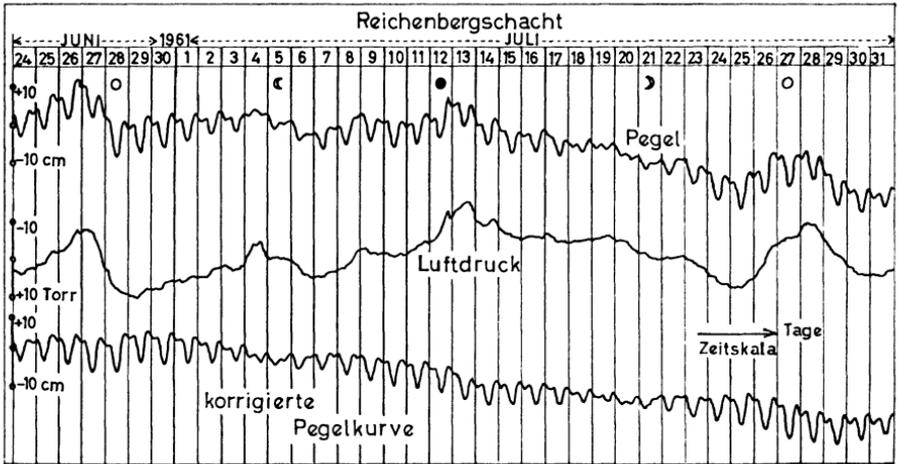


Abb. 1: Parallele Aufzeichnung von Pegelschrieb und Luftdruck (ca. 1:24 verkleinert gegenüber dem Original). Die unterste Kurve stellt die wegen des Luftdrucks korrigierte Pegelkurve dar. Die Mondphasen sind unter den Datumsangaben eingezeichnet.

Die Bewegungen des Pegels gehen aber auch parallel zum Luftdruck. Einer Erhöhung des Luftdrucks entspricht eine Erniedrigung des Wasserspiegels im Schacht (und umgekehrt).

Beiden Einflüssen ist eine etwa sinusförmige jährliche Grundwasserschwingung überlagert. Da das Grundwasser im Juni (Anfang der Meßzeit) seinen Höchststand und im Dezember (Ende der hier bearbeiteten Meßzeit) seinen Tiefststand erreicht, kann dieser Gang linear korrigiert werden.

4. Bestimmung eines Luftdruckäquivalents

Die Größe des Einflusses von atmosphärischen Luftdruckvariationen auf den Schachtwasserstand wurde mit Hilfe zweier verschiedener Methoden bestimmt.

Die erste Methode lieferte die Mittel, kleinere Luftdruckvariationen und vor allem den periodischen Luftdruckgang zu eliminieren: Es wurde versucht, die Luftdruckschwankungen durch Multiplikation mit einem geeigneten Faktor möglichst genau mit der mittleren Pegelkurve (laufende 24-Stunden-Mittel) zur Deckung zu bringen. Dabei ergab sich als optimaler Faktor der Wert 0,7 cm/Torr („mittleres Luftdruckäquivalent“).

Mit Hilfe einer zweiten Methode wurden die Zeiten sehr starker Luftdruckschwankung gesondert untersucht: Alle in der Barographenkurve in den sechs Monaten Meßzeit aufgezeichneten Tiefdruckgebiete mit etwa V-Form wurden mit sechs Stundenwerten vor und nach dem tiefsten Punkt in einer Tabelle synchronisiert. Für die gleichen Stunden wurden die Pegelstände ebenso in einer zweiten Tabelle (Pegeltabelle)

eingetragen und stundenweise gemittelt. Die Minima der Tiefdruckschwankungen verteilen sich statistisch über die Tagesstunden, daher mitteln sich bei der Addition der Spaltenwerte in der Pegeltabelle alle Einflüsse außer denen des Luftdrucks heraus.

Das aus dieser Methode resultierende Luftdruckäquivalent besitzt den Wert $0,45 \pm 0,05$ cm/Torr. — Bei starken Luftdruckänderungen geht der Luftdruck also in wesentlich geringerem Maße in den Schachtwasserstand ein, als das nach den Ergebnissen der ersten Methode zu erwarten wäre.

Auch theoretisch ließ sich ein Luftdruckäquivalent bestimmen: Der unter starkem Druck (17 atü) stehende Lufteinschluß, der noch heute, fast 12 Jahre nach der Überflutung, existiert, deutet darauf hin, daß eine Porosität des Bodens keine Rolle spielt. Nimmt man an, daß keine Verbindung zu anderen unterirdischen Wasserlagern besteht, und behandelt man das Bergwerk wie ein offenes Flüssigkeitsmanometer, so ergibt die Rechnung mit Hilfe des über das Bergwerk vorliegenden reichhaltigen Zahlenmaterials ein Luftdruckäquivalent von 0,4 cm/Torr. Dieser Wert liegt gerade noch in den Fehlergrenzen des Luftdruckäquivalents, das oben nach der Synchronisationsmethode berechnet wurde.

5. Luftdruckkorrektion

Vor der harmonischen Analyse der Wasserstandsmessungen war es wichtig, störende persistente Periodizitäten der Luftdruckschwankung, die mit den zu untersuchenden Gezeiten der festen Erde nichts zu tun haben, aus den Wasserstandsregistrierungen auszuscheiden. Wegen der kleinen Amplituden dieser Wellen (Größenordnung 0,5 Torr) ließ sich das am besten mit Hilfe der ersten in Abschnitt 4 angegebenen Methode ausführen: Es wurden stündliche Luftdruckwerte mit 0,7 cm/Torr multipliziert und zu den gleichzeitigen Wasserstandswerten addiert (Addition, da einem Luftdruckanstieg eine Wasserstandssenkung entspricht und umgekehrt).

6. Zusammenhang zwischen den Gezeiten der festen Erde und den Wasserstandsschwankungen im Reichenbergschacht

Die ganze Erscheinungsform der Wasserspiegelschwankungen im Reichenbergschacht und insbesondere die Abhängigkeit der Pegelamplituden vom gegenseitigen Stand von Mond und Sonne ließ für den Beobachter nur den Schluß zu, daß er es hier mit der Wirkung von Gezeitenkräften zu tun hat.

Der Reichenbergschacht liegt rund 350 km vom offenen Meer entfernt. Einflüsse der Meeresgezeiten waren daher zu vernachlässigen. Da sich weiterhin in dem kleinen Hohlraum des Bergwerks keine selbständigen Gezeiten ausbilden können, ist der vom Luftdruckeinfluß befreite Pegelstand nichts weiter als ein Indikator für die Gezeiten der festen Erde [9], [10].

Den Mechanismus dieser Wirkung der Erdzeiten kann man sich etwa so vorstellen: Bei „Erdflut“ dehnt sich das Gestein, und die Hohlräume in ihm werden größer, d. h., das Wasser im Schacht fällt; bei „Erbebe“ dagegen wird das Gestein zusammengedrückt, die Hohlräume in ihm verkleinern sich, und das Wasser im Schacht steigt. — Nach diesen Überlegungen konnten für die Entscheidung, ob die beobachteten Wasserstandsschwankungen ihren Ursprung in Gezeitenerscheinungen haben, zwei „Kriterien“ aufgestellt werden:

1. Die Pegelwellen und die Erdtiden stehen in Gegenphase, d. h., es ist zwischen ihnen eine Phasendifferenz von 180° zu erwarten.
2. Bei echten Gezeitenerscheinungen müssen die aus den Messungen errechneten Amplitudenverhältnisse (c_n/M_2) mit den entsprechenden theoretischen Tidenverhältnissen (C_n/M_2) übereinstimmen.

7. Theoretische Gezeitenglieder

Für die Berechnung der Gezeiten der festen Erde ist es erlaubt, die statische Gleichgewichtstheorie der Gezeiten anzuwenden. Die theoretischen Gezeitenglieder M_2 , S_2 , N_2 , K_2 ; K_1 , O_1 , P_1 , Q_1 wurden nach der DOODSONSchen Entwicklung berechnet [1], [7]. Die Amplitudenverhältnisse, bezogen auf M_2 (Spalte 6 der Tabelle 1), gelten für die geographische Breite des Reichenbergschachts (51° , 0 N), sie wurden durch Zusammenfassung „verwandter“ Tiden bestimmt [1]. Die theoretischen Phasen Φ_n der zusammengefaßten „verwandten“ Tiden beziehen sich auf den 20. 6. 1961 0^h mittlerer Ortszeit (MOZ). Die Zeitabhängigkeit aller Tiden ist durch $+\cos(\dots)$ ausgedrückt.

8. Harmonische Analyse

Einige Begriffe seien zunächst erklärt: 1 Tide-Tag = 1 Periode bei ganztägigen Tiden = 2 Perioden bei halbtägigen Tiden (z. B. für die M_2 -Tide wird ein Tide-Tag genannt: 1 M -Tag). Jeder Tide-Tag hat 24 Tide-Stunden (1 M -Tag = 24 M -Stunden). Die mittlere Orts-Tide-Zeit bezieht sich auf den Meridian des Reichenbergschachts (9° , 9 E).

Nach der DARWINSchen Methode der harmonischen Analyse [4], [5] (ähnlich der Methode der überlagerten Epochen) konnten aus den vom Luftdruck befreiten stündlichen Pegelwerten von 177 Tagen die tide-stündlichen Durchschnittszeilen für je einen Tide-Tag der verschiedenen zu analysierenden Gezeitenkomponenten errechnet werden. Die DARWINSche Methode wurde ausschließlich zur Ableitung der genannten Mittelwerte verwendet. — Die Abb. 2 und 3 stellen die so für jeweils einen Tide-Tag ermittelten Durchschnittswerte aller acht bearbeiteten Tiden dar. In beiden Abbildungen sind die mittleren Orts-Tide-Zeiten eingetragen, wie sie sich nach der Theorie ergaben. Die Punkte in den Abb. 2 und 3, durch die die Kurven hindurchgezogen sind, repräsentieren die unmittelbar berechneten tide-stündlichen Durchschnittswerte.

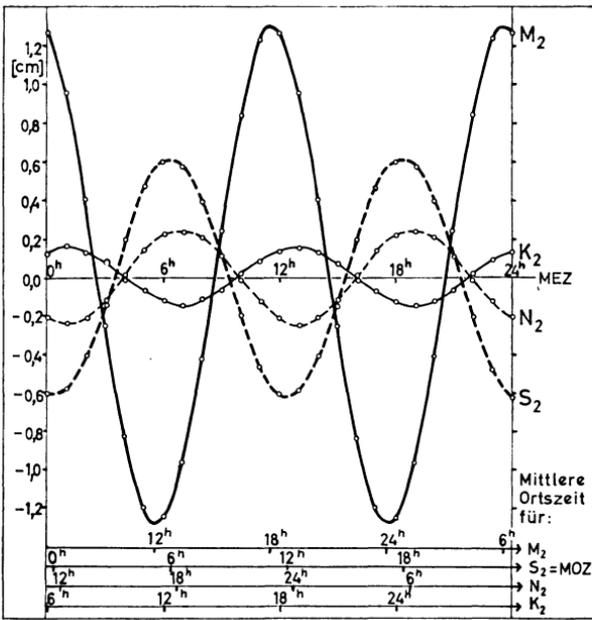


Abb. 2: Halbtägige Tiden (gemittelt aus 177 Tagen). Die Tide-Tage sind für die verschiedenen Tiden gleichlang gezeichnet, d. h. die M_2 - und N_2 -Tiden sind gegenüber S_2 gestaucht und die K_2 -Tide ist in ihrer zeitlichen Länge gedehnt. Der Höhenmaßstab ist für alle Tiden gleich.

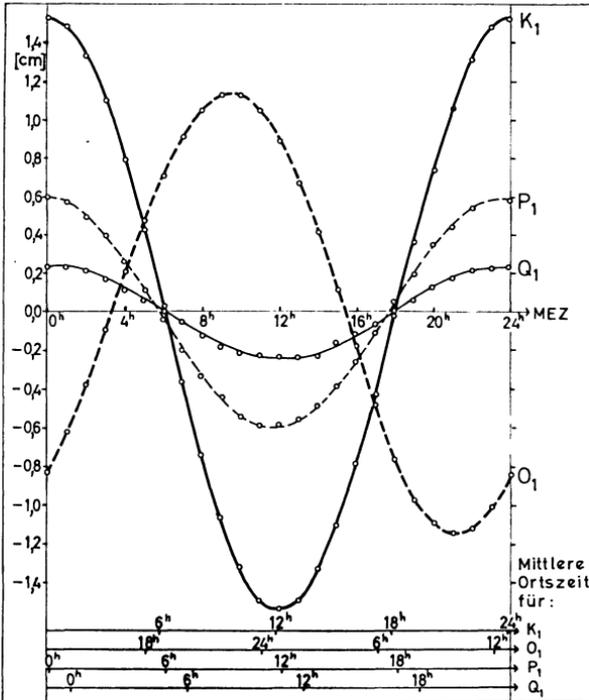


Abb. 3: Ganztägige Tiden (gemittelt aus 177 Tagen). Text vgl. unter Abb. 2.

Tabelle 1: Ergebnis der harmonischen Analyse, den theoretischen Werten gegenübergestellt.

1	2	3	4	5	6
Symbol	Periode in S-Stunden	Ampl. [cm] c_n	$\Phi_n - \varphi_n =$ $\Delta\Phi_n$	$\frac{c_n}{ M_2 } \%$	Theorie $\frac{C_n}{ M_2 } \%$
M_2	12 ^h 42	1,30	183,1	100	100
S_2	12, 00	0,60	182,0	46,1	45,2
N_2	12, 66	0,25	186,9	19,2	17,8
K_2	11, 97	0,15	202,7	11,5	9,5
K_1	23 ^h 93	1,55	178,9	119,2	124,8
O_1	25, 82	1,14	152,3	87,7	84,6
P_1	24, 07	0,60	173,2	46,1	46,3
Q_1	26, 87	0,24	161,5	18,4	16,2

In Tabelle 1 wurden weiter die Ergebnisse der harmonischen Analyse der Durchschnittswerte der einzelnen Gezeitenwellen angegeben: In Spalte 1 sind die Symbole der analysierten Tiden und in Spalte 2 deren Perioden in Sonnenstunden eingetragen. In der 3. Spalte stehen die mit Hilfe der Analyse gewonnenen Amplituden der Gezeitenkomponenten. Die Werte $\Delta\Phi_n = \Phi_n - \varphi_n$ in Spalte 4 bedeuten die Differenzen der theoretischen Phasen Φ_n der zusammengefaßten verwandten Tiden und der aus den Messungen durch die harmonische Analyse berechneten Phasen φ_n . Die Phasendifferenzen $\Delta\Phi_n$ sollten nach dem Kriterium 1 (Abschnitt 6) gleich 180° sein (ein Wert von $\Delta\Phi_n > 180^\circ$ bedeutet dabei eine Verspätung der gemessenen gegenüber der theoretischen Gezeitenwelle). — Aus Tabelle 1, Spalte 4 ergibt sich tatsächlich, daß die Forderung des Kriteriums 1 gut erfüllt ist, abgesehen von den kleinen, schwer zu isolierenden Tiden K_2 und Q_1 .

Die deutlichste Abweichung von der Theorie zeigt O_1 , sein Maximum erscheint um fast zwei Stunden zu früh. Das ist deshalb hervorzuheben, da O_1 eine Tide mit relativ großer Amplitude und stark vom Sonntag abweichender Periode ist. Die DARWINsche Methode müßte also gerade für O_1 recht gut mit der Theorie übereinstimmende Werte liefern. — Vielleicht kann man diese Abweichung mit einer Theorie über den Einfluß der eintägigen sektoriellen Gezeitenwellen auf den flüssigen Erdkern von H. JEFFREYS erklären [7].

Um auch das Kriterium 2 (Abschnitt 6) zur Prüfung der Ergebnisse anzuwenden, sind in den Spalten 5 und 6 der Tabelle 1 die gemessenen (c_n/M_2) und die theoretischen (C_n/M_2) Amplitudenverhältnisse gegenübergestellt. Auch hier wurde bei den meisten Tiden eine gute Übereinstimmung mit der Theorie gefunden.

9. Genauigkeit der berechneten Gezeitenkomponenten

Um festzustellen, mit welcher Genauigkeit sich die im vorangehenden abgeleiteten Tiden angeben lassen, wurde die sechsmonatliche Beobachtungszeit in einzelne auf-

einanderfolgende Abschnitte zerlegt, und aus diesen wurden für die oben berechneten Tiden die tide-stündlichen Durchschnitte bestimmt.

Für die Tiden M_2 und S_2 lagen zur Mittelwertbildung monatliche und für alle übrigen Gezeitenglieder zweimonatliche Intervalle zugrunde; die Tiden N_2 , K_1 , O_1 , Q_1 lassen sich mit Hilfe der DARWINSchen Methode aus nur einem Monat nicht isolieren. Da die Perioden der P_1 - und K_2 -Wellen beinahe mit denen des Sonntages kommensurabel sind, können diese Tiden erst aus einer Beobachtungszeit von mindestens einem halben Jahre einigermaßen sicher analysiert werden. Die K_1 -Tide läßt sich nur wegen ihrer relativ großen Amplitude schon aus zweimonatlichen Abschnitten isolieren (wenn auch mit geringer Genauigkeit).

Die genannten monatlichen und zweimonatlichen Mittelwerte (außer denen von P_1 und K_2) wurden harmonisch analysiert und die Ergebnisse dieser Analysen in den Tabellen 2 und 3 zusammengestellt. Außerdem sind die Phasen und Amplituden in zwei Periodenuhren (Abb. 4 und 5) verdeutlicht, in die zum Vergleich auch die halbjährlichen Werte von P_1 und K_2 aufgenommen sind.

Als Fehler von M_2 und S_2 wurden in Tabelle 2 die mittleren (quadratischen) Abweichungen des halbjährlichen Werts berechnet. Aus der Periodenuhr (Abb. 4) konnte der wahrscheinliche Fehler entnommen werden (Fehlerkreis, in dem die Hälfte der Werte liegt).

Für die übrigen Tiden wurden die maximalen Fehler angegeben, wie sie den Amplituden- und Phasenunterschieden der Abschnittsergebnisse in Tabelle 3 entsprechen.

Tabelle 2: Monatliche Analyse von M_2 und S_2 . Wahrscheinlicher Fehler \cong Fehlerkreis, in dem die Hälfte der Werte liegen.

Nr.	M_2		S_2	
	c_2 [cm]	ψ_2	c_2 [cm]	ψ_2
1	1,28	185 ⁰ 4	0,48	194 ⁰ 7
2	1,31	181,8	0,56	192,5
3	1,28	177,8	0,66	183,9
4	1,32	181,1	0,73	174,7
5	1,28	183,2	0,74	175,6
6	1,35	194,2	0,61	174,5
Harmonische Analyse der „monatlichen“ Durchschnittswerte				
Halbjährliche Analyse (Tabelle 1)	1,30	183 ⁰ 1	0,60	182 ⁰ 0
Mittlere Abweichung der „monatlichen“ Werte	$\pm 0,03$ $\cong \pm 2,0\%$	$\pm 5^0,2$	$\pm 0,10$ $\cong \pm 16,1\%$	$\pm 8^0,4$
Mittlere Abweichung des „halbjährlichen“ Werts	$\pm 0,01$ $\cong \pm 0,8\%$	$\pm 2^0,1$	$\pm 0,04$ $\cong \pm 6,6\%$	$\pm 3^0,4$
Wahrscheinlicher Fehler	$\pm 0,06$ $\cong \pm 4,6\%$	$\pm 2^0,0$	$\pm 0,12$ $\cong \pm 20\%$	$\pm 12^0$

Tabelle 3: Zweimonatliche harmonische Analyse der Tiden N_2 , K_1 , O_1 , Q_1 .

Nr.	N_2		K_1		O_1		Q_1	
	c_2 [cm]	ψ_2	c_1 [cm]	ψ_1	c_1 [cm]	ψ_1	c_1 [cm]	ψ_1
Zweimonatl. I	0,27	206 ⁰	1,7	10 ⁰	1,03	335 ⁰	0,22	351 ⁰
harmonische II	0,27	172	1,2	2	1,20	334	0,19	349
Analyse III	0,22	176	1,8	— 14	1,22	329	0,32	329
Halbjährliche harmonische Analyse (Tab. 1)	0,25	187 ⁰	1,55	— 1 ⁰	1,14	332 ⁰	0,24	342 ⁰
Maximale Abweichung vom halbjährl. Wert	$\pm 0,03$ $\cong \pm 12\%$	$\pm 19^0$	$\pm 0,3$ $\cong \pm 19\%$	$\pm 13^0$	$\pm 0,1$ $\cong \pm 8,8\%$	$\pm 4^0$	$\pm 0,08$ $\cong \pm 33\%$	$\pm 13^0$

Die DARWINSche Methode erreicht, wenn mit ihrer Hilfe ganz- und halbtägige Gezeitenperioden isoliert werden sollen, erst dann ihre volle Wirksamkeit und Genauigkeit, wenn Beobachtungswerte von etwa einem halben Jahre vorliegen. Daher bedeuten die in den Tabellen 2 und 3 angegebenen Schwankungen in der Größenordnung die maximalen Fehler, mit denen die aus den halbjährlichen Durchschnitten berechneten Komponenten behaftet sein können.

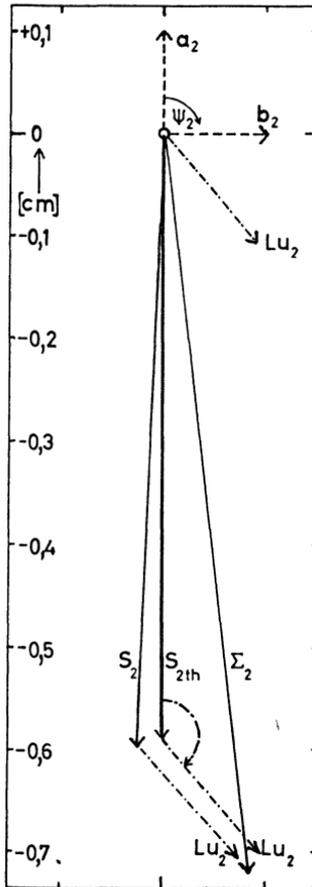
10. Untersuchung der nicht gezeitenbedingten Effekte

Es wurde auch untersucht, welchen Einfluß die Luftdruckgezeiten auf den Schachtwasserstand haben und ob neben dem Luftdruck noch andere Einflüsse das Gezeitenbild im Wasserstand des Reichenbergschachts stören.

Soweit man hier von persistenten (atmosphärischen) Luftdruckperioden sprechen kann, sind diese mit dem Sonnentag kommensurabel, denn die kleine mondtägige Druckwelle [2] kann keinen für das vorliegende Problem wesentlichen Einfluß auf den Schachtwasserstand nehmen. — Luftdruckschwankungen stören daher bei längeren Beobachtungsreihen im Mittel vor allem das halbtägige Hauptsonnenglied S_2 .

Sowohl der Luftdruck nach den Registrierungen in Göttingen als auch die unkorrigierte Pegelkurve wurden aus den sechs Monaten nach sonnentägigen Perioden harmonisch analysiert.

Die Abb. 6 zeigt das Ergebnis in einer Periodenuhr für die Wellen Σ_2 , S_2 und Lu_2 . Σ_2 ist das zweite harmonische sonnentägige Glied der unkorrigierten Pegelkurve und S_2 das der korrigierten Pegelkurve; Lu_2 ist die halbtägige Luftdruckwelle, die mit der Amplitude in Zentimeter gezeichnet ist, mit der sie wegen des Luftdruckkorrektionsfaktors 0,7 cm/Torr in den Schachtwasserstand eingehen sollte. S_{2th} repräsentiert den Wert, den S_2 haben müßte, wenn die Amplitude von M_2 (= 1,30 cm nach Tabelle 1)

Abb. 6: Periodenuhr für Σ_2 , S_2 und Lu_2 .

und das theoretische Verhältnis $S_2/M_2 = 0,452$ als gültig vorausgesetzt werden. Dann wird die Amplitude von S_2 (theoretisch) gleich 0,59 cm, und S_2 hat nach der Theorie (Kriterium 1, Abschnitt 6) die Phase 180° .

Die Abb. 6 bestätigt, daß durch Addition von Lu_2 zu S_2 , also einer Umkehrung des Luftdruckkorrektionsvorgangs, fast genau die „unkorrigierte“ Tide Σ_2 herauskommt.

Da also die Welle S_2 gegenüber der unkorrigierten Welle Σ_2 recht gut mit dem theoretisch erwarteten Wert S_{2th} übereinstimmt, kann man annehmen, daß durch die Luftdruckkorrektur in Abschnitt 5 die halbtägige Luftdruckwelle aus den Pegelwerten genügend gut eliminiert ist und keine weiteren das Gezeitenbild störenden Einflüsse mit halbtägiger Periode und nennenswerter Amplitude in den korrigierten Pegelwerten mehr enthalten sind.

Ganz anders liegt der Fall bei den eintägigen Wellen. Es ergeben sich hier bei der harmonischen Analyse sowohl der wegen des Luftdruckes korrigierten als auch der unkorrigierten Pegelkurven „ S_1 -Wellen“ mit Amplituden von etwa 0,6 cm. Die statische Gleichgewichtstheorie der Gezeiten dagegen führt nur zu S_1 -Wellen mit verschwindend kleiner Amplitude. Auch die eintägige Luftdruckwelle hat in der bearbeiteten Beobachtungszeit eine unbedeutend kleine Amplitude. Die gemessene S_1 -Welle kann aber auf andere Weise (zumindest qualitativ) erklärt werden: Die K_1 - und P_1 -Wellen haben Perioden, die sich von der des Sonnentages so wenig unterscheiden (s. Tabelle 1, Spalte 2), daß sie sich auch bei einer halbjährlichen harmonischen Analyse nach Sonnentagen nicht annähernd eliminieren lassen.

11. Änderung des Wasservolumens im Schacht

Die in Tabelle 1 angegebenen Amplituden der gemessenen Gezeitenkomponenten haben nur bei bekanntem Querschnitt des Schachts vergleichenden Sinn gegenüber den Wasserstandsmessungen in anderen Brunnen. Der Reichenbergschacht hat einen Querschnitt von 19,25 m². Damit lassen sich die Amplituden aus Tabelle 1 in m³ umrechnen:

M_2	S_2	N_2	K_2	K_1	O_1	P_1	Q_1	
0,250	0,115	0,050	0,029	0,300	0,220	0,115	0,046	m ³

Die Gezeitenamplituden im betrachteten unterirdischen Wasserlager erreichen also recht große absolute Beträge gegenüber anderen Erscheinungsformen der Gezeiten der festen Erde.

Literatur

- [1] BARTELS, J.: Gezeitenkräfte; Hdb. d. Physik XLVIII, Geophys. II, Springer 1957.
- [2] Ders.: Über die atmosphärischen Gezeiten; Veröff. Preuß. Meteor. Inst.; Abh. Bd. VIII, Nr. 9.
- [3] Ders.: Der lokale Anteil in der täglichen Luftdruckschwankung; Beitr. z. Phys. d. freien Atmosph. XI, 1924.
- [4] BÖRGEN, C.: Die harmonische Analyse der Gezeitenbeobachtungen; Ann. d. Hydrographie, Berlin 1884.
- [5] DARWIN, G.: Bewegung der Hydrosphäre; Enzykl. d. math. Wiss. Bd. VI, 1.
- [6] DOODSON, A.: The Harmonic Development of the Tide-Generating Potential; Proc. Roy. Soc. London, Sec. A, 100, 1922.
- [7] JEFFREYS, H.: Dynamic Effects of a Liquid Core; Month. Not. Roy. Astr. Soc. 109 (6), London 1949, 110 (5), London 1950.
- [8] KORB, H.: Über die Analyse der Schwankungen des Grundwasserspiegels in dem überfluteten Bergwerk Sontra; Z. f. Geophys. 27, 1961.
- [9] MELCHIOR, P.: Gezeiten in unterirdischen Flüssigkeiten; Erdöl + Kohle 13, Hamburg 1960.
- [10] Ders.: Earth Tides; Advances in Geophysics Bd. IV., Acad. Press. I.N.C. New York 1958.
- [11] Ders.: Sur l'effet des marées terrestres dans les variations de niveau observés dans les puits; Com. Obs. Roy. Belg. 108, Sér. Géophys. 37; Bruxelles 1956.

Briefe an den Herausgeber

Zur Verwendung des radioaktiven Kollektors in der luftelektrischen Meßtechnik

In dieser Zeitschrift ist kürzlich eine Diskussion über den radioaktiven Kollektor und seine Verwendbarkeit in der luftelektrischen Meßtechnik entstanden (s. G. RÖNIGKE, 1962, und H. DOLEZALEK, 1964), zu der einige Bemerkungen gestattet seien.

G. RÖNIGKE berichtet über Schwierigkeiten bei der Verwendung solcher Kollektoren in luftelektrischen Radiosonden, deren Zustandekommen er dadurch erklärt, daß sich beim unvermeidlichen Pendeln des Radiosondengespannes die beiden von den Kollektoren erzeugten Ionenfahnen überschneiden und dabei die Potentialdifferenz zwischen den beiden Kollektoren merklich verkleinern. Er zieht daraus den Schluß, daß „die Wirkung des radioaktiven Kollektors auf die Troposphäre begrenzt“ ist und „bereits in der unteren Stratosphäre ihre Funktionsfähigkeit“ verliert.

H. DOLEZALEK bespricht in einer Stellungnahme dazu insbesondere die möglichen Konsequenzen dessen für Potentialgefällemessungen in Bodennähe. Nach Abschätzungen über die Ausdehnung, die Lebensdauer und die Wiederauflösung der von einem Kollektor erzeugten Ionenfahne kommt er zu der Schlußfolgerung, daß „die Feldmessung mit dem radioaktiven Kollektor, in diesen Grenzen, einwandfrei“ ist.

Ohne auf die Einzelheiten der Diskussion einzugehen, sei zur Beurteilung der Verwendbarkeit radioaktiver Kollektoren folgendes gesagt:

Ein radioaktiver Kollektor bedingt als Ionenerzeuger *in jedem Falle* eine Störung der luftelektrischen Verhältnisse. Wie groß die Störung im einzelnen ist, läßt sich *nicht* generell feststellen, da sie in der Regel aus dem Zusammentreffen der Leitfähigkeitsveränderung mit anderen Störeinflüssen resultiert. Aus diesem Grunde können Abschätzungen über die Gegebenheiten der Ionenfahne, wie sie mehrfach versucht worden sind (s. z. B. auch H. ISRAËL, 1939 und 1950), allein keine befriedigende Beurteilung ergeben.

Es ist aus diesen Gründen schon mehrfach die Empfehlung gegeben worden, von der Verwendung radioaktiver Kollektoren bei luftelektrischen Untersuchungen künftig abzusehen (s. u. a. H. ISRAËL, 1963), doch läßt sich dem gegenüber einwenden, daß damit auf eine sehr einfache und sehr bequem zu handhabende Meßmethode verzichtet wird, mit der zudem ein Großteil der heutigen Kenntnisse über das luftelektrische Feld gewonnen ist.

Trotzdem scheint es heute an der Zeit, endlich die Kollektormethode fallen zu lassen, um so mehr, als sowohl für die Messungen in Bodennähe wie für solche in der freien Atmosphäre heute bessere und erprobte Meßmethoden zur Verfügung stehen (s. z. B. die Radiosondenverbesserungen von H. HATAKEYAMA und Mitarbeiter, 1958, O. C. JONES und Mitarbeiter, 1958; D. R. CURRIE and K. S. KREIELSHEIMER, 1960, und für Bodenmessungen die „Methode der Feldmessung mit inaktiver Antenne“ von W. D. CROZIER, 1963).

Dozentur für Geophysik und Meteorologie der TH Aachen

HANS ISRAËL

Literatur

- CROZIER, W. D.: 1963, Measuring atmospheric potential with passive antenna, *Journ. of Geophys. Res.* **68**.
- CURRIE, D. R., and K. S. KREIELSHEIMER: A double field mill for the measurement of potential gradients in the atmosphere. *J. Atm. Terr. Phys.* **19**.
- DOLEZALEK, H.: 1964, Der radioaktive Kollektor bei luftelektrischen Sondierungen, *ZS f. Geophys.* **30**.
- HATAKEYAMA, H., J. KOBAYASHI, T. KITAOKA, and K. UCHIKAWA: 1958, A radiosonde instrument for the measurement of atmospheric electricity and its flight results. In: *Recent Advances in Atmospheric Electricity (Proc. Sec. Conf. Atmosph. Electr., Portsmouth, N. H., edited by L. G. Smith)*, Pergamon Press, 119—135.
- ISRAËL, H.: 1939, Gedanken und Vorschläge zur luftelektrischen Arbeit. *Wiss. Abh. Reichsamt f. Wetterdienst.* **V**, Nr. 12.
- ISRAËL, H.: 1950, Zur Methodik luftelektrischer Messungen III. Aerologische Meßmethoden. *Wiss. Arb. d. Dt. Meteor. Dienstes i. franz. Besatz.* **2**, 20—31.
- ISRAËL, H.: 1963, Problems of Fair Weather Electricity, *Third International Conference on Atmospheric and Space Electricity held at Montreux/Switzerland, 6. bis 10. 5. 1963* (in press).
- JONES, O. C., R. S. MADDEVER, and J. H. SANDERS: 1958, Radiosonde measurement of vertical electric field and conductivity in the lower atmosphere. In: *Recent advances in atmospheric electricity (Proc. Sec. Conf. Atmosph. Electr., Portsmouth, N. H. edited by L. G. Smith)*, Pergamon Press.
- RÖNCKE, G.: 1962, Erfahrungen mit luftelektrischen Sondierungen in der freien Atmosphäre, *ZS f. Geophys.*, **28**.

Methode zur Interpretation magnetischer Flächenvermessungen durch Berechnung des Oberflächenreliefs einer magnetisierten Schicht

Die Störwerte (ΔT oder ΔZ) des Magnetfeldes in den Eckpunkten eines Quadratnetzes, z. B. 25×25 Punkte in einem Quadrat mit 100 km Seitenlänge, werden interpoliert durch eine endliche Fourierreihe, deren Glieder von x (Nord) und y (Ost) abhängen, wobei die Anzahl der Koeffizienten gleich der Anzahl der Netzkpunkte ist (Lit.). Das allgemeine Glied der Fourierreihe:

$$P_m^{(k)} \cos \frac{2\pi}{\Lambda} (kx + my)$$

(Λ Länge der ganzen Quadratseite; k, m ganze Zahlen), das eine sinusförmige Verteilung des Magnetfeldes in der Meßebeane darstellt (Feldwelle), wird interpretiert als Feld einer sinusförmig gewellten Oberfläche einer homogen magnetisierten Platte (Reliefwelle) mit der Amplitude

$$t_m^{(k)} = \frac{\Lambda}{2\pi\sqrt{k^2 + m^2}} \sin h^{-1} \frac{P_m^{(k)}}{8\pi J \Delta_m^{(k)} \exp[-(2\pi z \sqrt{k^2 + m^2})/\Lambda]} \quad (1)$$

(J Magnetisierung der Platte, \bar{z} mittlere Tiefe ihrer Oberfläche unter der Meßebeane, $\Delta_m^{(k)}$ Faktor zur Projektion der wirksamen Magnetisierung in die magnetische Meridian-Ebene). Die Phase der Reliefwelle ist gegenüber einer ΔT -Feldwelle um $2I' - \pi$ in nördlicher Richtung zu verschieben (I' Projektion der Inklination in die Normalebene der Welle). Zur Interpretation der ganzen Interpolationsfunktion wird zunächst eine Reliefwelle nach (1) konstruiert. Zur Berechnung aller folgenden Reliefwellen wird in jedem Punkt die durch die Addition der vorangegangenen Wellen erhaltene Tiefe als \bar{z} in (1) eingesetzt. Man erhält damit eine modulierte Reliefwelle, die in einem Tal eine größere Amplitude als auf einem Berg hat. Die Amplituden des so erhaltenen ganzen Reliefs dürfen die Größenordnung seiner mittleren Tiefe haben. Die Rechenzeit für 625 Punkte beträgt auf einer Rechenmaschine IBM 7090 ca. 5 Minuten.

Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung, Hannover

ALBRECHT HAHN

Literatur

VESTINE, E. H. and N. DAVIDS: Analysis and Interpretation of Geomagnetic Anomalies. — Terr. Mag. 50, p. 1—36, 1945.

Buchbesprechungen

C. DE WITT, J. HIEBLOT, and A. LEBEAU: „*Geophysics: The Earth's Environment. Lectures Delivered at Les Houches during the 1962 Session of the Summer School of Theoretical Physics, University of Grenoble.*“ Gordon and Breach, Science Publishers, New York, London 1963, 624 Seiten. Kart. \$ 8,50; Ln. \$ 10,50.

Das Buch enthält die Zusammenstellung der Vorlesungen, die im Rahmen der Sommerschule für Theoretische Physik der Universität Grenoble vom 1. 7. bis 26. 8. 1962 in Les Houches von zehn verschiedenen Professoren in englischer und französischer Sprache gehalten wurden. Die einzelnen, in sich geschlossenen Beiträge entsprechen dem Stoff, der in 10, 15 oder 20 normalen Vorlesungsstunden behandelt wurde.

Das erste Kapitel, das einige grundlegende Theorien der Geophysik bringt, enthält Beiträge von: J. F. DENISSE, Paris. „Introduction à l'Electrodynamique des Plasmas“. K. G. BUDDEN, Cambridge (England). „Lectures on Magnetoionic Theory“. J. W. CHAMBERLAIN, Chicago. „Motions of Charged Particles in the Earth's Magnetic Field“. R. BENOIT, Paris. „La Diffusion des Ondes Electromagnétiques par les Plasmas“.

Das zweite Kapitel befaßt sich mit dem Aufbau, der Ionisation und den Leuchterscheinungen der Atmosphäre bis zum interplanetarischen Raum und bringt Beiträge von: M. NICOLET, Brüssel. „La Constitution et la Composition de l'atmosphère Superieure“. G. J. F. MACDONALD, University of California. „Structure of the Ionosphere“. D. BARBIER, Paris. „Introduction à l'étude de la Luminescence Atmosphérique et de l'aurore Polaire“.

Das dritte und letzte Kapitel befaßt sich mit Störungen solaren Ursprungs, verschiedenen Wellenerscheinungen, sowie deren Wechselwirkungen mit dem die Erde umgebenden Raum, mit Beiträgen von: S. CHAPMAN, Boulder (USA). „Solar Plasma, Geomagnetism and Aurora“. J. W. DUNGEY, Aldermaston (England). „The Structure of the Exosphere or Adventures in Velocity Space“. R. GALLET, Boulder (USA). „Whistlers“. G. J. F. MACDONALD (USA). „Motions in the High Atmosphere“.

Die einzelnen Beiträge geben zunächst eine kurze, aber umfassende Einführung in das betreffende Sachgebiet, um dann ziemlich schnell zu spezielleren Problemen überzugehen. Es werden dabei schon die neuesten Erkenntnisse benutzt, die bis zum Jahr 1962 aus Raketen- und Satellitenmessungen gewonnen wurden. So ist es dann auch ganz natürlich, daß darauf aufbauend, hauptsächlich in dem Beitrag von J. W. DUNGEY, neue Hypothesen gebracht werden, die uns zumindest die Grenzen unseres heutigen Wissens klar vor Augen führen können, wenn sie uns auch sonst nicht immer ganz überzeugen können. Obwohl ein oder zwei Beiträge in Form und Inhalt etwas gegen das Niveau der anderen abfallen, bleibt der Gesamteindruck des Buches gut. Die Tatsache, daß es zur Zeit nicht nur die umfassendste Einführung in diese zum Teil noch recht jungen Gebiete der Geophysik gibt, sondern auch durch zahlreiche Literaturhinweise gute Möglichkeiten für intensivere Studien einzelner Probleme bietet, macht dieses Buch recht empfehlenswert.

G. HARTMANN

J. J. VON LITROW: *Die Wunder des Himmels*. 11. Aufl., vollst. neubearb. v. Univ.-Prof. Dr. KARL STUMPF. Dümmler, Bonn 1963. 712 Seiten mit 314 Abb. und 25 Kunstdrucktafeln. gr.-8^c. Ln. DM 38,—.

Seit dem Erscheinen der 10. Auflage dieses Buches im Jahre 1938 hat die Astronomie große Fortschritte zu verzeichnen gehabt, insbesondere durch die Ausbildung einer verfeinerten und leistungsfähigen Meßtechnik. So wurde z. B. 1948 das bislang größte Fernrohr der Erde eingeweiht, das Fünf-Meter-Spiegelteleskop des Mount-Palomar-Observatoriums. Deshalb ist es sehr zu begrüßen, daß nicht nur eine verbesserte Neuauflage, sondern ein vollständig neu-

bearbeitetes Werk erschienen ist, das in umfassender Weise dem Leser einen Überblick vermitteln kann über die moderne Astronomie, über das Forschungsgebiet, das wohl am meisten, auch heute noch, der Anteilnahme vieler Menschen, insbesondere junger, sicher ist.

Den Gedanken LITROW's aufzugreifen und die geschichtliche Entwicklung der Vorstellungen über die Erscheinungen des Himmels an den Anfang zu stellen, um so in lebendiger Art darzustellen, wie Menschen vergangener Epochen die Wunder des Himmels erlebt haben, muß als glücklich bezeichnet werden. Allerdings liest sich der Text so, als ob die Menschen damals schon in der Weise gedacht hätten wie wir heute. Es ist aber sicher, daß die ptolemäische Weltanschauung mehr bedeutet hat als nur den geozentrisch-physikalischen Aspekt; die geistigen Hintergründe werden heute einfach nicht mehr berücksichtigt. Der ganz der naturwissenschaftlichen Denkweise verhaftete Mensch sollte jedoch immer an das tiefgründige Gespräch zwischen Faust und Wagner denken, in dem Faust dem „modernen Gelehrten Wagner“ auf sein „wie wir's zuletzt so herrlich weit gebracht“ antwortet: „Oh ja, bis an die Sterne weit. Mein Freund, die Zeiten der Vergangenheit sind uns ein Buch mit sieben Siegeln. Was ihr den Geist der Zeiten heißt, das ist im Grund der Herren eigner Geist, in dem die Zeiten sich bespiegeln“.

Das Buch ist sehr übersichtlich gestaltet. Die vier Teile: Geschichte und Grundlagen der Himmelskunde, Das Sonnensystem, Die Welt der Fixsterne und Das Weltall in Raum und Zeit sind wiederum in Kapitel und Abschnitte wohlgegliedert, so daß der Leser sich schnell zurechtfindet.

Auch der Zusammenhang zwischen Geophysik und Astronomie findet seinen Ausdruck in mehreren Abschnitten, z. B. über die Lufthülle der Erde, den Erdmagnetismus oder den Vorstoß in den Weltraum.

Die Darstellung ist klar und gut lesbar und wird durch viele Abbildungen und Tafeln hervorragend unterstützt. Ein Namensverzeichnis, ein Sachverzeichnis und ein Anhang mit Tabellen wichtiger Daten über Erde, Mond, Planeten usw. ergänzen den Text.

Wer also einen guten Überblick über das Gebiet der modernen Astronomie sucht oder auch das Wichtigste über ein einzelnes Gebiet erfahren möchte, dem gibt das Buch wissenschaftlich exakt und relativ leicht verständlich Auskunft.

H. SCHWENTEK

W. GERLACH: *Die Sprache der Physik*. Dümmler, Bonn 1962. 80 Seiten. 8°. Kart. DM 4,80.

Das Büchlein ist aus einem Vortrag hervorgegangen und als Band 5 einer mathematisch-naturwissenschaftlichen Taschenbuchreihe erschienen, deren Aufgabe es sein soll, auf die Grundlagen des gegenwärtigen Geisteslebens aufmerksam zu machen. Mit zahlreichen Beispielen wird gezeigt, wie sich in den Naturwissenschaften gebrauchte Wörter im Laufe der Jahrhunderte gewandelt haben; so wird z. B. manches von dem, was mit dem Worte Physik verbunden ist, dargestellt. Ferner findet man Angaben über die Herkunft und die Verwendung zahlreicher allgemeiner Fachwörter (°Celsius, hygroskopisch, pond, WQ u. v. a.). Auch auf die von Modellvorstellungen ausgehende Ausdrucksweise wird hingewiesen, und es wird bemerkt, daß sich der Als-Ob-Anschauungsweise der Physiker entsprechend auch eine „Sprache“ oder Ausdrucksweise entwickelt hat. (Aber immer handelt es sich doch um die Sprechweise der Physiker und niemals um „die Sprache der Physik“. „Die Sprache der Kunst und der Natur“, ja; aber die Sprache der Physik?)

Im letzten Abschnitt wird darauf hingewiesen, daß die Ergebnisse der Physik nicht nur das geistige und materielle Leben umgestaltet haben, sondern auch die Ausdrucksweise der Menschen; z. B.: „Eine Suppe hat kein *Atom* Fett“, „militärisches *Vakuum*“. Und schlimmer noch: Während in der Technik früher viele Wörter von der Menschengestalt entlehnt wurden (*Zahnrad*, *Schwingungsbauch*), spielt sich heute der umgekehrte Vorgang ab; man entnimmt für menschliches Handeln Ausdrücke aus der Technik: „Menschenmaterial, Staatsmaschine“.

„Eine solche technische Sprache entstammt einem enthumanisierten Denken, und es ist kein Zweifel, daß durch ihren Gebrauch die Enthumanisierung verbreitet und beschleunigt wird.“ Weil die Sprache erst eine Folge der Denkweise ist, muß aber doch nicht primär die Sprache, sondern die *Denkweise* geändert werden!

Das Büchlein ist für jeden, der sich mit den Grundlagen der modernen Physik beschäftigt, sicherlich anregend, insbesondere dann, wenn er sich des nominalistischen Charakters der Physik bereits bewußt geworden ist.

H. SCHWENKEK

E. HARDTWIG: Theorien zur mikroseismischen Bodenunruhe. 302 Seiten, 72 Abbildungen, 16 Tabellen. Leipzig 1962.

„Das Problem der Mikroseismik“ läuft — nach des Autors Worten — „heute wie damals auf die Frage hinaus, welcher Art der Zusammenhang zwischen Mikroseismik und Luftdruckminimum sei“. Die Aufdeckung der verbindenden Kausalkette sei die noch ausstehende Lösung des Problems. Man muß E. HARDTWIG, der die Entwicklung dieses an offenen Fragen reichen Forschungsgebietes von frühen Stadien an miterlebt hat, dankbar für die vorliegende Darstellung sein. Er hat den Versuch unternommen, aus der unübersehbaren Fülle der bisher vorliegenden Arbeiten eine Auswahl zu treffen und an dieser jene Kausalkette mit den Mitteln des physikalisch denkenden Synoptikers herauszuarbeiten, soweit dies beim gegenwärtigen Stand der Forschung möglich ist. Dabei zieht er — was naheliegt — auch seine eigene Theorie der Plattenschwingungen zu Rate. Das hier zu referierende Ergebnis seiner Bemühung ist ein stattlicher Band von rund 300 Seiten geworden und wird in 5 Abschnitte gegliedert, deren wesentliche Inhalte kurz angegeben sein mögen. — Im 1. Abschnitt werden Beobachtungstatsachen und Erfahrungen dargestellt, wobei keine aufzählende Berichterstattung, sondern im Hinblick auf das Ziel der theoretischen Deutung eine kritische, oft mit interessanten Gedanken vorgetragene Besprechungsform gewählt ist. Nach den üblichen Begriffsbestimmungen, wobei auch andere Arten von Bodenunruhe (z. B. Industrie- und Verkehrsruhe) kurz erwähnt werden, werden Intensitätsmaße, Charakter und Intensität der Bodenbewegungen in Abhängigkeit von Raum und Zeit, das Problem der Barrieren, Periodenspektren, die Frage der Periodenverlängerung, Zusammenhänge zwischen Amplitude und Periode, die Natur der Mikroseismikwellen und das Thema Mikroseismik und Kaltfronten behandelt. — Der 2. Abschnitt ist den älteren Theorien zur Deutung der Mikroseismik gewidmet. Neben der WIECHERTSchen Brandungshypothese, welcher HARDTWIG mit guten Gründen am meisten zuneigt, wird ebenso ausführlich die Tiefkernhypothese dargestellt. Sicherlich mit Recht wird darauf hingewiesen, daß Beobachtungsmaterial zur Stützung der Tiefkernhypothese wegen der meistens gleichzeitig vorhandenen Brandungsunruhe schwer zu beschaffen sei. Die Beobachtungen mit Dreieckstationen werden ausführlich und kritisch behandelt. — Im 3. Abschnitt gibt HARDTWIG einen umfassenden Überblick über den Stand der Theorie der Meereswellen. Als wichtige Feststellung des Autors sei herausgegriffen, daß die infinitesimale Theorie der Schwerwellen für die Deutung der Mikroseismik versagen müsse. — Auch der 4. Abschnitt befaßt sich noch mit den Meereswellen, und zwar mit den Beobachtungen, wobei besonders auf die für die Mikroseismik sehr bedeutungsvollen Periodenspektren eingegangen wird. Die Zusammenhänge zwischen Wind und Meereswellen werden gründlich diskutiert. — Der 5. Abschnitt, der letzte und längste (Umfang: $\frac{1}{3}$ des Buches), enthält den eigentlichen Kern, nämlich die Darstellung und kritische Abwägung der neueren Theorien zur Deutung der Mikroseismik. Berücksichtigt werden die Theorien von LONGUET-HIGGINS, von PRESS und EWING und schließlich die ältere und neuere Fassung der Theorie von HARDTWIG selbst. Am Schluß werden noch GUTENBERGS Vermutung, daß die Mikroseismik aus Kanalwellen bestehen könne, und ferner einige Arbeiten italienischer und englischer Forscher näher betrachtet und diskutiert. — Es ist nicht möglich, in diesem groben Überblick auch nur

annähernd einen Eindruck von der Fülle des behandelten Stoffes und der Vielfalt der kritischen Gedanken, Vorschläge und Ideen des Verfassers zu vermitteln. Einige Bemerkungen seien zur Charakterisierung des Buches gestattet: Trotz der Bemühung des Autors, die Stoffauswahl möglichst repräsentativ zu treffen, ist eine gewisse Einseitigkeit insofern gegeben, als jene Beobachtungen und theoretischen Überlegungen, die der vom Autor entwickelten Theorie der Plattenschwingungen entgegenkommen, etwas in den Vordergrund treten. Alle Leser, deren Arbeitsgebiete von den Phänomenen der Mikroseismik berührt werden, wie Seismologen, Meteorologen, Geologen, Ozeanographen und Hydrodynamiker, werden sich über den Stand der Forschung auf dem Felde der Mikroseismik zwar gut informieren können, zumal es keine andere Darstellung dieser Art gibt; doch muß berücksichtigt werden, daß der Blickwinkel, unter dem HARDTWIG die Dinge sieht, nicht immer der einzig mögliche, ja teilweise sogar recht umstritten ist. So wird die Grundlage seiner eigenen Theorie, daß nämlich die Erdkruste einer „weichen Magmaschicht“ aufliege, wohl kaum viele Anhänger finden. Gerade WIECHERT, auf den sich HARDTWIG hier beruft, hat diese Vorstellung, die er anfänglich hegte, auf Grund der Arbeiten seines Schülers ZÖPPRITZ bald wieder aufgegeben. Es ist aber trotzdem für den Leser sehr anregend, sich auch mit den manchmal eigenwilligen Gedankengängen des Autors auseinanderzusetzen, weil sich dabei ein recht positiver Gewinn durch den Zwang zum gründlichen Durchdenken der möglichen Hypothesen einstellt. Man stößt schon im 1. Abschnitt auf eine für den Autor wohl charakteristische Grundvorstellung, daß nämlich „freie Schwingungen“, „Eigenschwingungen“ von geologischen Körpern (zumeist „Schichten“) möglich und im Zusammenhang mit der Mikroseismik bedeutungsvoll seien. Hier muß man auch den Schlüssel zu HARDTWIGS Theorie der Plattenschwingungen sehen. Wird aber die Erdkruste wirklich aus Einheiten gebildet, die als mechanisch abgeschlossene Systeme angesehen werden könnten? — Bei den kritischen Betrachtungen zur Theorie von PRESS und EWING führt der Autor den Nachweis, daß die aus der Theorie folgende Abhängigkeit der Airy-Periode von der Wassertiefe ein Fehlschluß sei. Doch ist HARDTWIG hier offensichtlich einem mathematischen Irrtum erlegen, was wegen der Bedeutung dieser Theorie nicht verschwiegen werden darf. Dagegen lassen sich HARDTWIGS Zweifel bezüglich der Anwendbarkeit der Theorie von LONGUET-HIGGINS nicht leicht übergehen, denn das häufige Vorkommen großflächiger Gebiete mit kohärenten stehenden Meereswellen dürfte eine Annahme sein, zu der man sich nur schwer durchringen kann und die vielleicht nur bei tropischen Wirbelstürmen eine gewisse Berechtigung haben wird. Neuere Arbeiten, die nach Erscheinen des Buches herausgekommen sind, bringen zu dieser Frage allerdings neue Gesichtspunkte. Das letzte Wort über das Problem der Mikroseismik ist noch nicht gesprochen, davon ist auch HARDTWIG überzeugt. Sein Buch ist jedoch durch Inhalt und Art der Darstellung geeignet, der Diskussion über Probleme der Mikroseismik neue Impulse zu geben. — Die Ausstattung des Buches ist sehr gut. Zahlreiche Abbildungen, vor allem graphische Darstellungen und Wiedergabe von Registrierungen, fördern die Erarbeitung konkreter Vorstellungen, während ein 12seitiges Literaturverzeichnis zu weiterer Orientierung verhilft.

K. STROBACH

JOHN S. STEINHART und ROBERT P. MEYER: *Explosion studies of continental structure*. Carnegie Institution of Washington Publication 1961. Brosch. DM 11,—.

Dieses Werk enthält eine Zusammenfassung der wichtigsten Publikationen bis 1961, in denen die Struktur der Erdkruste behandelt wird. Insbesondere werden die seismischen Untersuchungen nordamerikanischer Forschungsgruppen dargelegt und kritisch beleuchtet. Es muß besonders hervorgehoben werden, daß neben der ausführlichen Besprechung der in verschiedenen Ländern benutzten seismischen Verfahren auch eine Betrachtung der möglichen Fehler bei der Bestimmung von Geschwindigkeiten und Tiefen angestellt wird. Das Verfahren, mit

dem man Informationen über den Aufbau der Erdkruste erhält, teilen die Verfasser in mehrere Schritte ein, die zum Teil objektiv, z. B. durch Seismogramme, gegeben werden, teilweise aber subjektiv sind, z. B. bei der Wahl eines gut passenden Schichtmodelles.

In der Einführung werden die Vorteile aufgezeigt, durch seismische Sprengungen und systematisch angelegte Refraktionsprofile anstatt durch Registrierung von Nahbeben in Erdbebenstationen seismische Daten über die Erdkruste zu erhalten. Mit der Erdkruste ist der Tiefenbereich bis ca. 50 km gemeint, der allgemein durch die M-Diskontinuität (Mohorovicic-Diskontinuität) nach unten begrenzt wird.

Das zweite Kapitel enthält eine reichhaltige Zusammenstellung der bisherigen Arbeiten, vor allem der nordamerikanischen, russischen und japanischen. Die Ergebnisse werden diskutiert und kritisch miteinander verglichen. Bisher wurden hauptsächlich Steinbruchsprengungen auf Refraktionslinien registriert. Allenthalben fehlen die Gegenschüsse. Tiefenreflexionen in unterkritischer Entfernung von der M-Diskontinuität werden nur von wenigen Forschungsgruppen beobachtet. Die Autoren führen die Qualität bzw. das Vorhandensein überhaupt von Tiefenreflexionen auf die Schärfe der reflektierenden Schichtgrenze zurück und schließen, daß die M-Diskontinuität im allgemeinen keine scharfe Grenzfläche, bezogen auf die benutzte Wellenlänge, darstellt.

Im dritten Kapitel wird der theoretische Teil des Problems abgehandelt. Die Laufzeiten der refraktierten seismischen Wellen in mehrfach geschichteten Medien sowie die Amplituden von ebenen reflektierten und gebrochenen P- und S-Wellen für verschiedene Dichte- und Geschwindigkeitskontraste werden berechnet. Weitere Berechnungen berücksichtigen die Erdkrümmung und die Zunahme der Wellengeschwindigkeit mit der Tiefe als Funktion eines vorgegebenen Druck- und Temperaturverlaufes.

Im vierten Kapitel folgt eine statistische Betrachtung der Ungenauigkeit der Tiefen- und Geschwindigkeitsangaben.

Das fünfte Kapitel enthält eine Beschreibung der seismischen Apparaturen, die von den an diesem Forschungsvorhaben beteiligten Instituten Nordamerikas benutzt worden sind. Die Empfangssysteme haben einen Frequenzumfang von 2 bis 20 Hz. Die elektronische Verstärkung liegt bei 10^6 . Messungen der Energieübertragung bei Schüssen aus Bohrlöchern und Schüssen im Wasser werden durchgeführt und die Ergebnisse graphisch als Funktion der Ladungsstärke aufgetragen. Viele Experimente am Registrierpunkt zeigen eine Korrelation zwischen Bodenart, Mächtigkeit der Verwitterungsschicht und der Frequenz der beobachteten seismischen Einsätze. Man kann aus diesen Experimenten folgern, daß der Geophonabstand höchstens 500 m betragen darf, wenn die beobachteten Phasen noch korrelierbar sein sollen. Es genügt eine Papiervorschubgeschwindigkeit von 5 cm/sec.

Die Kapitel sechs bis neun enthalten Forschungsergebnisse aus folgenden Gebieten:

Neu-Mexiko (Colorado-Massiv), Arkansas-Missouri,		Wisconsin-Upper Michigan, Montana (Nördliches Felsengebirge).
---	--	--

In diesen Gebieten wurden entweder Steinbruchsprengungen registriert oder besondere seismische Sprengungen durchgeführt. Allgemein wurden die Profile im Streichen der dort vorhandenen negativen Bouguer-Anomalien oder in Streichrichtung bekannter geologischer Strukturen angelegt. Mehrere Profile konnten in beide Richtungen geschossen werden. Bei Profillängen von ca. 350 m wurde die Geschwindigkeit unterhalb der M-Diskontinuität mit 8,0 bis 8,3 km/sec beobachtet. In der darüberliegenden Erdkruste waren ein oder mehrere Refraktionshorizonte erkennbar. Für jedes Meßgebiet werden mehrere Modelle der Erdkruste angegeben. Nach den bisherigen Ergebnissen scheint die M-Diskontinuität unter den alten Schilden Nordamerikas in 35 bis 38 km Tiefe zu liegen. Darüber folgt Krustenmaterial

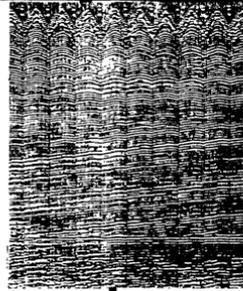
mit 6,1 bis 6,4 km/sec. In den meisten Profilen liegt zwischen 5 und 15 km ein weiterer Refraktionshorizont, oberhalb dessen die Geschwindigkeit bei 5,2 bis 5,9 km/sec liegt. Nur gelegentlich wird darüber hinaus ein weiterer Refraktor in einer Tiefe von etwa 20 km angegeben (Centralplateau von Neu-Mexiko).

Im zehnten Kapitel werden die Aussagen über die Krustenstruktur aller bis dahin verfügbaren Publikationen aus allen Erdteilen zusammengefaßt und verglichen. Die Resultate widersprechen der Annahme, daß ein einfacher Zusammenhang zwischen der Bouguer-Schwere und der Tiefe der M-Diskontinuität besteht. Auch mit magnetischen Messungen ist kein einfacher Zusammenhang abzuleiten, obgleich ein solcher sicher besteht. Ein isostatischer Ausgleich ist im allgemeinen gegeben. Die mittlere Geschwindigkeit seismischer Wellen in der Erdkruste wechselt von Ort zu Ort. In oberflächennahen Schichten liegt sicher eine stetige Zunahme der Geschwindigkeit mit der Tiefe vor.

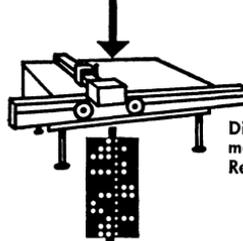
R. GUTDEUTSCH



INTEGRIERTE BEARBEITUNG SEISMISCHER DATEN



Auswerten der
Seismogrammprofile



Digitalisieren der
maschinellen
Reflexionszeiten



Geschwindigkeitsverteilung



Maschinelles Zeichnen der Profilschnitte



Umrechnen der Lotzeiten in Tiefen

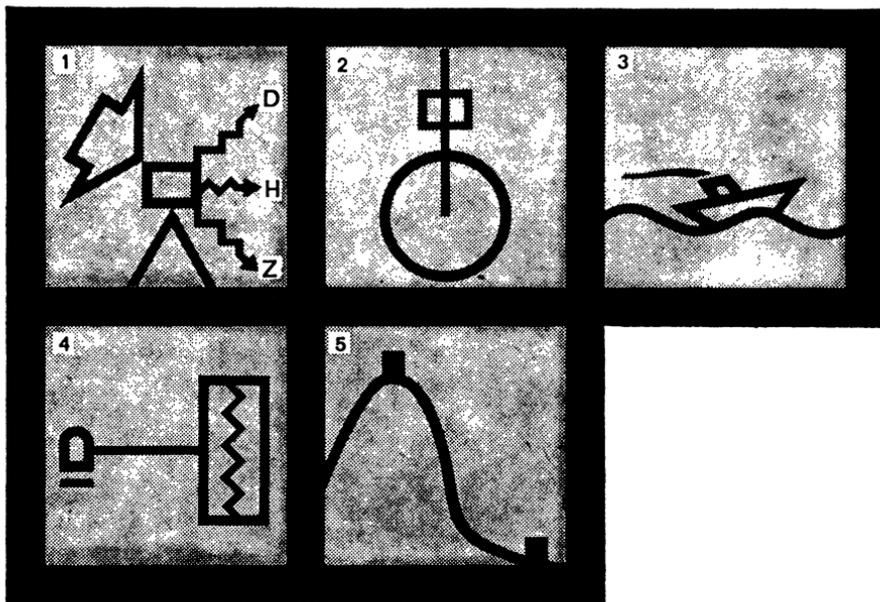


- XTHIOPHEN PRAKLA ETHIOPIAN BRANCH
P.O. Box 119 - DIRE DAWA
- ALGERIEN SOCIÉTÉ NORD AFRICAINE DE GÉOPHYSIQUE
6, Boulevard Mohamed V - ALGER
- AUSTRALIEN PRAKLA (AUSTRALIA) PTY. LTD.
Box 590 E, G.P.O. - BRISBANE/QUEENSLAND
- BRASILIEN PRAKLA S.A.
Av. Franklin Roosevelt 23 12º andar - RIO DE JANEIRO
- 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
2, Rue Lavoisier - RABAT
- ÖSTERREICH PRAKLA GMBH
WIEN 19 - Kreindl-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



CONTI ELEKTRO
ASKANIA-WERKE
BERLIN-MARIENDORF

ASKANIA INSTRUMENTE VON WELTRUF



1 Registrierung der Variationen der erdmagnetischen Komponenten D, H und Z – **Askania-Variograph Gv 3**

2 Magnet – Faden – Torsionskreis, die klassisch einfache Meßmethode – **Askania-Torsionsmagnetometer Gfz, Gfz/M und Gfh**

3 Zuverlässig auch bei Vertikalbeschleunigungen von 200000 mgal und mehr – **Askania-Seegravimeter nach Graf**

4 Getrennte Aufstellung von Magnetometer und Schreiber – **Askania-Magnetograph Gm 1**

5 Schnelle Höhenmessungen auf ± 10 bis 30 cm genau – **Askania-Mikrobarometer Gb 5**

4-319

Nähere Informationen durch **CONTI ELEKTRO ASKANIA-WERKE** Berlin 42
CONTINENTAL ELEKTROINDUSTRIE AKTIENGESELLSCHAFT · DÜSSELDORF

CONTI ELEKTRO



SCHORCH



VOIGT & HAEFFNER · SCHORCH-WERKE · ASKANIA-WERKE · KABELWERK VOHWINKEL