

DEUTSCHE AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN ZU BERLIN

Forschungsbereich Kosmische Physik

**ZENTRALINSTITUT PHYSIK DER ERDE**

---

Veröffentlichungen des Zentralinstituts Physik der Erde

Nr. 16

# Physikalische Parameter und seismische Geschwindigkeiten

Vorträge von der Sitzung der Arbeitsgruppe „ Seismologie und Physik der  
extremen Bedingungen “ der CSE vom 25.-27. Mai 1970 in Potsdam.

Herausgeber: Prof. Dr. habil. H. Stiller

---

Als Manuskript gedruckt  
Potsdam 1972

Wissenschaftliche Redaktion: Dr. H. Vollstädt

## Einleitung

Vom 25. bis 27. Mai 1970 fand in Potsdam eine Tagung der Arbeitsgruppe "Seismologie und Physik der extremen Bedingungen" der CSE statt. Die Sitzung stand unter dem Thema

„Physikalische Parameter und seismische Geschwindigkeiten“.

Von den Teilnehmern wurden auf der Sitzung Vorträge zu folgenden Themen gehalten:

HÖFER, K.-H.: Erkenntnisse der Gebirgsmechanik über das mechanische Verhalten verschiedenartiger Gesteine

HURTIG, E.; u. a.: Zur Bedeutung der Crack-porosity bei Messungen unter hydrostatischem Druck

FUCHS, K.; LIEBAU, F.; MAYER-ROSA, D.: Lateral inhomogeneities of the Earth's mantle and their petrological interpretation

MAYER-ROSA, D.; MÜLLER, St.: Velocity and density distributions in the upper mantle of Europe as derived from seismological observations

SCHULT, A.: Die Druckabhängigkeit der CURIE-Temperatur von Titanomagnetiten

SCHOBER, M.; SCHULT, A.: Die elektrische Leitfähigkeit von natürlichen Olivinen bei hohen Drücken und Temperaturen

STILLER, H.: Betrachtungen zum Näherungscharakter von Festkörpermodellen für das Erdinnere

TEISSEYRE, R.: Influence of pore-fluid pressure in rocks on tensile cracking under high pressure

VOLLSTÄDT, H.; WAGNER, F.C.: Die Hochdrucktechnologie des Zentralinstituts Physik der Erde in Potsdam und die Zusammenarbeit mit dem Zentralinstitut Physik der Erde in Moskau auf dem Gebiet der Hochdruck-Hochtemperatur-Physik

Außerdem wurden zum Thema der Arbeitsgruppensitzung noch folgende Vorträge eingereicht:

LEBEDEV, T.S.; ŠAPOVAL, V.I.; KORČIN, V.A.: Experimentelle Untersuchung der spezifischen Volumendeformation, der Kompressibilität und der Dichte von Gesteinen unter hohem Druck

OESBERG, R.-P.: Der elektrische Widerstand von Mineralen und Gesteinen unter hohen Drücken und Temperaturen und der Bau der Erdkruste und des oberen Erdmantels

TARKOV, A.P.: On the possible density decrease of the upper mantle in the seismic channel zone for  $V_s$

VOLAROVIC, M.P.: Apparate und Methoden zur Untersuchung physikalischer Eigenschaften von Gesteinen unter hohen Drücken

Die kritische Sichtung aller über Europa, Süd- und Nordamerika sowie die Sowjetunion (Pamirgebiet) verfügbaren seismologischen Daten von Untersuchungen mit Oberflächenwellen, Raumwellen und der Sprengseismik ergibt folgendes Bild:

In der Kruste treten in mittleren Tiefen von 10 und 20 km Kanäle niedriger seismischer Geschwindigkeiten auf. Die Ober- und Untergrenzen dieser Kanäle sind mit den verfügbaren Methoden noch schwierig zu definieren; ihre Existenz dürfte im Nachweis gesichert sein.

Weiterhin ist mit erheblichen regionalen Variationen der Low-velocity-Channel von GUTENBERG nachweisbar, wobei das gegenwärtige seismische Material nur noch interpretiert werden kann, wenn man diesem Kanal entweder eine Struktur (Gradientenstruktur) oder eine Unterteilung in mindestens zwei kleinere Kanäle zuordnet. Diese Ergebnisse kommen besonders scharf und klar zum Ausdruck bei S-Wellen. Die kritische Übersicht über das P-Wellen-Bild zeigt jetzt ebenfalls eine solche Kanalstruktur, die in beiden Fällen besonders in Mitteleuropa sicher nachgewiesen worden ist. Wichtig ist folgendes Ergebnis, das in der Seismologie auch methodisch neue Aspekte bringt: Die Oberkanten der GUTENBERG-Kanäle stellen sowohl bei Reflexionen von oben her (beispielsweise durch sprengseismische Untersuchungen) als auch bei Reflexionen von unten her (Erdbeben und Empfänger auf der anderen Seite der Erde) scharfe Begrenzungen dar. Die Oberkanten der Kanäle sind unter dem Aspekt von Reflexionen verhältnismäßig stark verwaschen.

In Amerika und in der Sowjetunion sind Diskontinuitäten erster Ordnung etwa bei 400 und 600 km Tiefe nachweisbar (durch Sprünge in den Geschwindigkeiten). Diese fundamentalen Diskontinuitäten sind in Europa in ihrer Lage jeweils mindestens um 100 km nach oben verschoben. Außerdem zeigen sich bis 700 und 1000 km Tiefe in der Feinstruktur (oberhalb des Störpegels) klare regionale Unterschiede auch innerhalb der Kontinente. Daraus muß die Schlußfolgerung gezogen werden, daß der Erdmantel bis zu 1000 km Tiefe wesentlich inhomogener aufgebaut ist, als bisher angenommen wurde. Ab 1000 km Tiefe sind alle regional unterschiedlichen Geschwindigkeitsverteilungen der verschiedenen Autoren praktisch identisch.

Die Verteilung von Hochs und Tiefs des Geopotentials - aus Satellitendaten erschlossen - zeigt für dieselben Gebiete, in denen unterschiedliche Hoch- bzw. Tief-lagen der Diskontinuitäten auftreten, charakteristische Anomalien. Abschätzungen über die Dichteverteilung im oberen Mantel ergeben ein Gebiet mit Dichteverringern in der Low-velocity-Zone. Dabei ist interessant, daß unter den Ozeanen ein größerer negativer Dichtegradient zu beobachten ist als unter den Kontinenten.

Die Vergleiche mit magnetotellurisch erarbeiteten Leitfähigkeitsverteilungen werden immer wichtiger. Es wird mit Bedauern festgestellt, daß sehr viele Autoren ihre Leitfähigkeitskurven nicht unabhängig von den seismischen Geschwindigkeitsverteilungen abgeleitet haben, so daß von vornherein bestimmte Übereinstimmungen in den gesamten Modellrechnungen als Voraussetzung stecken. Von OESBERG konnten durch vergleichende Untersuchungen von Labormessungen der elektrischen Leitfähigkeit sowie mittels magnetotellurischer Messungen drei Bereiche für das Auftreten von gutleitenden Zonen in den oberen 400 km ausgegliedert und damit die Low-velocity-Zone unabhängig von seismischen Daten nachgewiesen werden.

Auf der anderen Seite zeigen die vorliegenden Labordaten zur elektrischen Leitfähigkeit an verschiedenen Olivinzusammensetzungen, daß die Leitfähigkeit bereits beginnend bei Druck-Temperatur-Bereichen entsprechend der unteren Kruste bis in den oberen Mantel hinein so gut ist, daß die abgeleiteten Temperaturverteilungen für den oberen Mantel auch im Kanal von GUTENBERG keinesfalls die Schmelztemperaturen erreichen können. Eine solche Feststellung würde bezüglich der Modellvorstellungen zum GUTENBERG-Kanal hinsichtlich der Materialparameter erhebliche Konsequenzen nach sich ziehen.

Zur Aufstellung von Widerstandsmodellen für die Kruste werden mittlere Widerstands-Temperatur-Kurven unter Annahme verschiedener petrologischer Zusammensetzung der einzelnen Schichten und unterschiedlicher Temperaturverteilungen verwendet. Dabei konnte die Grenze Kruste/Mantel nicht nachgewiesen werden, was den Schluß zuläßt, daß die MOHOROVIČIĆ-Diskontinuität nur eine mechanische Diskontinuität darstellt.

Die kritische Zusammenstellung aller verfügbaren Labordaten zu den Geschwindigkeits- und Dichteverteilungen im oberen Mantel bis 1000 km Tiefe gäbe die Möglichkeit, die Hoch- und Tieflagen der fundamentalen Diskontinuitäten durch Dichteunterschiede zu erklären, die einem zunehmenden Metallisierungsgrad der Materie nach größeren Tiefen hin entsprechen würden. In der Formulierung der Schlüsselreaktionen von RINGWOOD ausgedrückt, würde das bedeuten, daß mit zunehmender Tiefe der Fayalitanteil ansteigen würde. Die beobachteten P-Wellen-Geschwindigkeitsverteilungen im oberen Mantel könnten mit dem Vorhandensein eines Gemischs von 80 % Forsterit und 20 % Fayalit und im unteren Mantel von 60 % Forsterit und 40 % Fayalit erklärt werden. Der zunehmende Fayalitgehalt würde wachsenden Eisenanteil bedeuten. In der Sprache der generalisierten Hochdruckphysik könnte so formuliert werden, daß das entsprechende Material in den betreffenden Tiefen im Erdmantel sich durch unterschiedlich starke metallische Bindungsanteile auszeichnen würde, die Dichteunterschiede und damit auch Unterschiede in den Hoch- bzw. Tieflagen der Diskontinuitäten zur Folge hätten. Entsprechend den jetzigen Erkenntnissen würden die in Europa beobachteten Hochlagen der Diskontinuitäten dem höheren Metallisierungsgrad entsprechen.

Zur Deutung der verschiedenen Kanäle niederer Geschwindigkeiten in der Kruste und im Mantel kann unter dem Aspekt von In-situ-Messungen und Laborergebnissen etwa folgendes ausgesagt werden: Der Bereich von 10 km Tiefe scheint im weltweiten Maßstab häufig durch pilzförmige Granitintrusionen gekennzeichnet zu sein, die im Lichte langer seismischer Wellen als ein zusammenhängender Schichtbereich in Erscheinung treten. Damit wäre eine stoffliche Ursache als wahrscheinliche Interpretationsmöglichkeit anzunehmen. In 20 km Tiefe werden spezifische Porenfüllungseffekte (z. B. Porenwasser) bei den verschiedensten Experimenten für verschiedene Gesteinsarten beobachtet. Diese Feststellungen zeigen, daß hierdurch typische Gefügelockungsmechanismen in Erscheinung treten, die bezüglich der elastischen Eigenschaften erhebliche Konsequenzen haben, nämlich Abnahme des elastischen Verhaltens. Die Effekte können so groß sein, daß für alle möglichen tektonischen Bewegungsvorgänge diese Schicht sogar als Schmierbereich in Erscheinung treten könnte. Diesen Effekten sollte zukünftig große Aufmerksamkeit zuteil werden. Dieselben Laborergebnisse zeigen, daß sowohl Wasser als auch weichere Mineralkomponenten ganz ähnliche

Aufweichungseffekte für den Tiefenbereich des Kanals von GUTENBERG bewirken können. Diese Ergebnisse stehen auch im Einklang mit gebirgsmechanischen Modelluntersuchungen an Gesteinen, wonach Umgebungsdruck, Belastungsgeschwindigkeit und erweichungsbedingte Druckabnahmen in Teilkomponenten des Materials Bruchvorgänge verursachen können, die den Erdbeben entsprechen würden. Dieser Mechanismus käme dann auch für größere Tiefen, als sie dem GUTENBERG-Kanal entsprechen, in Frage.

Es hat sich gezeigt, daß eine komplex zusammengesetzte Arbeitsgruppe für die Bearbeitung so komplizierter Fragestellungen, die über mehrere Arbeitsgebiete der Geophysik, Physik und Mathematik hinwegreichen, unbedingt erforderlich ist. Die Tätigkeit dieser Arbeitsgruppe und der Vortragenden war im Hinblick auf die Komplexinterpretation außerordentlich fruchtbringend. Nach Einschätzung der Vertreter der verschiedenen Länder sollte die Arbeit unbedingt fortgesetzt werden.

St. Müller, H. Stiller

Velocity and density distributions in the upper mantle of Europe  
as derived from seismological observations

D. Mayer-Rosa and St. Müller (Karlsruhe)

The interpretation of travel-time observations of body waves in combination with dispersion results obtained in the analysis of seismic surface waves permits a rather detailed insight into the structure of the upper mantle. The new models which have been deduced for the upper mantle in Europe contain pronounced low-velocity layers with regional differences in dimension and velocity. The density distributions derived from these velocity-depth profiles support a pyrolithic composition of the mantle material. They indicate that the upper mantle structure and composition is much more complicated than hitherto assumed.

Lateral inhomogeneities of the Earth's mantle and their  
petrological interpretation

K. Fuchs (Karlsruhe), F. Liebau (Kiel) and D. Mayer-Rosa (Karlsruhe)

A comparison of the depth distribution of P-wave velocities for U.S.A., Europe and U.S.S.R. shows differences in the depth of the discontinuities in the upper-mantle region down to 700 km. In Europe the corresponding increases of velocities seem to be placed at significantly shallower depths (300 and 550 km) than in U.S.A. and U.S.S.R. (400 and 700 km). These lateral inhomogeneities correlate notably with variations of the gravitational potential measured by satellites. To explain the observed higher elevation of the transition zone in Europe thermodynamic and crystal-chemical investigations are discussed.

Betrachtungen zum Näherungscharakter von Festkörpermodellen für das Erdinnere

H. Stiller (Potsdam)

1. Einleitung

In den nächsten Jahrzehnten steht vor den Geowissenschaften die Aufgabe, die Ursachen der geologischen Prozesse umfassend zu erforschen. Dabei spielen die quantitative Beschreibung und das innere Verständnis dieser komplizierten Vorgänge eine große Rolle, und man muß zukünftig mit erheblich anderen Mitteln und Methoden an die Klärung dieser Fragestellungen herangehen.

Die physikalischen und chemischen Größen, die bei einer Probe in irgendeiner Tiefe im Erdinneren interessieren, sind ihre Massendichte, ihre Temperatur, der Druck, unter dem sie steht, die Dichte ihrer chemischen Komponenten einschließlich der gasförmigen und flüssigen Bestandteile, ihre elastischen, viskosen und thermischen Parameter, Diffusions- und Migrationsprozesse, chemische Umwandlungen, Transporte von elektrischer Ladung und Wärme, ihr Bewegungszustand und viele damit zusammenhängende Erscheinungen und Vorgänge. Diese makroskopisch definierten Größen sind Summen oder Durchschnitte von großen Mengen von Mikrozuständen und -prozessen in den Proben und stehen in Verbindung mit den Eigenschaften der Moleküle, Atome, Ionen und Elektronen einschließlich ihrer Wechselwirkungen unter den Zustandsbedingungen im Erdinneren.

Für die Bestimmung aller dieser Parameter und auch Prozesse stehen uns nur wenige Messungen geophysikalischer Art, wie sie an der Erdoberfläche durchgeführt werden, zur Verfügung, darüber hinaus Laboruntersuchungen und entsprechende theoretische Modellbetrachtungen. Dabei sollte berücksichtigt werden, daß jeder Parameter, der in seiner Tiefenverteilung aus geophysikalischen Messungen abgeleitet wird, bereits selbst wieder das Produkt von Modellvoraussetzungen ist, die erforderlich sind, um das geophysikalische Beobachtungsmaterial in sinnvollen physikalischen Größen ausdeuten zu können.

Es ist bekannt, daß die geophysikalischen Messungen von der Erdoberfläche aus allein keinesfalls den neuen komplizierten Aufgabenstellungen genügen werden, insbesondere was die Interpretationssicherheit und Deutung zu den Verhältnissen im Erdinneren betrifft. Deshalb wird in Verbindung mit Laboruntersuchungen, die die betreffenden Druck- und Temperaturverhältnisse im Erdinneren an verschiedenen Materialien zu modellieren gestatten, die Arbeit mit Festkörpermodellen immer wichtiger werden. In dieser Hinsicht spielen Fragen der Untersuchungen mit Hilfe von Zustandsgleichungen und Untersuchungen zu Phasenänderungen, darüber hinaus auch generell Betrachtungen zu Nichtgleichgewichtseigenschaften fester Körper eine wesentliche Rolle.

Die bisher in der Physik und Chemie des Erdinneren verwendeten Begriffsbildungen entstammen im wesentlichen der Physik und Mathematik normaler Drücke und Temperaturen, und die Berücksichtigung der besonderen Zustandsbedingungen im Erdinneren erfolgte bisher nur sehr ungenügend. Das ist auch verständlich, weil die Physik selbst in bezug auf theoretisches Handwerkszeug zur Berücksichtigung extremer Verhältnisse

auf dem Gebiet der Festkörperphysik bisher nur relativ wenig Entwicklungen gezeitigt hat, die in der Physik und Chemie des Erdinneren sinnvoll angewendet werden können. Unter diesem Aspekt dürfte es von Interesse und auch von Bedeutung sein, sich mit den geistigen Grundlagen von Modellen, die gegenwärtig bei Diskussionen zur Physik und Chemie des tieferen Erdinneren Verwendung finden, eine kritische Meinung zu erarbeiten. Diesem Problemkreis sind die folgenden Ausführungen gewidmet, wobei einerseits geochemische Aspekte, andererseits physikalische Gesichtspunkte und ihre Voraussetzungen der Kritik bzw. der Diskussion unterzogen werden sollen.

## 2. Zu den Ergebnissen und Voraussetzungen der Hochdruck- und Hochtemperaturchemie in Verbindung mit den Fragestellungen des tiefen Erdinneren

### 2.1. Vorbemerkungen

In den vergangenen Jahren wurde eine erhebliche Anzahl von experimentellen Untersuchungen zum Hochdruck- und Hochtemperaturverhalten verschiedener Materialien unter hohen Drücken und hohen Temperaturen durchgeführt. Darüber hinaus liegen viele Arbeiten vor, die sich mit dem Problemkreis der Zustandsgleichungen beschäftigen, einem Problemkreis, dem in den Druckbereichen des Erdinneren entsprechend dem jetzigen Stand der theoretischen Physik nur mit halbempirischen Methoden beizukommen ist. Hierbei tragen die Experimente einen mehr oder weniger zufälligen Charakter, wobei die Messung von Einzelparametern und die Untersuchung dieser oder jener Materialien im Vordergrund stehen, ohne daß man bisher umfassende systematische Konzeptionen hinsichtlich der Erarbeitung von Erkenntnissen der Hochdruck- und Hochtemperaturforschung erkennen kann. Ein Problem besteht schon darin, ob man auf der Grundlage bereits dieses lückenhaften Materials Aussagen zu grundlegenden Faktoren machen kann, die für das Verständnis der von Material zu Material verschiedenen Hochdruck- und Hochtemperatureigenschaften wichtig sind. In dieser Hinsicht kommt den Grundlagenbetrachtungen eine große Rolle zu, weil nur hieraus systematische, sowohl experimentelle als auch theoretische Entwicklungen ableitbar sein werden. Die Frage erhebt sich, ob in dieser Hinsicht der jetzige Kenntnisstand schon bestimmte systematisierende, wenn auch nur qualitative Aussagen zuläßt.

Beim Überblick und bei der Durchsicht der vielen Literaturangaben hierzu zeigt sich folgendes Bild: Im Vordergrund stehen zwei große Gruppen von Arbeiten, bei denen entweder den geochemischen Betrachtungen einerseits oder den physikalischen Gesichtspunkten andererseits der Vorrang gegeben wird. Forschungsarbeiten, die beide Aspekte, sowohl Geochemie als auch Physik, gleichberechtigt zu kombinieren versuchen, liegen praktisch im Sinne einer physikalischen Chemie des Erdinneren noch nicht vor. Aus diesem Grund werden im vorliegenden Kapitel die den geochemischen Arbeiten zugrunde liegenden Postulate diskutiert und systematisiert, und im nächsten Kapitel werden die entsprechenden Voraussetzungen der physikalischen Modelle behandelt.

## 2.2. Die Grundvoraussetzungen und Postulate bei chemischen Hochdruck- und Hochtemperaturbetrachtungen

---

Zu diesem Themenkreis wurden von einer Reihe von Autoren Mitte der sechziger Jahre erhebliche Anstrengungen unternommen, systematisierende Arbeiten durchzuführen. Das betrifft einerseits die Arbeit mit sog. Schlüsselreaktionen, andererseits die Zusammenstellung von Stoffgruppen nach ihren Eigenschaften. Diese Arbeiten dürften für viele weiterführende Betrachtungen wichtig sein. Dabei wird mit folgenden Grundannahmen operiert:

1. Es werden grundsätzlich nur Wechselwirkungen zwischen Zentralionen und Liganden erster Sphäre berücksichtigt.
2. Der Begriff der Koordinationszahl bzw. der Koordinationszahländerungen wird als voll gültig angesehen.
3. Es werden allgemeine, eindeutig umkehrbare Beziehungen zwischen Koordinationszahländerungen und den zugehörigen Änderungen der entsprechenden Radienquotienten als gültig angenommen.
4. Die Ionen werden als inkompressible Ionenkugeln angesehen, wobei das Prinzip der möglichst dichten Kugelpackung generell als gültig betrachtet wird.
5. Die GOLDSCHMIDT-PAULING-Sätze für stabile Koordinationen bzw. Strukturen werden als voll gültig angesehen.
6. Trotz der Voraussetzung inkompressibler Ionenkugeln wird unter zunehmendem Druck eine gewisse Verschmierung der Elektronenwolken bzw. eine gewisse Umverteilung der Elektronendichten wechselwirkender Partnerionen im Sinne zunehmender kovalenter Bindung zugelassen.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß bei den geochemischen Betrachtungen und Klassifikationsversuchen vorausgesetzt wird, daß die allgemeinen Vorstellungen und Sätze der Kristallchemie, wie sie den Normaldruck- und Normaltemperaturbedingungen entsprechen, bis zu einigen hundert Kilobar gültig und anwendbar sind.

Hinsichtlich der Möglichkeit des Wirkens nichtzentraler Kräfte bei den Wechselbeziehungen zwischen verschiedenen Ionen und des sicher vorhandenen Einflusses von Nachbarn übernächster Sphäre werden bisher keinerlei Überlegungen angestellt bzw. keinerlei Korrekturen berücksichtigt.

Es ist nun außerordentlich interessant, daß man mit diesen sehr stark simplifizierenden Voraussetzungen in der Lage ist, alle gegenwärtig beobachteten Hochdruck- und Hochtemperaturuntersuchungsergebnisse zur Dichte, Kompressibilität, elektrischen Leitfähigkeit, zu den Absorptionseigenschaften u. a. m. für die verschiedensten untersuchten Materialien qualitativ in Zusammenhänge zu bringen, wobei sich einige generelle Regeln ergeben, deren Ausnahmen in Einzelfällen ebenfalls plausibel begründbar sind. Danach lassen sich alle druck- und temperaturbedingten Veränderungen in sog. Koordinationszahlregeln und die valenzbedingten Änderungen in sog. Homologenregeln oder ähnliches zusammenfassen. Es soll hier auf die Einzelheiten dieser Ergebnisse nicht eingegangen werden, weil hier unterschiedliche Aspekte und Stoffgruppen bei verschiedenen Autoren im Vordergrund stehen. Wichtig ist nur, daß das Koordinations-Valenz-Verhalten der Materie bei extremen Bedingungen offenbar schon auf

der Grundlage der obigen einfachen grundsätzlichen Voraussetzungen qualitativ befriedigend diskutiert und erklärt werden kann. Es sei, ohne die Vielfalt kristallchemischer Einzelheiten in diesem Rahmen auch nur ansprechen zu wollen, darauf hingewiesen, daß die Systematisierung nach obigen Gesichtspunkten auch prognostische Aspekte für das Auffinden neuer Stoffe gestattet. Hier ergibt sich eine ungeheure Vielfalt an Möglichkeiten der Hochdruck-Hochtemperatur-Physik und -Chemie.

Wie sieht nun die Situation hinsichtlich der Beschreibung vorliegender Untersuchungsergebnisse experimenteller Art mit Hilfe von physikalischen Modellen aus? Auf diesen Fragenkomplex wird im Kapitel 3 eingegangen werden.

### 3. Über die Voraussetzungen der bisher verwendeten Zustandsgleichungen zur Beschreibung von Hochdruck- und Hochtemperaturergebnissen in Verbindung mit Problemen der Physik des tiefen Erdinneren

#### 3.1. Vorbemerkungen

Der oben erwähnten "unendlichen" Vielfalt von bereits nachgewiesenen und von möglichen Modellstrukturen steht die Bewältigung physikalischer Modelle besonders in Verbindung mit Zustandsgleichungen gegenüber. Dabei sind die Schwierigkeiten einer quantitativen, quantentheoretischen Festkörpertheorie offensichtlich. Trotzdem wurden und werden Zustandsgleichungen angewendet, auf deren Grundlage Aussagen über die Verhältnisse im Erdinneren gemacht werden. Es gibt hier eine Vielzahl von Ansätzen, die alle selbstverständlich phänomenologischen Charakter haben und halbempirisch abgeleitet worden sind. Sie können jedoch in zwei große Gruppen eingeteilt werden, von denen die eine ausschließlich im Rahmen von Begriffsbildungen der Kontinuumsmechanik der endlichen Deformationen arbeitet und die andere auf die atomaren bzw. mikroskopischen Wechselbeziehungen in den verschiedenen Typen von festen Körpern Rücksicht nimmt. Darüber hinaus werden für thermische Aussagen bisher fast ausschließlich die Begriffsbildungen der DEBYE-Theorie herangezogen, deren sehr einfache Voraussetzungen in Verbindung mit Aussagen zur Physik des tiefen Erdinneren selbstverständlich recht grob sind.

#### 3.2. Zustandsgleichungen

Typisch für alle Arten von Zustandsgleichungen, die sich im Rahmen der Begriffsbildungen der Kontinuumsmechanik bewegen, ist die bekannte Zustandsgleichung von BIRCH. Sie stellt eine Vereinfachung von theoretischen Grundlagen der Theorie von MURNAGHAN dar und hat Isotropie bzw. ein kubisches Gitter des betreffenden Materials zur Voraussetzung. Diese Gleichung hat in der Form, wie sie BIRCH verwendet, in den letzten anderthalb Jahrzehnten eine umfassende Anwendung in der Physik des Erdinneren gefunden, wobei sie praktisch für alle interessierenden Tiefenbereiche in ihren Gültigkeitsgrenzen als richtig angesehen wurde, was sicherlich durchaus nicht unproblematisch ist. Die erhaltenen Aussagen bleiben stets im Begriffssystem kontinuumsmechanischer Parameter und geben praktisch keine Möglichkeiten zur Komplexinterpretation von elastischen, nichtelastischen, thermischen, elektrischen und anderen Parametern. Dasselbe gilt für die thermodynamisch etwas anders formulierten Gleichungen.

chungen von D. L. ANDERSON. Das soll nicht heißen, daß diese Gleichungen für die Entwicklung der Physik des Erdinneren ohne Bedeutung waren und sein werden.

Wichtig für alle Fragen der Komplexinterpretation solcher Parameter, wie sie oben genannt wurden, sind die mikroskopischen Modelle von Zustandsgleichungen, die es gestatten, auch die Elektronenstruktur zu berücksichtigen und Verbindungen zu den thermischen Eigenschaften herzustellen. Wie bekannt ist, wird die freie Energie bei diesen Modellen in einen Anteil bei der Temperatur  $0^{\circ}\text{K}$  und in einen von der Temperatur abhängigen Anteil zerlegt. Aus dieser Zerlegung folgt die Zustandsgleichung von MIE-GRÜNEISEN. Diese Gleichung findet bei der Interpretation sowohl der Ergebnisse statischer Druckuntersuchungen als auch der Resultate von Stoßwellenexperimenten gegenwärtig eine umfassende Anwendung. Sie dürfte von der geistigen Anlage her grundsätzlich auch den obengenannten Bedingungen der Komplexinterpretation entsprechen.

Die Voraussetzungen für diese und abgewandelte Gleichungen entstammen den Begriffsbildungen der Gittertheorie. Es dürfte von Interesse sein, sich im Vergleich zu den geochemischen Grundpostulaten des vorangehenden Kapitels die Voraussetzungen der Gittertheorie zu vergegenwärtigen, um somit auch ein Gefühl für den Näherungscharakter dieser Theorie zu bekommen.

#### Voraussetzungen:

1. Es wird die Gültigkeit der bekannten adiabatischen Näherung von BORN-OPPENHEIMER vorausgesetzt. Dabei wird ein Gitterpotential als existent angenommen und berechnet; die Berechnung erfolgt unter der Annahme kleiner Verrückungen der Kerne, wobei sich die Elektronen im Grundzustand befinden. Die Berücksichtigung von Wechselwirkungen erfolgt nur zwischen nächsten Nachbarn, also Nachbarn erster Sphäre.
2. Das Gitterpotential wird als in verschiedene Anteile zerlegbar vorausgesetzt, wobei das in den Verrückungen homogene quadratische Glied - die harmonische Näherung - als Hauptpartner in die Diskussion auch der obengenannten Zustandsgleichungen eingeht. Diese harmonische Näherung berücksichtigt nicht die thermische Ausdehnung, und die Frequenzen der Gitterschwingungen werden als von der Gitterkonstanten unabhängig angesehen. - Eine halbempirische Einführung der thermischen Ausdehnung über den Ausdehnungskoeffizienten und die halbempirische Berücksichtigung der Gitterkonstantenabhängigkeit der Frequenzen der Gitterschwingungen mit Hilfe des GRÜNEISEN-Parameters führen zur sog. quasiharmonischen Näherung, deren Endergebnis die Zustandsgleichung von MIE-GRÜNEISEN ist, wobei erwähnt werden muß, daß die kubische Gitterstruktur ebenfalls als Voraussetzung eingeht.
3. Die in der Zerlegung des Gitterpotentials enthaltenen höheren Glieder berücksichtigen anharmonische Effekte und Elektronenanregung. In diesen Gliedern stecken jedoch noch weitere Effekte, wie die Dämpfung, die Anelastizität, die Wärmeleitung und damit zusammenhängende Probleme. Es gibt bisher praktisch kaum Möglichkeiten, im Rahmen der Hochdruck- und Hochtemperaturuntersuchungen hier echte, sinnvolle, quantitative Korrekturen zu erfassen, weil die Theorie enorm kompliziert wird. Hinsichtlich der Gittertheorie des Schmelzens konnten wegen der wieder einfacheren Bedingungen Fortschritte erzielt werden.
4. Als Spezialfall erscheint die Theorie von DEBYE. Bei dieser Theorie wird bekanntlich nur der thermisch bedingte Schwingungsanteil der freien Energie berücksich-

tigt. Bindungsunterschiede als Ursachen für die Typen verschiedener fester Körper werden nicht erfaßt. Es wird mit einer Überlagerung unabhängiger harmonischer Oszillatoren gearbeitet.

5. Bei praktischen Rechnungen werden die Nullpunktschwingungen im allgemeinen vernachlässigt.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß die Grundvoraussetzungen der mikroskopischen Zustandsgleichungen und die Voraussetzungen, wie sie bei der geochemischen Klassifikation gemacht wurden, durchaus einander entsprechen, obwohl der Näherungscharakter noch außerordentlich grob ist. Bei den Zustandsgleichungen ist es möglich, in der Form von MIE-GRÜNEISEN verschiedene Festkörpertypen entsprechend den unterschiedlichen Bindungstypen zu erfassen. Die bisher verwendeten Modelle sind noch sehr grob, und die inzwischen durchgeführten Rechnungen führen bezüglich des Erdinneren bisher nur zu der Information, daß dem oberen Erdmantel ionare und dem unteren kovalente Bindung entspricht.

Problematisch ist, daß vielfach vorliegende und bei niederen Drücken erhaltene Meßergebnisse mit Hilfe dieser Gleichungen in den Hochdruck-Hochtemperatur-Bereich extrapoliert werden, wobei auf die geochemischen Klassifizierungen und Stabilitätsbereiche der betreffenden Materialien keine Rücksicht genommen wird. Damit werden Extrapolationen vorgenommen mit Gleichungen, deren Güte für die verwendeten Tiefenbereiche nicht eingeschätzt ist und wo die Extrapolationen über Druck- und Temperaturgebiete hinaus durchgeführt werden, bei denen die betreffenden Materialien schon gar nicht mehr stabil bzw. existent sind. Außerdem wird angenommen, daß die bei den Niederdruckausgangsbedingungen vorausgesetzten Bindungsanteile in ihrer physikalischen Zusammensetzung bzw. Konfiguration mit zunehmenden Druck- und Temperaturbedingungen erhalten bleiben, was aus den für den gesamten Druck- und Temperaturbereich gleichen numerischen Koeffizienten in den Bindungsgliedern hervorgeht. Das hierzu vorliegende experimentelle Untersuchungsmaterial gestattet keinesfalls dieses Vorgehen, und es wird weiteren systematischen Untersuchungen vorbehalten bleiben, zu sehen, in welcher Weise sich die verschiedenen Bindungsanteile in den verschiedenen Materialien mit den äußeren Bedingungen ändern und für welche Druck-Temperatur-Bereiche bei quantitativen Berechnungen Zusatzglieder eingeführt bzw. spezifische Zustandsgleichungen entwickelt werden müssen, um im Rahmen sinnvoller Aussagemöglichkeiten zu bleiben. Darüber hinaus ist nicht zu erwarten, daß die Voraussetzungen der Wechselwirkung zwischen Zentralion und Nachbarn erster Sphäre bei hohen Drücken erhalten bleibt. Es werden wesentliche Abweichungen dadurch eintreten, daß bei hohen Drücken Nachbarn zweiter und dritter Sphäre eine immer größere Rolle im Wechselwirkungsprozeß spielen werden. Außerdem müssen den Prozessen der Elektronenanregung wesentlich detailliertere Korrekturbetrachtungen gewidmet werden.

#### 4. Zusammenfassung

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß für die Zukunft den gemeinsamen Betrachtungen der chemischen und physikalischen Verhältnisse eine immer größere Bedeutung zukommt, da die entsprechenden Informationen bereits beim jetzigen Stand der Voraussetzungen einander recht günstig ergänzen können. Nur bei voller Aus-

schöpfung der qualitativen geochemischen Klassifikationsmöglichkeiten im Verein mit dem Einsatz quantitativer physikalischer Rechnungen wird es möglich sein, die Grundgesetze, die das Hochdruck-Hochtemperatur-Verhalten fester Körper beherrschen, einigermaßen befriedigend verstehen und beschreiben zu können.

Der systematischen Durchführung von Experimenten im Sinne des Erkennens von grundlegenden Veränderungen in den Materialien mit veränderten äußeren Bedingungen und entsprechenden theoretischen Studien muß für die Zukunft größte Aufmerksamkeit zuteil werden. Nur auf der Grundlage solcher Resultate wird es uns möglich sein, die wichtigsten physikalischen Parameter im Erdinneren, insbesondere auch im Bereich von Diskontinuitäten, quantitativ genauer anzugeben und begrifflich besser zu verstehen. Umgekehrt ist die genauere Kenntnis der physikalischen Parameter der Materie im Erdinneren wesentliche Voraussetzung für Schlußfolgerungen über die mögliche Art der in den verschiedenen Tiefen existierenden Materialmodifikationen. Darüber hinaus wird unser Verständnis für die Dynamik in den tieferen Bereichen der Erde nur auf der Grundlage verbesserter Kenntnisse und Abschätzungen der physikalisch-chemischen Eigenschaften der Materie im Erdinneren zunehmen. Die wichtige Aufgabe der Erforschung der Ursachen für geologische Prozesse im Sinne der Geodynamik setzt eine solche Arbeitsweise als unabdingbar voraus.

The electrical conductivity of natural olivine at high temperatures and pressures

M. Schober and A. Schult (München)

The electrical conductivity of natural olivine (8.4 mol % fayalite) has been determined in a belt high-pressure apparatus up to 60 kbar at temperatures up to 1200 °C. Hereby the conductivity was measured at different temperatures while the pressure was kept constant.

Irreversible changes in the samples during the measurements (alteration of grain boundaries and/or oxidation from  $\text{Fe}^{2+}$  to  $\text{Fe}^{3+}$ ) gave irreversible conductivity values for increasing and decreasing temperature. The conductivity was much higher for a certain temperature in the decreasing cycle. This effect could be ruled out by using polycrystalline samples which were presintered to compact pieces at 1300 °C under controlled oxygen pressure. To hinder any oxidation of the sample during the conductivity measurement the oxygen pressure was controlled in the belt by a buffer method. Typical results for (nearly) reversible conductivity values are shown in Fig. 1.

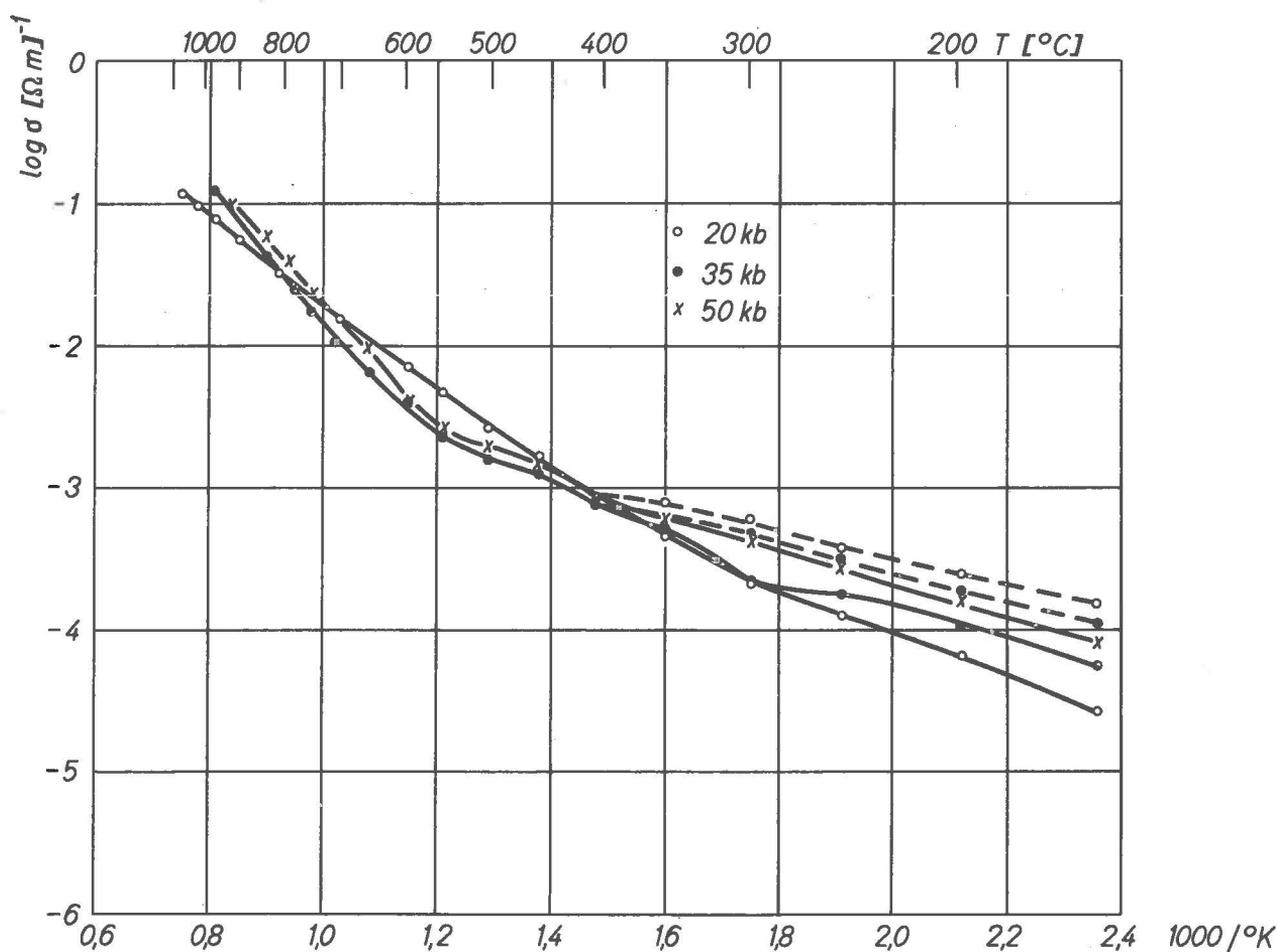


Fig. 1 The electrical conductivity for presintered natural olivine (8.4 mol % fayalite) at different pressures measured under controlled oxygen pressure in a belt

In the pressure and temperature range investigated the conductivity  $\sigma$  can be described by the equation

$$\sigma = \sum_i \sigma_i \exp(-E_i/kT)$$

( $E_i$  - activation energies;  $k$  - BOLTZMANN constant;  $T$  - temperature;  $\sigma_i$  - constants). The conductivity is increased by pressure, the activation energy is decreased in all temperature ranges investigated by pressure.

To determine the conductivity mechanism the HALL effect was measured up to 650 °C (without pressure) and the thermoelectric power up to 700 °C at 25 kbár. The HALL constant and thermoelectric power are negative, which implies electronic conductivity.

From the known conductivity in the Earth's mantle and with the assumption that olivine is its main constituent one can calculate a temperature of 1000 °C or less in a depth of about 150 km, a value which seems rather low.

Effect of pressure on the Curie temperature of titanomagnetites  
 $[(1-x) \text{Fe}_3\text{O}_4 - x \text{Fe}_2\text{TiO}_4]$

A. Schult (München)

The effect of pressure up to 60 kbar on the CURIE temperature  $T_c$  of synthetic titanomagnetites was measured in a belt high-pressure apparatus. The CURIE temperatures were determined from the sharp decrease of the initial susceptibility near the CURIE point by the aid of a high-frequency method.  $T_c$  increases linearly over the range investigated. The slopes  $dT_c/dp$  for various compositions are shown in Fig. 1. The values were corrected for the effect of pressure on the e.m.f. of the

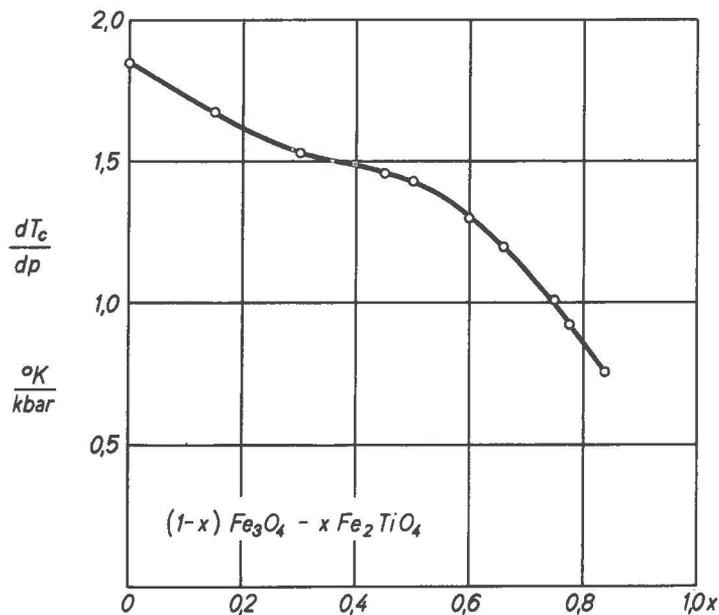


Fig. 1 Shift of the CURIE temperature  $dT_c/dp$  as a function of the composition of the titanomagnetites

chromel-alumel thermo-couple used according to HANNEMAN and STRONG (J. appl. Phys. 36 (1965) S. 523).

The effect of pressure on the CURIE depth in the Earth's crust or mantle is small. The CURIE depth for magnetite ( $T_c = 580^\circ\text{C}$  at 0 kbar) will be increased by about 5 % and by a smaller amount for titanomagnetites.

For magnetite the magnetic GRÜNEISEN parameter  $\gamma_m = d \ln T_c / d \ln V$  equals  $-4 \pm 10\%$ .  $\gamma_m$  increases in magnitude for increasing titanium content with a maximum of  $\gamma_m = -5.2 \pm 10\%$  for  $x \approx 0.7$ . From these high values of  $\gamma_m$  in magnitude (for most ferrimagnetic compounds  $\gamma_m$  is about -3.3) one can calculate that the

exchange interaction in the octahedral sublattice of the titanomagnetites is positive and relatively strong, consistent with results from other investigations. - It is suggested that the strong interaction in the octahedral sublattice has consequences for a sometimes discussed self-reversal of magnetization, which is based on the assumption that the predominant magnetization can change from one sublattice to the other by slow oxidation of the titanomagnetites producing a cation-deficient spinel phase. It follows from NÉEL's theory of ferrimagnetism that the titanomagnetites showing self-reversal should be in an extremely high degree cation-deficient and it seems unlikely that they exist.

Experimentelle Untersuchung der spezifischen Volumendeformation, der Kompressibilität und Dichte von Gesteinen unter hohem Druck

T.S. Lebedev, V.I. Šapoval, V.A. Korčín (Kiev)

Die Haupteigenheiten der Änderung physikalisch-mechanischer und chemischer Eigenschaften des Erdinneren sind vor allem durch den Einfluß von hohem Druck (P) und hohen Temperaturen (T) bedingt. Fast alle Aspekte geophysikalischer Untersuchungen des Erdinneren sind mit der Deutung der physikalischen Charakteristika des Mineralstoffes unter verschiedenen thermodynamischen Parametern verknüpft. Deshalb schließt der Komplex von modernen geodynamischen Untersuchungen unbedingt die experimentelle Laboruntersuchung der physikalischen Eigenschaften von Gesteinen und gesteinsbildenden Mineralien unter hohen Drücken und Temperaturen ein [1 - 3, 6, 11 - 16, 19, 21 u.a.].

Eine der Tätigkeitsrichtungen der Abteilung für physikalische Eigenschaften der Gesteine des Geophysikalischen Instituts der Akademie der Wissenschaften der Ukrainischen SSR ist die Untersuchung der spezifischen Volumendeformation und der Kompressibilität von Gesteinen unter hohem quasihydrostatischem Druck zur Deutung ihrer Dichteänderungen in verschiedenen Tiefen [14, 15].

Das Problem der Kompressibilität der chemisch reinen und polykristallinen Materialien unter einem Druck bis  $10^5$  kg/cm<sup>2</sup> ist im allgemeinen von P.V. BRIDGMAN gelöst worden [4, 5]. Das Gebiet der Kompressibilität wurde in den folgenden Jahren wegen der Ausnutzung der "Bandage-belt-Apparate" von H.T. HALL, L.F. VEREŠČAGIN u.a. [9, 10, 20] etwas erweitert. Nähere Angaben über die Untersuchungen zur Kompressibilität sind den Übersichtsarbeiten zu entnehmen [2, 6, 18 u. a.].

Unter spezifischer Volumendeformation wird das Verhältnis der Volumenänderung einer Probe unter hohem Druck ( $\Delta V$ ) zu ihrem Volumen unter atmosphärischem Druck ( $V_0$ ) verstanden:  $\Delta V/V_0 = (V_0 - V_p)/V_0$  [%]. Die spezifische Volumendeformation einiger Gesteinsarten bestimmten wir mit der Methode des Kolbenpiezometers, die gegenüber den bekannten Methoden der Bestimmung der Kompressibilität von Gesteinen unter hydrostatischem Druck (besonders unter niedrigem Druck) Nachteile hat, aber bedeutend einfacher als die letzteren ist.

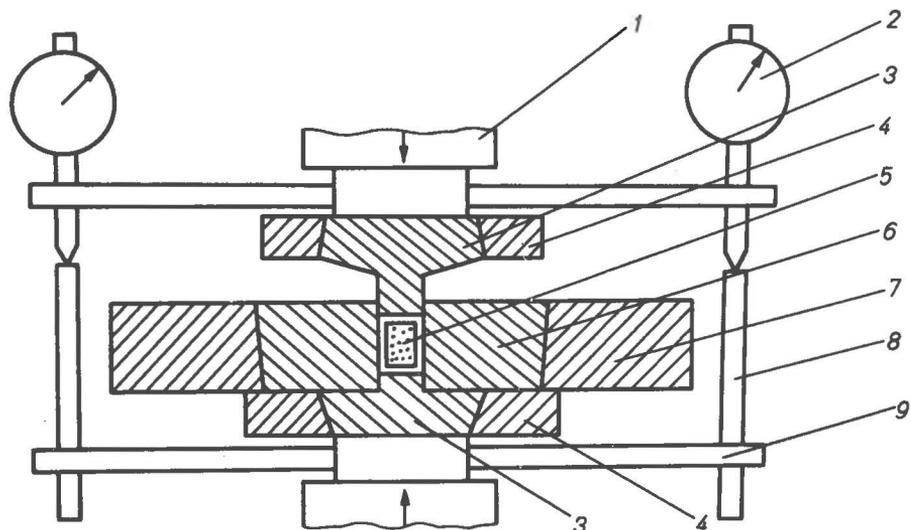


Abb. 1

Hoher quasihydrostatischer Druck (bis  $25 \cdot 10^3 \text{ kg/cm}^2$ ) wird in der Druckkammer (Abb. 1) durch die Zusammenpressung des Dichtungstoffes in der festen Phase hervorgerufen [15]. Die Hochdruckkammer ist durch Bandagenringe verstärkt. Die Indikatoren der Kolbenbewegung sind in Haltern fixiert, die mit den in die Kammer hineinreichenden Kolben starr verbunden sind. Zwei Indikatoren, 12 bzw. 15 cm vom Kammerzentrum entfernt, ermöglichen auch die Berücksichtigung eventueller Schrägungen der Kolben im Zylinder. Die Genauigkeit von Registrierungen der Kolbenbewegung liegt bei  $\pm 0,005 \text{ mm}$ . Um eine Unparallelität der Stützplatten der 200-t-Pressen zu vermeiden, wird die zusammengesetzte Montage auf zwei sphärischen Gelenkoberflächen untergebracht.

Wir prüften drei Methoden zur Einbettung der zu untersuchenden Proben in die Kammer. Es wurde festgestellt, daß bei der Untersuchung der Kompressibilität von Gesteinen unter hohem quasihydrostatischem Druck das Verhältnis des Verdichtervolumens zum Probenvolumen 0,25 und das Verhältnis der Probenhöhe zum Durchmesser 0,8 bis 1 nicht überschreiten sollten. Bei Ausnutzung von verdichtenden Festphasenmedien muß die Probe in der Kammer unter einem Druck von  $2 - 3 \cdot 10^3 \text{ kg/cm}^2$  "vorgedrückt" sein, damit alle Lücken zwischen ihr und den Kammerwänden ausgefüllt werden.

Bei hohem Druck ändert sich das Kammervolumen infolge der elastisch-plastischen Deformation des Materials [7], und zwar bei maximalem Druck um 0,7 - 1 %. Folglich muß diese Deformation bei der Bestimmung der wahren Deformationsgröße der Gesteinsprobe unbedingt berücksichtigt werden [14, 15].

Die spezifische Volumendeformation der ins verdichtete Medium eingeschlossenen Probe kann nach folgender Gleichung berechnet werden:

$$(1) \frac{\Delta V}{V_0} = \frac{1}{V_0} \left\{ \frac{\Delta L_{\Sigma} - \Delta L_n}{L_{0\Sigma}} \cdot V_{\Sigma} - C_2 V_y - K S_0 [L_{0\Sigma} - (\Delta L_{\Sigma} - \Delta L_n)] \right\},$$

wo  $L_{0\Sigma}$  die Gesamtlänge der Verdichterprobe in der Kammer über die Kolbenachse,  $\Delta L_{\Sigma}$  die durch die Stundenindikatoren registrierte Gesamtdeformation,  $V_{\Sigma}$  das Gesamtvolumen des Systems (Probe, Verdichter, Ringe) unter atmosphärischem Druck,  $V_y$  das Verdichtervolumen bei atmosphärischem Druck,  $S_0$  den Kammerschnitt bei  $P = 1 \text{ kg/cm}^2$ ,  $K$  den Koeffizienten der Deformation des Kammerschnitts,  $\Delta L_n$  die Deformation der Kolben und  $C_2$  die spezifische Volumendeformation des Verdichters bezeichnen. Die Größen der spezifischen Volumendeformation der Verdichter (Blei:  $\sigma = 11,28 \text{ g/cm}^3$ ,  $V_p = 4,2 \text{ km/s}$ ; Pyrophyllit:  $\sigma = 2,83 \text{ g/cm}^3$ ,  $V_p = 4,62 \text{ km/s}$ ) wurden experimentell bestimmt [15].

Die von uns angewendete Methodik wurde durch die Deformation des Reineisens (ARMKO) und Wismuts geprüft. Die Differenz zwischen den erhaltenen Daten und Ergebnissen anderer Autoren [1, 4 - 6] liegt im Genauigkeitsbereich (8 - 10 %). Eine mehrmalige Wiederholung der Versuche zeigte, daß die Differenz der Ergebnisse 2 - 4 % nicht überschreitet [15]. Der Druck in der Kammer wurde durch Umrechnung der Druckbeanspruchung der Presse auf die Kolbenfläche mit Berücksichtigung der in der Kammer entstehenden Reibung berechnet. In einigen von unseren Einrichtungen wurde die Graduierung des Drucks in den Kammern nach dem Phasenübergang von Wismut (Bi I-II) ausgeführt. Im allgemeinen wurde der Druck in den Kammern mit einem Fehler von  $\pm 2 \%$  bestimmt. Unter Berücksichtigung aller möglichen Fehler betrug die Genauigkeit unse-

rer Messungen der spezifischen Volumendeformation der Gesteinsproben 10 - 15 % (bei  $P = 5 - 8 \cdot 10^3 \text{ kg/cm}^2$ ) bzw. 7 - 8 % (bei  $P = 10^4 \text{ kg/cm}^2$ ).

Für die Untersuchung der spezifischen Volumendeformation wurden 23 Proben eruptiver und metamorpher Gesteine aus der Ukraine ausgewählt, die sich aus Gabbro, Gneisen, Diabasen, Diorit und Amphibolfels zusammensetzten. Der Probendurchmesser betrug 13 - 15 mm und die Länge 10 - 15 mm.

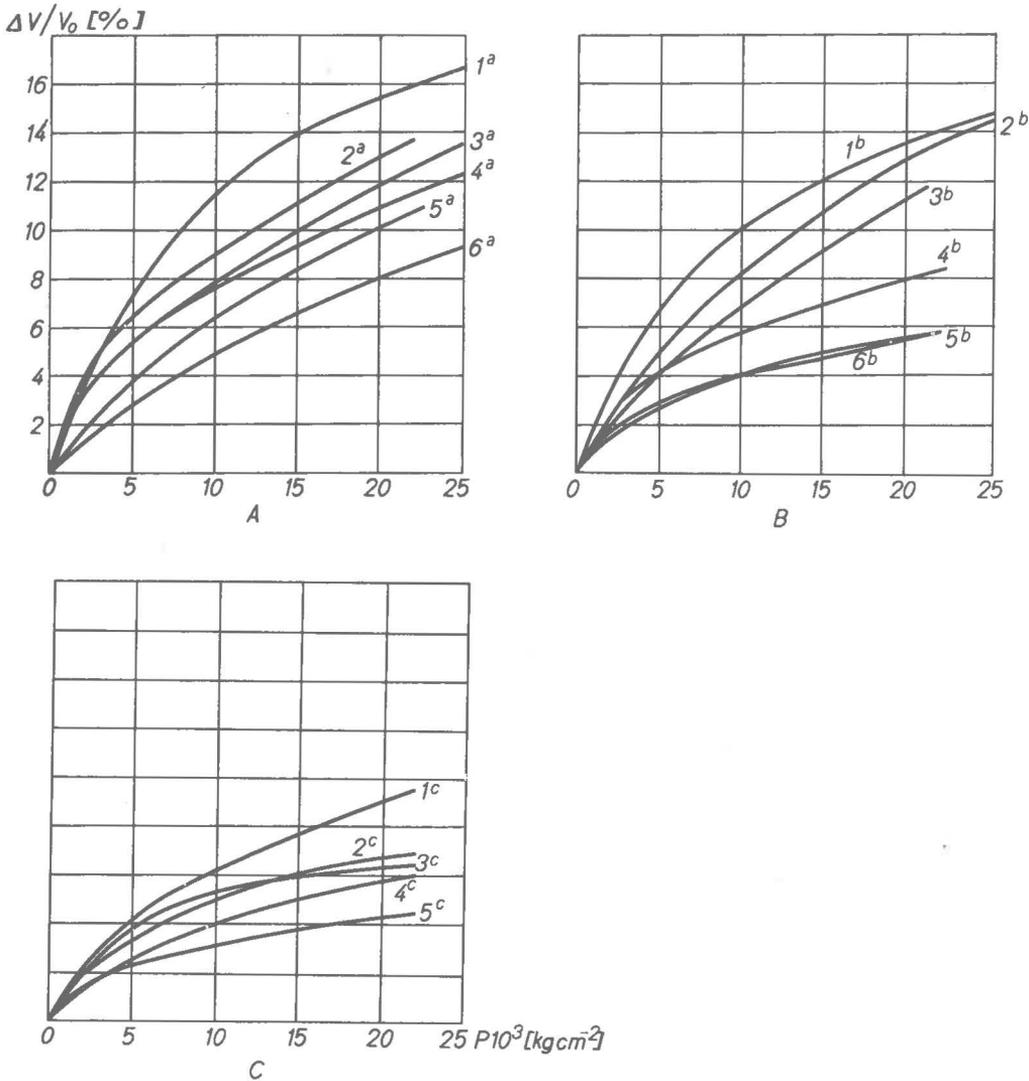


Abb. 2

In Abb. 2 sind die Größen der spezifischen Volumendeformation der auf verschiedene Weise in die Hochdruckkammer eingebrachten Gesteine angegeben. Es sei bemerkt, daß für die Proben, die in die Kammer mit dem Bleiverdichter gegeben wurden (Abb. 2 B), sowie für die Proben, die den inneren Ausmaßen der Kammer angepaßt waren (Abb. 2 A), die Deformationen etwa im gleichen Größenbereich lagen. Der Wert  $\Delta V/V_0$  änderte sich von 6 % bis auf 15 % bei einem Druck von etwa  $2 \cdot 10^4$  kg/cm<sup>2</sup>. Für die in die Pyrophyllitverdichter eingebetteten Proben (Abb. 2 B) waren die Größen der spezifischen Volumendeformation bei demselben Druck etwas geringer (4 - 6 %).

Für alle drei Methoden der Probeneinbettung ist eine starke spezifische Volumendeformation im Druckbereich 0 -  $7 \cdot 10^3$  kg/cm<sup>2</sup> mit einer allmählichen Zunahme der Größen  $\Delta V/V_0$  kennzeichnend. Es ist eine erhebliche Differenz zwischen den in den Kammern des quasihydrostatischen Drucks bei Festphasenverdichtern erhaltenen Ergebnissen und den angegebenen  $\Delta V/V_0$ -Bestimmungen unter hydrostatischem Druck festzustellen. Im Bereich des hydrostatischen Drucks von 0 bis  $2 \cdot 10^3$  kg/cm<sup>2</sup> wird eine scharfe Änderung von  $\Delta V/V_0$  beobachtet, die durch die Geschlossenheit des Porenraums in den Gesteinen zu erklären ist. In den Kammern des quasihydrostatischen Drucks wird nach der vorgeschlagenen Methodik der Effekt der Geschlossenheit des Porenraums durch die Effekte überdeckt, die mit der Verdichtung vom Pyrophyllit oder Blei und mit der Auffüllung auch der winzigsten Räume auf der Probenoberfläche und an den Kammerwänden mit diesen zwei Stoffen verbunden sind. Der Prozeß der Auffüllung verläuft allmählich und ist durch die innere Reibung des verdichtenden Mediums gekennzeichnet. Offenbar kann damit die allmähliche Vergrößerung von  $\Delta V/V_0$  bis zu einem Druck von  $7 \cdot 10^3$  kg/cm<sup>2</sup> erklärt werden. Die Genauigkeit der Bestimmungen der absoluten Größen spezifischer Volumendeformationen in diesem Druckbereich vermindert sich bis 15 %. Im Druckbereich von mehr als  $7 \cdot 10^3$  kg/cm<sup>2</sup> ist nach der oben erwähnten Methodik der Einfluß der Verdichter auf die Größe  $\Delta V/V_0$  relativ leicht auszuschließen. Bei unseren Experimenten wurde die spezifische Volumendeformation in diesem Druckbereich mit einer Genauigkeit von 7 - 8 % bestimmt. Bei solchem Druck erfolgen nur elastische Deformationen der gesteinsbildenden Minerale. Darum ist die Methode eines Kolbenpiezometers mit Verwendung von Festphasenverdichtern bei den Untersuchungen spezifischer Deformationen der polykristallinen Vielkomponentenstoffe (insbesondere der Gesteine) für Experimente unter einem Druck von mehr als  $7 - 10 \cdot 10^3$  kg/cm<sup>2</sup> am effektivsten.

Es ist anzumerken, daß die Gesteine mit geringer Dichte ( $\sigma = 2,48 - 2,60$  g/cm<sup>3</sup>) durch hohe spezifische Volumendeformationen gekennzeichnet sind; z. B. erreicht  $\Delta V/V_0$  für einige Serpentinproben den Wert von 16 %. Die geringste Deformation wiesen Gneise und Diabase auf (Abb. 2).

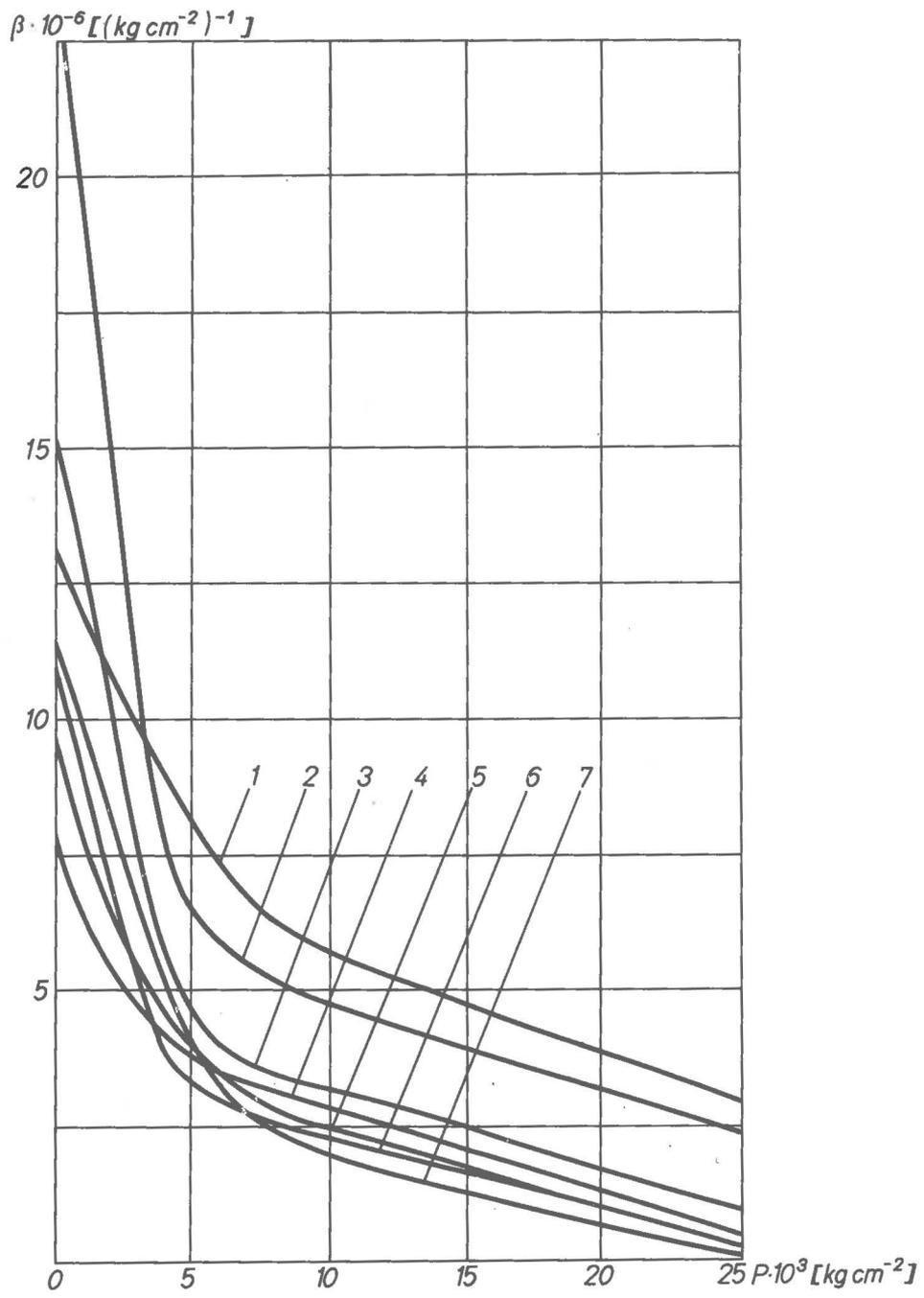


Abb. 3

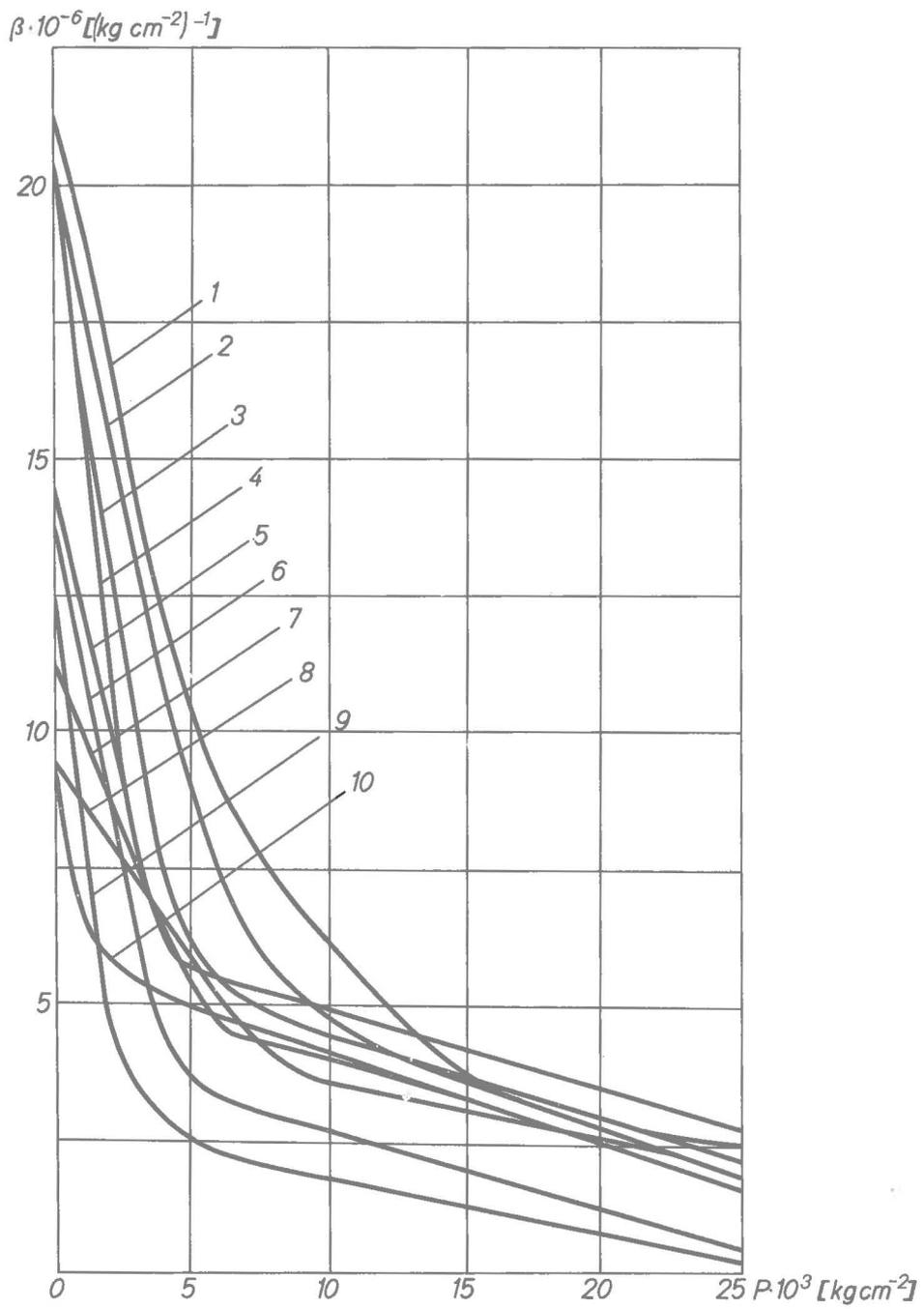


Abb. 4

Die Abb. 3 und 4 illustrieren die Veränderung der isothermen Volumenkompressibilität  $\beta$ , die nach der Formel

$$(2) \quad \beta = - \frac{1}{V} \left( \frac{\partial V}{\partial P} \right)_T$$

berechnet wurde. Das Volumen des Gesteins ( $V$ ) bei dem bestimmten Druck ( $P$ ) kann nach dem Verhältnis  $V = V_0 - \Delta V$  berechnet werden. Die partielle Ableitung  $(\partial V / \partial P)_T$  wurde durch die graphische Differenzierung der experimentellen Abhängigkeit  $\Delta V / V_0 = f(P)$  berechnet. Etwas passender für die Berechnung nach den in Abb. 2 angegebenen Ergebnissen ist folgendes Verhältnis:

$$(2a) \quad \beta = - \frac{\Delta \gamma}{(100 - \gamma) \Delta P}, \quad \text{wo} \quad \gamma = \frac{\Delta V}{V_0}$$

ist. Die für einige Gesteine berechneten Größen von  $\beta$  weisen noch einmal darauf hin, daß im Bereich des niedrigen Drucks die Methode des Kolbenpiezometers mit Festphasenverdichtung nur wenig gebräuchlich ist. Bei einem Druck  $> 1 \cdot 10^4 \text{ kg/cm}^2$  entspricht die Größenordnung der Kompressibilität einigen veröffentlichten Daten [3, 6, 19].

Die Größen der Kompressibilität variieren bei normalem Druck von 23 bis  $7 \cdot 10^{-6} (\text{kg/cm}^2)^{-1}$ . Bei  $P = 7 \cdot 10^3 \text{ kg/cm}^2$  vermindert sich die Kompressibilität (für eruptive und metamorphe Gesteine) bis zu  $6 - 2 \cdot 10^{-6} (\text{kg/cm}^2)^{-1}$ . Die absoluten Größen  $\beta$  vermindern sich bei  $P = 1 \text{ kg/cm}^2$  wegen der Erhöhung der Gesteinsdichte. Besonders deutlich wird diese Verringerung bei Serpentiniten und Diabasen beobachtet (Abb. 3 und 4). Der größte  $\beta$ -Wert ist dem Serpentin mit der Dichte 2,50, der geringste demjenigen mit  $\sigma = 2,69 \text{ g/cm}^3$  eigen. Diabas mit  $\sigma = 2,81 \text{ g/cm}^3$  wird bei einem Druck von  $10^4 \text{ kg/cm}^2$  durch die Kompressibilität  $5,5 \cdot 10^{-6}$  gekennzeichnet, und bei  $\sigma = 3,10 \text{ g/cm}^3$  entspricht er  $2 \cdot 10^{-6} (\text{kg/cm}^2)^{-1}$ . Außerdem sind die Gradienten der Veränderung bei den eruptiven Gesteinen wegen der Druckerhöhung auf dem linearen Abschnitt (von 7 bis  $25 \cdot 10^3 \text{ kg/cm}^2$ ) etwas größer als bei den metamorphen. Die Durchschnittsgradienten betragen entsprechend 0,11 % und  $0,152 \cdot 10^{-6} (\text{kg/cm}^2)^{-2}$ . Der Durchschnittswert der Kompressibilität der nach der vorgeschlagenen Methodik untersuchten Proben eruptiver Gesteine beträgt bei  $P = 25 \cdot 10^3 \text{ kg/cm}^2$   $1,85 \cdot 10^{-6}$  und bei den metamorphen Gesteinen  $1,13 \cdot 10^{-6} (\text{kg/cm}^2)^{-1}$ .

Nach den Ergebnissen der spezifischen Volumendeformation der Gesteine wurden die Änderungen der Dichte und des spezifischen Gewichts ( $\sigma$  und  $\delta$ ) in denselben Druckbereichen errechnet. Bekanntlich kann die Gesteinsdichte bei beliebigem Druck  $P$  im allgemeinsten Fall nach dem Verhältnis

$$(3) \quad \sigma_P = \frac{\sigma_0}{1 - \frac{\Delta V}{V_0}}$$

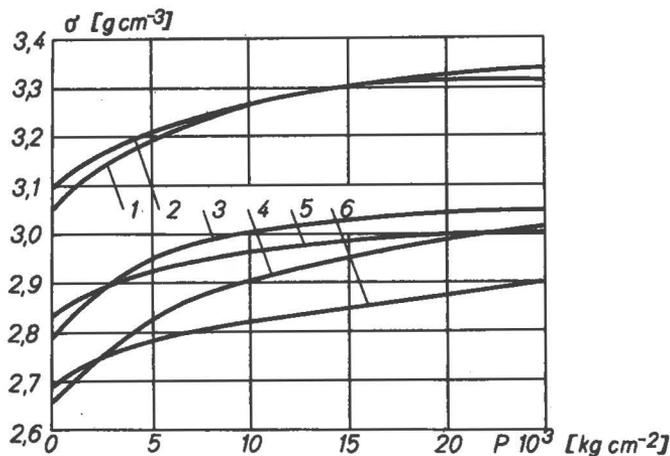
bestimmt werden, wo  $\sigma_0$  die Gesteinsdichte bei atmosphärischem Druck ist.

Die Gesteine werden als polykristalline Stoffe durch hohe Inhomogenität der elastischen Parameter im gesamten Volumen charakterisiert. Gesteinsbildende Mineralien weisen in vielen Fällen eine bedeutende Anisotropie der mechanischen Eigenschaften auf. Deshalb werden die Gesteine sogar unter den Bedingungen hydrostatischen Drucks durch einen komplizierten Spannungszustand beeinflusst, der nach der

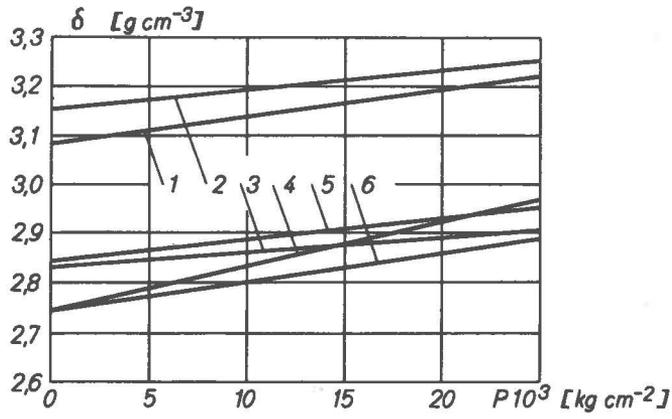
Meinung von B.I. BERESNEV u. a. (1970) eine irreversible Zusatzdeformation hervorruft. Unter quasihydrostatischem Druck verstärkt sich der Deformationseffekt infolge der Zusatzspannungen, die im ganzen Probenvolumen auf Grund inhomogener Druckverteilung in der Kammer entstehen. Daher wird die experimentell beobachtete Volumen deformation der Gesteine in quasihydrostatischen Hochdruckkammern als Deformationsbetrag dargestellt. Diese Deformationen werden durch teilweise brüchige "Zerstörung" bei der Schließung verhältnismäßig großer Poren, durch plastische Deformation gesteinsbildender Mineralien bei Auffüllung eines geringen Teils des Porenraums (charakteristisch für das gesamte Probenvolumen) und durch elastische Deformation einzelner Mineralien hervorgerufen. Der mit der Porenschließung und -füllung verbundene Deformationsbereich wird durch einen hohen Volumenänderungsgradienten bei Druckerhöhung gekennzeichnet. Zugleich hat der Bereich der elastischen Deformation gesteinsbildender Mineralien bis zu einem bestimmten Moment einen niedrigen und ständigen Gradienten des gesamten Probenvolumens in Abhängigkeit vom Druck. Die meisten Experimentatoren meinen, daß der durch die nichtlineare Abhängigkeit  $\Delta V/V_0$  gekennzeichnete Bereich (bedingt durch die Gesteinsporenschließung) bei Drücken von  $5 - 7 \cdot 10^3 \text{ kg/cm}^2$ , d. h. in Tiefen von 20 bis 30 km, völlig erschöpft wird. Deshalb nehmen wir an, daß die weitere Volumenverminderung der Gesteinsprobe hauptsächlich mit elastischer Deformation gesteinsbildender Mineralien bei Druckerhöhung interpretiert werden kann. Das läßt uns den linearen Abschnitt (laut Angaben über die summarische Deformation) ausnutzen und die eventuelle Änderung der mineralogischen Gesteinsdichte (des spezifischen Gewichts) in erster Näherung in Abhängigkeit von der Druckerhöhung nach den Beziehungen

$$(4) \quad \delta_P = \frac{\delta_0}{1 - \gamma_L \frac{P}{V}} = \frac{\delta_0 V_0}{V_0 - \gamma_L P} = \frac{\delta_0}{1 - \beta_L P}$$

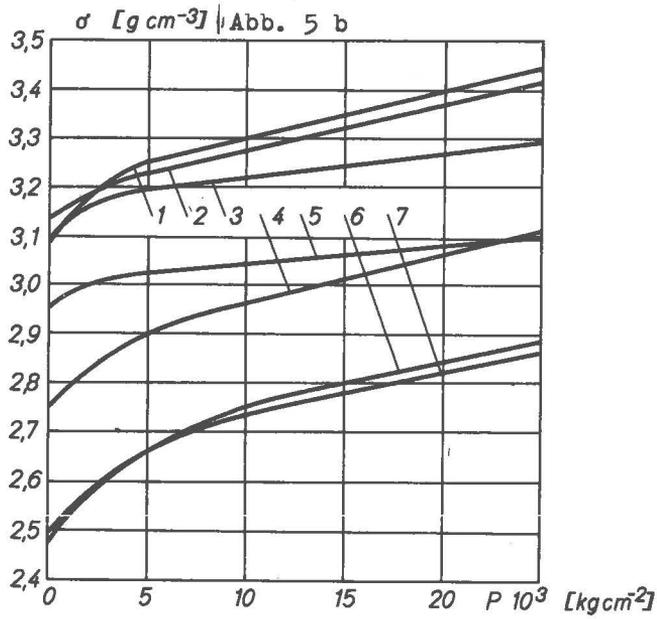
errechnen, wo  $\delta_0$  die mineralogische Gesteinsdichte oder das spezifische Gesteinsgewicht unter atmosphärischem Druck,  $\gamma_L$  den Probenvolumen-Änderungsgradienten auf dem linearen Abschnitt der Kurve (Druckbereich  $P > 5 - 7 \cdot 10^3 \text{ kg/cm}^2$ ) und  $\beta_L$  die Gesteinskompressibilität auf dem linearen Abschnitt der Kurve bezeichnen;  $\gamma_L = \Delta V/\Delta P$ ,  $\beta_L = (1/V_0)(\partial V/\partial P)$ .



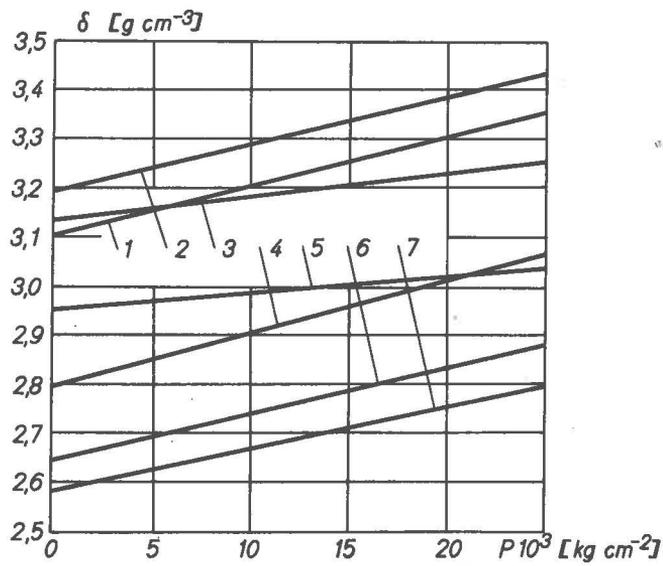
a  
Abb. 5 a



b



a



b

Abb. 6 a und b

In den Abb. 5 a, b und 6 a, b sind die Ergebnisse der Bearbeitung experimenteller Daten über die Abhängigkeit der Volumengewichts-(Dichte-)Änderung und der mineralogischen Dichte (des spezifischen Gewichts) der Gesteine vom Druck dargestellt.

Abb. 5 a und 6 a illustrieren die Veränderungen, die nach der Formel (3) auf Grund der in Abb. 2 gezeigten Abhängigkeiten  $\Delta V/V_0 = f(P)$  berechnet worden sind. Die absoluten Werte  $\sigma_0$  und  $\delta_0$  wurden mit einer Genauigkeit von  $\pm 0,1 \text{ g/cm}^3$  bestimmt. Da die spezifische Volumendeformation  $\Delta V/V_0$  der Gesteine nach der von uns angenommenen Methodik mit einer Genauigkeit von 5 - 7 % berechnet wurde, wurde die Veränderung von  $\sigma_p$  und  $\delta_p$  bei Druckerhöhung mit dem absoluten Fehler  $\pm 0,03 \text{ g/cm}^3$  bestimmt (s. Tab. 1).

In Abb. 5 b und 6 b sind die Ergebnisse der nach (4) ausgeführten Berechnungen der Änderungen der mineralogischen Dichte (des spezifischen Gewichts) verschiedener Gesteinsproben bei Druckerhöhung angegeben. Wir meinen, daß diese Daten die Gesteinsdichteänderung erst von Tiefen von 15 - 20 km ab widerspiegeln. Hier dürften sich die Gesteine schon im porenlosen Zustand befinden; ihre Dichte wird dann offenbar hauptsächlich durch die mineralogische Zusammensetzung gekennzeichnet. Das wird dadurch bestätigt, daß die Werte von  $\delta$  und  $\sigma$  bei einem Druck von  $25 \cdot 10^3 \text{ kg/cm}^2$  für die meisten untersuchten Proben im Genauigkeitsbereich der Bestimmung der Ausgangswerte des Volumengewichts und der mineralogischen Dichte zusammenfallen.

### Einige Schlußfolgerungen

1. Es wurden einige Typen von Apparaturen für hohen quasihydrostatischen Druck entworfen, konstruiert und geprüft. Als das zur Untersuchung der spezifischen Volumendeformation von Gesteinen am besten geeignete Gerät erwies sich ein Kolbenpiezometer mit einem inneren Kammerdurchmesser von 15 mm und einer Kammerhöhe von 30 - 35 mm.
2. Es wurden die spezifische Volumendeformation der Gesteine unter experimentellen Verhältnissen bei hohem quasihydrostatischem Druck (bis  $25 \cdot 10^3 \text{ kg/cm}^2$ ) sowie die Dichtungsmaterialien Pyrophyllit und Blei untersucht. Bemerkenswert sind die Eigenschaften des Bleis, bedingt durch seine hohe Plastizität und die geringe innere Reibung. Ferner wurden die Bedingungen ermittelt, die es gestatten, den Einfluß der Dichtungsdeformation, der Kammer, der Kolben und der Ringe auszuschließen, wodurch die Genauigkeit der Meßergebnisse erhöht wird. Die vorgeschlagene Methodik zur Bestimmung der spezifischen Volumendeformation ist bei einem Druck von mehr als  $7 \cdot 10^3 \text{ kg/cm}^2$  am günstigsten. Die Genauigkeit der Messungen beträgt 8 - 15 % in Abhängigkeit vom Druck.
3. Die Ergebnisse der Experimente zeigten, daß die höchsten Werte spezifischer Volumendeformation bei den weniger dichten Materialien (Pyrophyllit, Serpentin) auftreten; ihre maximalen Werte werden bei verhältnismäßig dichten Gesteinen (Gneisen, Diabasen) beobachtet. Die Kompressibilitäts- und Dichteänderungen der Proben einiger eruptiver und metamorpher Gesteine der Ukraine sind anhand der Bestimmung der spezifischen Volumendeformation nach entsprechenden Formeln für verschiedene Hochdruckwerte errechnet worden.

Tab. 1. Charakteristika einiger Gesteinstypen

Gestein	Ort der Probenentnahme	Probennummer	Volumengewicht*	Mineralogische Dichte*	Porosität*	$V_p^*$	Art der Dichtung	Maximaler Druck	Kompres-sibilität	$\Delta\sigma$	$\Delta\delta$
			$\sigma$ [g/cm <sup>3</sup> ]	$\delta$ [g/cm <sup>3</sup> ]	n [%]	[km/s]		[kg/cm <sup>3</sup> ]	$\beta$ [(kg/cm <sup>2</sup> ) <sup>-1</sup> ]		
bei Annahme von $P = 25 \cdot 10^3$ kg/cm <sup>2</sup>											
E r u p t i v a											
1. Diabas	Ukr.Schild	991**	3,05	3,08	1,0	-	Pyrophyllit, 22·10 <sup>3</sup> Blei	1,0·10 <sup>-6</sup>	0,29	0,14	
2. Gabbro	Ukr.Schild	566**	3,09	3,15	2,0	-	Pyrophyllit 23	0,2	0,22	0,10	
3. Gabbro-Diabas	Gebirgskrim	72/2637	2,79	2,83	1,6	5,8	ohne Dichtung 20	3,0	0,26	0,07	
4. Gabbro-Diabas	Gebirgskrim	24/2086	2,65	2,74	3,2	4,9	ohne Dichtung 22	2,5	0,37	0,22	
5. Gabbro	Ukr.Schild	3/7	2,83	2,84	0	6,0	Blei 22	0,2	0,18	0,11	
6. Quarzmonzonit	Ukr.Schild	3/9	2,69	2,74	2,0	6,1	Pyrophyllit 22	0,8	0,26	0,14	
M e t a m o r p h i t e											
1. Gneis	Ukr.Schild	18/49	3,07	3,10	1,0	6,6	ohne Dichtung 26	1,5	0,37	0,25	
2. Gneis	Ukr.Schild	17/46	3,13	3,19	2,0	6,7	ohne Dichtung 26	1,3	0,29	0,24	
3. Amphibolfels	Ukr.Schild	21/62	3,08	3,13	1,2	6,0	Pyrophyllit 23	0,3	0,21	0,12	
4. Gneis	Ukr.Schild	7/20	2,75	2,79	1,6	6,2	ohne Dichtung 25	1,6	0,36	0,27	
5. Gneis	Ukr.Schild	16/44	2,95	2,95	0	6,5	Pyrophyllit 23	0,2	0,15	0,08	
6. Serpentin	Ukr.Schild	197**	2,47	2,64	8,0	-	ohne Dichtung 26	1,8	0,41	0,24	
7. Serpentin	Ukr.Schild	517/55**	2,48	2,58	4,0	4,7	Blei 26	1,9	0,38	0,21	

\* Werte des Volumengewichts, der mineralogischen Dichte, der Porosität und der Geschwindigkeit bei atmosphärischem Druck (vor dem Experiment).

\*\* Bohrproben. - Die oberen Nummern 1 - 6 entsprechen der Abb. 5 a, b und die unteren Nummern 1 - 7 der Abb. 6 a, b

4. Die Kompressibilitätsgrößen der untersuchten Gesteine variieren stark bei niedrigen Drücken (bis  $7 \cdot 10^3 \text{ kg/cm}^2$ ) und streuen weniger ( $3,0$  bis  $0,2 \cdot 10^{-6} (\text{kg/cm}^2)^{-1}$ ) bei Drücken  $> 25 \cdot 10^3 \text{ kg/cm}^2$ . Für Gesteine mit großer Porosität ( $> 30\%$ ) ändert sich die Kompressibilität allmählich im ganzen Druckbereich ( $0 - 20 \cdot 10^3 \text{ kg/cm}^2$ ). Die Gesteine mit geringer Porosität kennzeichnen sich durch minimale Kompressibilitätswerte bei  $P = 5 \cdot 10^3 \text{ kg/cm}^2$ .
5. Auf Grund der errechneten Abhängigkeiten der Änderungen des spezifischen Gewichts (der mineralogischen Dichte) und des Volumengewichts der Gesteine vom Druck darf angenommen werden, daß sie sich bei  $P > 5 - 7 \cdot 10^3 \text{ kg/cm}^2$  im porenlosen Zustand befinden und nur durch mineralogische Dichte charakterisiert werden, worauf die Gleichheit des Volumen- und des spezifischen Gewichts im Druckbereich  $> 20 \cdot 10^3 \text{ kg/cm}^2$  hinweist. Es ist anzunehmen, daß sich die mineralogische Dichte mit Druck-erhöhung linear ändert. Die Änderung des spezifischen und des Volumengewichts für jedes  $\text{kg/cm}^2$  Druck ist bei eruptiven Gesteinen (entsprechend  $0,265$ ;  $0,128 \text{ g/cm}^3$ ) etwas geringer als bei den metamorphen ( $0,347$ ;  $0,201 \text{ g/cm}^3$ ).

#### Literatur

- [1] BELIKOV, B.P.;  
ALEXANDROV, K.S.;  
RYŠOVA, T.V.                      Elastische Eigenschaften der gesteinsbildenden Minerale und Gesteine.  
Moskau: Verl. "Nauka" 1970
- [2] BIRCH, F.                              Einige geophysikalische Anwendungen der Hochdruck-untersuchung. Festkörper unter hohem Druck.  
Moskau: Verl. "Mir" 1966
- [3] BRACE, W.F.                            Some new measurements of linear compressibility of rocks.  
J. geophys. Res. 70 (1965) 2
- [4] BRIDGMAN, P.V.                        Physik des Hochdrucks.  
Moskau: ONTI 1935
- [5] BRIDGMAN, P.V.                        Die neuesten Arbeiten auf dem Gebiet des hohen Druckes.  
Moskau: Verl. "Inostrannaja Literatura" 1948
- [6] CLARK, S.P., Jr. (Hrsg.)                Handbook of physical constants.  
New York 1966
- [7] GENSCHAFT, J.S.;  
LIFSCHITZ, L.D.;  
RJABININ, J.H.                        Bestimmung von Festkörperzustandsgrößen unter hohem Druck mit der Kolbenverschiebungsmethode (Pb, Bi, AgCl, Pyrophyllit, Granit, Bn).
- [8] GONDIER, J.N.;  
HODGE, F.G.                              Elastizität und Plastizität.  
Moskau: Verl. "Inostrannaja Literatura" 1960

- [9] HALL, H.T. Ultra high pressure research.  
Science 128 (1958)
- [10] HALL, H.T. Ultra high pressure, high-temperature apparatus:  
the "Belt".  
Rev. sci. Instr. 31 (1960)
- [11] LEBEDEV, T.S.;  
ŠAPOVAL, V.I.;  
KORČIN, V.A. Untersuchungen über den Einfluß hoher Temperatu-  
ren und Drücke auf die Geschwindigkeitsänderungen  
in eruptiven und metamorphen Gesteinen.  
Geofizičeskij Sbornik AN SSSR, Kiev (1969) 31
- [12] LEBEDEV, T.S.;  
ŠAPOVAL, V.I.;  
KORČIN, V.A. Untersuchungen über den Einfluß hoher Drücke und  
Temperaturen auf die Geschwindigkeit elastischer  
Wellen in einigen Gesteinen des Ukrainischen  
Schildes.  
Geofizičeskij Sbornik AN SSSR, Kiev (1969) 32
- [13] LEBEDEV, T.S.;  
ŠAPOVAL, V.I.;  
KORČIN, V.A. Erzeugung hoher Drücke bis 30 000 kg/cm<sup>2</sup> zur Un-  
tersuchung der Kompressibilität und anderer ela-  
stischer Eigenschaften der Gesteine.  
Materialy IV Konferencii molodych geofizikov  
Ukrainy. Kiev: Verl. "Naukova Dumka" 1970
- [14] LEBEDEV, T.S.;  
ŠAPOVAL, V.I.;  
KORČIN, V.A. Einfluß hoher Temperaturen und des Druckes auf  
die Größe des isobarischen Koeffizienten der li-  
nearen Ausdehnung, Kompressibilität und Schall-  
geschwindigkeit in einigen Gesteinsproben des  
Ukrainischen Schildes.  
Materialy IV Konferencii molodych geofizikov  
Ukrainy. Kiev: Verl. "Naukova Dumka" 1970
- [15] LEBEDEV, T.S.;  
ŠAPOVAL, V.I.;  
KORČIN, V.A. Spezifische Volumendeformation, Kompressibilität  
und Dichte der Gesteine unter hohem Druck.  
Geofizičeskij Sbornik AN SSSR, Kiev (1970) 36
- [16] LEBEDEV, T.S.;  
ŠAPOVAL, V.I.;  
KORČIN, V.A.;  
BURTNYJ, P.A. Experimentelle Ergebnisse der Untersuchung eini-  
ger physikalischer Eigenschaften kristalliner Gè-  
steine des zentralen Ukrainischen Schildes.  
Geofizičeskij Sbornik AN SSSR, Kiev (1970)
- [17] OLSZAK, W.;  
URBANOWSKI, W. Sprężysto-plastyczny grubościenny walec mechaniki  
stosowanej.
- [18] SVENSON, K. Physik des hohen Druckes.  
Moskau: Verl. "Inostrannaja Literatura" 1963

- [19] SIMMONS, G.;  
BRACE, W.F. Comparison of static and dynamic measurements of compressibility of rocks.  
J. geophys. Res. 70 (1965) 22
- [20] VEREŠČAGIN, L.F.;  
LICHTER, A.I.;  
IVANOV, V.E. Die Erzeugung des Ultrahochdrucks in einer Anlage mit konischem Kolben.
- [21] VOLAROVICĚ, M.P.;  
BALAŠOV, D.B.;  
PAVLOGRADSKIJ, V.A. Untersuchung der Kompressibilität eruptiver Gesteine unter einem Druck bis 5000 kg/cm<sup>2</sup>.  
Izv. Akad. Nauk SSSR, serija geofizičeskaja  
Moskau (1959) 5
- [22] ... Moderne Technik des Ultrahochdrucks.  
Moskau: Verl. "Mir" 1964

von hohen  
sindikatorenn.

1 - Stutzplatten der Presse, 2 - Mechanismus der Kolbenbewegung, 3 - oberer und unterer Kolben, 4 - Bandagenringe  
5 - Probe, 6 - Matrize, 7 - Bandagenring der Kammer, 8 - Stange des Deformationsindikators, 9 - Halter.

Abb. 2 Änderung von  $\frac{\Delta V}{V_0} = f(P)$

A - Den Kammerausmaßen angepasste Proben  
B - Probe im Bleimantel  
C - Probe in Pyrophyllit

Gabbro - 6b (2,83), 3c (3,09); Diabas - 2b (2,81), 4b (3,05), 5b (3,07), 1c (3,05); Gabbro-Diabas - 2b (2,79), 4c (2,65); Amphibolfels - 2b (3,08); Serpentin - 1a (2,55), 5a (2,69), 1b (2,48); Gneis - 3a (2,75), 4a (3,13), 6a (3,19) 3b (3,07), 5c (2,95).

(In den Klammern sind die Dichtewerte der untersuchten Proben in  $[g/cm^3]$  angegeben).

Abb. 3 Änderung von  $\beta = f(P)$  einiger Gesteinsproben aus der Ukraine.

Diabas - 1 (2,81), 3 (3,05), 4 (3,07), 5 (3,10); Diorit - 2 (2,70); Gabbro - 5 (2,84), 6 (3,09)

(Eingeklammert sind die Dichtewerte in  $[g/cm^3]$  ).

Abb. 4 Änderung von  $\beta = f(P)$  einiger metamorpher Gesteine aus der Ukraine.

Serpentin - 1 (2,47), 2 (2,48), 5 (2,55), 8 (2,69);  
Gneis - 3 (3,13), 4 (2,75), 7 (3,07), 9 (2,95) und 10 (3,17);  
Amphibolfels - 6 (3,09),

(Eingeklammert sind die Dichtewerte).

Abb. 5 Schemata der Veränderung des Volumengewichts (a) und der mineralogischen Dichte (b) einiger eruptiver Gesteine der Ukraine.

1 - Diabas (1,0), 2 - Gabbro (2,0), 3 - Gabbro-Diabas (1,6),  
4 - Gabbro-Diabas (3,2), 5 - Gabbro (0), 6 - Quarzmonzonit (2,0).

(Eingeklammert sind die Werte der Porosität der untersuchten Gesteinsproben in [5] ).

a -  $\sigma_p = f(P)$ , berechnet nach der Veränderung der spezifischen Volumendeformation (  $\sigma_p = \frac{\sigma_0}{1 - \frac{\Delta V}{V_0}}$  )

b -  $\delta_p = f(P)$ , berechnet nach der Veränderung der spezifischen Volumendeformation (  $\delta_p = \frac{\delta_0}{1 - \gamma_L \frac{P}{V_0}}$  ).

Abb. 6 Schemen der Veränderung des Volumengewichts (a) und der mineralogischen Dichte (b) einiger metamorpher Gesteine der Ukraine.

1 - Gneis (1,0), 2 - Gneis (2,0), 3 - Amphibolfels (1,2),  
4 - Gneis (1,6), 5 - Gneis (0), 6 - Serpentin (8,0), 7 - Serpentin (4,0).

(Die übrigen Bezeichnungen sind dieselben wie in Abb. 5).

Apparate und Methoden zur Untersuchung physikalischer Eigenschaften von Gesteinen unter hohen Drücken

M.P. Volarovič (Moskau)

Viele geophysikalische Probleme erfordern für ihre Lösung experimentelle Untersuchungen der physikalischen Eigenschaften von Gesteinen unter verschiedenen thermodynamischen Bedingungen.

Bei der Interpretation von Beobachtungen der Feld-Geophysik helfen Ergebnisse von Laborversuchen eine Reihe von Grundproblemen der Gewinnung von Kenntnissen über das Erdinnere durch direkte Beobachtungen lösen. Die Resultate von Untersuchungen der physikalischen Gesteinseigenschaften in verschiedenen Druck- und Temperaturbereichen geben die Möglichkeit, bestimmte Vermutungen darüber zu äußern, welche Gesteine tatsächlich in tiefen Schichten der Erdkruste lagern, welche Materie und in welchen Zuständen sie sich im oberen Mantel und in größeren Tiefen des Erdinnern befindet und was für Prozesse in diesen Schichten der Erde vonstatten gehen. Es sei dazu bemerkt, daß die Methoden zur Bestimmung der physikalischen Parameter sehr gut geeigneter Gesteine bei atmosphärischen Druckverhältnissen schon genügend gut bearbeitet sind, wengleich auch in dieser Richtung noch viele methodische Arbeiten über Vereinheitlichung der Apparaturen, der Standardisierung und dergleichen mehr bevorstehen.

Die Arbeiten auf verschiedenen Gebieten der Physik und der physikalischen Chemie der Festkörper, Flüssigkeiten und Gase unter hohen Drücken werden in einer Reihe von Ländern schon seit vielen Jahren vorangetrieben. Die Untersuchung der physikalischen Eigenschaften von Gesteinen begann relativ spät. Jetzt werden Laboruntersuchungen außer in der UdSSR auch in den USA, in der DDR, in Japan, Australien, England, Frankreich und in anderen Ländern in unterschiedlichen Richtungen und in verschiedenem Umfang durchgeführt.

Im folgenden werden die Methoden und Anlagen für die Untersuchungen, welche vom Autor und seinen Mitarbeitern (E.I. BAJUK, D.B. BALAŠOV, A.T. BONDARENKO, N.E. GALDIN, C.M. KIPEENKOVA, A.I. LEVYKIN, V.A. PAVLOGRADSKIJ, E.I. STAKOVSKAJA, I.S. TOMAŠEVSKAJA) im Laboratorium für hohe Drücke des Instituts Physik der Erde der Akademie der Wissenschaften der UdSSR zur Erforschung der mechanischen und elektrischen Eigenschaften der Gesteine und Mineralien bei hohen Drücken und Temperaturen unter geophysikalischen Aspekten durchgeführt wurden, kurz beschrieben. Die Methoden sind offenbar auch für die Geologie, Geochemie, den Bergbau usw. von Interesse. Eine Anzahl von Einrichtungen ist für Arbeiten mit hydrostatischen Drücken bestimmt; andere arbeiten mit Drücken, die hydrostatischen Bedingungen nahekommen, also mit quasihydrostatischen Drücken. Für die Seismologie ist ferner vor allem die Untersuchung der Geschwindigkeit der elastischen Wellen in Gesteinen unter hohen Drücken von Interesse.

Die ersten Experimente in dieser Richtung gelangen uns mit Hilfe von Geräten, die für frühere Untersuchungen mit Drücken bis 1 kbar entwickelt worden waren. Die Apparaturen wurden für das Studium der Geschwindigkeiten der Longitudinalwellen in Festkörpern hergerichtet. Die Experimente wurden ähnlich wie beim Kohlenbergbau in

Zusammenhang mit Fragen des Kampfes gegen plötzliche Gas- und Kohleausbrüche in den Schächten durchgeführt. In dieser Arbeit wurden Messungen der Geschwindigkeit der elastischen (Longitudinal- und Transversal-)Wellen mit Hilfe der Ultraschallmethode mit piezoelektrischen Gebern und durch die Aufnahme der Ultraschallschwingungen mit verschiedenen Empfängern durchgeführt.

Weitere Etappen waren Konstruktion und Produktion von Apparaturen, mit deren Hilfe die elastischen Parameter der Gesteine bei einem Druck bis 5 kbar gemessen werden konnten. Als Druckübertragungsmittel diente Stickstoff, wobei außer einem gewöhnlichen 5stufigen Kompressor für 1 kbar noch ein einzylindrischer Gaskompressor für 5 kbar nach dem System des Akademikers L.F. VEREŠČAGIN angewendet wurde. Damit der Stickstoff nicht in die Poren des Gesteins eindrang, wurden die Proben in eine dünne Kupferhülle eingelötet oder mit einigen Schichten Leim bedeckt.

Bei der Untersuchung der Geschwindigkeit der elastischen Wellen in den Gesteinsproben und auch der linearen Kompressibilität bei den angegebenen Drücken werden zylinderförmige Proben mit einer Länge von 8 - 12 cm und einem Durchmesser von 3 cm verwendet.

Bei einer Variante der Apparaturen war es möglich, mit statischen Methoden den Modul von YOUNG und den Schermodul bei Gesteinsproben zu messen, die die längliche Form von 12 - 16 cm und einen Durchmesser von 0,8 - 1 cm haben; außerdem bestimmte man bei ihnen die Festigkeit durch die Methoden der Krümmung und des Bruches. Ein bedeutendes Ergebnis wurde bei einem Druck bis zu 4 kbar erzielt (im ganzen wurden ungefähr 1000 unterschiedliche Brüche metamorpher und sedimentärer Gesteine untersucht), außerdem wurden Methoden zur Bestimmung aller elastischen Parameter bei einem einzigen Experiment ausgearbeitet. Für diese Gesteinsproben bestimmte man in Hochdruckkammern die Geschwindigkeit der Longitudinal- und Transversalwellen. Wenn man diese zwei Parameter kennt, kann man alles andere berechnen: die dynamische Bedeutung des Moduls von YOUNG, des Schermoduls, der Größe der Kompression und sogar die POISSON-Zahl. Es wurde auch der Einfluß des Druckes auf den Absorptionskoeffizienten der elastischen Wellen in den Gesteinen nach einer speziellen Bearbeitung der Proben und mittels mehrmaliger Reflexion der Ultraschallimpulse gemessen.

Zur Bestimmung der Geschwindigkeit der Wellen bei der Deformation und im Moment der Zerstörung des Gesteins bei allseitigem Druck wurde eine hydraulische Anlage für Drücke bis zu 10 kbar entworfen und konstruiert, in der man gegenwärtig eine Kompression der Probe mit einer Kraft bis 30 Tonnen produzieren kann. Folglich gibt die Apparatur die Möglichkeit, die Experimente bei komplexem Spannungszustand durchzuführen. Zu dieser Anlage gehört eine Reihe von Vorrichtungen, die es erlauben, die Geschwindigkeiten der elastischen Wellen entlang der Probe und senkrecht dazu, die Deformation der Probe bei axialem Druck, die Festigkeitsgrenze u. dgl. m. zu messen. Die Messungen der Geschwindigkeiten der Ultraschall-Längs- und -Querwellen in den Gesteinen bei einem Druck bis zu 20 bzw. 40 kbar wurden unter quasi-hydrostatischem Druck mit Hilfe von speziellen Bearbeitungsmethoden und Apparaturen ausgeführt. Die in einer dünnen Bleihülle befindliche Gesteinsprobe mit einem Durchmesser von 1 bis 2 cm und einer Länge von 1,5 - 2,5 cm lag in einem dickwandigen zwei- oder dreischichtigen Zylinder aus hochwertigem Stahl (die innere Kammer war aus einer festen Legierung) und wurde durch Kolben aus einer harten Legierung mit Hilfe einer hydrau-

lischen 100-Tonnen-Presse komprimiert. Da das Blei bei hohem Druck eine starke Formänderung erleidet, ist der auf die Gesteinsprobe einwirkende Druck nahezu hydrostatisch. In der letzten Zeit wurde die Anlage für Drücke bis zu 20 kbar und für die gleichzeitige Messung der Geschwindigkeit der elastischen Wellen, der Kompressibilität und der Dichte der Gesteine eingerichtet. Die elektrischen Eigenschaften der Gesteine wurden zu Beginn bei Drücken bis zu wenigen Kilobar gemessen, für welche man eine weiter oben beschriebene Apparatur verwandte, die für die Nutzung der mechanischen Eigenschaften des Gesteins entwickelt worden war.

Später wurden Anlagen gebaut, die es erlaubten, bei quasihydrostatischen Drücken bis 40 kbar eine Temperatur von 500 °C zu erreichen, bei Drücken bis 20 kbar 700 °C. Bei diesen Versuchen fanden Gesteinsproben in Form von kleinen flachen Scheiben mit einem Durchmesser von 1 - 1,5 cm und wenigen Millimetern Dicke Verwendung. Unter atmosphärischen Druckverhältnissen wurden die elektrischen Parameter der Gesteine und Mineralien bei Temperaturen bis zu 1200 °C gemessen, wofür induktionsfreie Spezialöfen gebaut worden waren. Die Proben hatten in diesem Fall ebenfalls Scheibenform, jedoch einen um das Mehrfache größeren Durchmesser. Für die Messung des elektrischen Widerstandes, der Dielektrizitätskonstante und des Verlustwinkels wurden verschiedene Schaltungen sowohl mit Gleichstrom als auch Wechselstrom mit unterschiedlichen Frequenzen angewendet.

Damit sind gegenwärtig Anlagen und Methoden zur Messung sowohl der mechanischen als auch der elektrischen Eigenschaften des Gesteins vorhanden, welche es gestatten, die Forschung bei Drücken von einigen Kilobar bzw. einigen 10 kbar weiterzuführen.

Influence of pore-fluid pressure in rocks on tensile cracking  
under high pressure

---

R. Teisseyre (Warschau)

1. Crack formed at a piled-up group of dislocations

The energy balance of crack formation as caused by the stress concentration at a piled-up group of dislocations follows from two expressions. The first, presenting the energy of a group of piled-up dislocations, was given by STROH (1953) [2] for  $b_i = \text{const.}$  Here we can, according to the rule given by TEISSEYRE (1964) [3], replace the product  $n b$  by the sum  $\sum_{i=1}^N b_i$ , where  $N$  is a number of dislocations with BURGERS vector  $b_i$ :

$$(1) \quad W_N = \frac{\mu \left( \sum_{i=1}^N b_i \right)^2}{4 \pi (1 - \nu)} \ln \frac{4 \pi e^{1/2} (1 - \nu) \tau R}{\mu \sum_{i=1}^N b_i},$$

where  $\tau$  is the regional shearing stress field and  $N$  is a number of dislocations in a group.

In the process "dislocations  $\rightarrow$  crack" we assume that a concentrated group of dislocations concurs to crack formation and that a part  $n$  of them enters the crack, while the remaining part  $n' = N - n$  forms a subgroup piled-up before the crack. The energy of the group  $N = n + n'$  (equ.1) can be rewritten as follows:

$$(2) \quad W_N = \frac{\mu \left( \sum_{i=1}^n b_i \right)^2}{4 \pi (1 - \nu)} \ln \frac{4 \pi e^{1/2} (1 - \nu) \tau R}{\mu \sum_{i=1}^N b_i} +$$

$$+ \frac{\mu \left[ 2 \sum_{i=1}^n b_i \sum_{i=n+1}^N b_i + \left( \sum_{i=n+1}^N b_i \right)^2 \right]}{4 \pi (1 - \nu)} \ln \frac{4 \pi e^{1/2} (1 - \nu) \tau R}{\mu \sum_{i=1}^N b_i}.$$

We can assume here that the second term represents the interaction energy between subgroups  $n$  and  $n'$ , also this term refers to self energy of a group  $n'$  (both treated in a system of  $N$  dislocations).

When the crack is formed, the stress field and energy of the first dislocations are transformed to the corresponding values related to the crack. Thus we assume that the energy related with the second subgroup of  $n'$  dislocations remains unchanged. According to this assumption the energy balance of "dislocations  $\rightarrow$  crack" process is given by the difference between the first term of equ. (2) and the crack energy. The energy of crack is thus given by COTTRELL (1958) [1]:

$$(3) \quad W = \frac{\mu \left( \sum_{i=1}^n b_i \right)^2}{4 \pi (1 - \nu)} \ln \frac{4 R}{\lambda} + 2 \gamma \lambda - \frac{\pi (1 - \nu) \sigma^2 \lambda^2}{8 \mu} - \frac{\sigma \lambda \sum_{i=1}^n b_i}{2},$$

where  $n$  is the number of dislocations which have entered the crack and  $R$  is a cut-off distance,  $\sigma$  is the regional (external) tensile field;  $\gamma$  is the surface crack energy, and  $\lambda$  is the crack length.

This difference can be written as follows:

$$(4) \quad \Delta W = \frac{\mu \left( \sum_{i=1}^n b_i \right)^2}{4 \pi (1-\nu)} \ln \frac{\pi e^{1/2} (1-\nu) \tau \lambda}{\mu \sum_{i=1}^n b_i} - 2 \gamma \lambda + \frac{\pi (1-\nu) \sigma^2 \lambda^2}{8 \mu} + \frac{\sigma \lambda \sum_{i=1}^n b_i}{2} .$$

Internal energy release occurs when  $\Delta W > 0$ . This condition can be treated here either with respect to the regional shear stress  $\tau$  or to the number  $n$  of dislocations which entered the crack.

Following COTTRELL [1] we can now calculate the crack equilibrium length  $\lambda$  according to the  $\delta W = 0$  principle (equ.3). In our case we get

$$(5) \quad \sigma^2 \lambda^2 + 2 (\lambda_1 \lambda_2)^{1/2} \sigma \lambda + \lambda_2 (\lambda_1 - \lambda) = 0 ,$$

where the coefficients  $\lambda_1, \lambda_2$  are given by

$$(6) \quad \lambda_1 = \frac{\mu \sum_{i=1}^n b_i}{8 \pi (1-\nu) \gamma} , \quad \lambda_2 = \frac{8 \mu \gamma}{\pi (1-\nu)} .$$

For the case with no regional field ( $\sigma = 0$ ) the equilibrium length is given by  $\lambda = \lambda_1$ , while for the case with no dislocations ( $n = 0$ ) the equilibrium length is that as given in GRIFFITH's criterium  $\lambda = \lambda_2 \sigma^{-2} = 8\mu\gamma/\pi(1-\nu)\sigma^2$ . The curve  $\sigma(\lambda) = \lambda_2^{1/2} \lambda^{-1/2} - \lambda_1^{1/2} \lambda^{-1}$  according to (5) is presented in Fig. 1; it describes the relation between the value of regional stresses  $\sigma$  and the equilibrium length of the crack. For  $\sigma \geq \sigma_{\max}$  (Fig. 1) there does not exist any equilibrium length and the crack spreads infinitely. Here  $\sigma_{\max}$  is given by

$$(7) \quad \sigma_{\max} = \frac{2 \gamma}{n \sum_{i=1}^n b_i} .$$

The condition  $\Delta W \geq 0$  for  $\tau \approx \sigma$  (equ.4) is represented by the region over the curve  $\tau(\lambda)$  given in Fig. 1. In this region ( $\tau' > \tau$ ) the crack development is accompanied with internal energy release; this process is marked by symbol  $1 \rightarrow 2$  (Fig. 1) or  $1 \rightarrow 3$  when some decrease of the regional field is admitted in the course of this process.

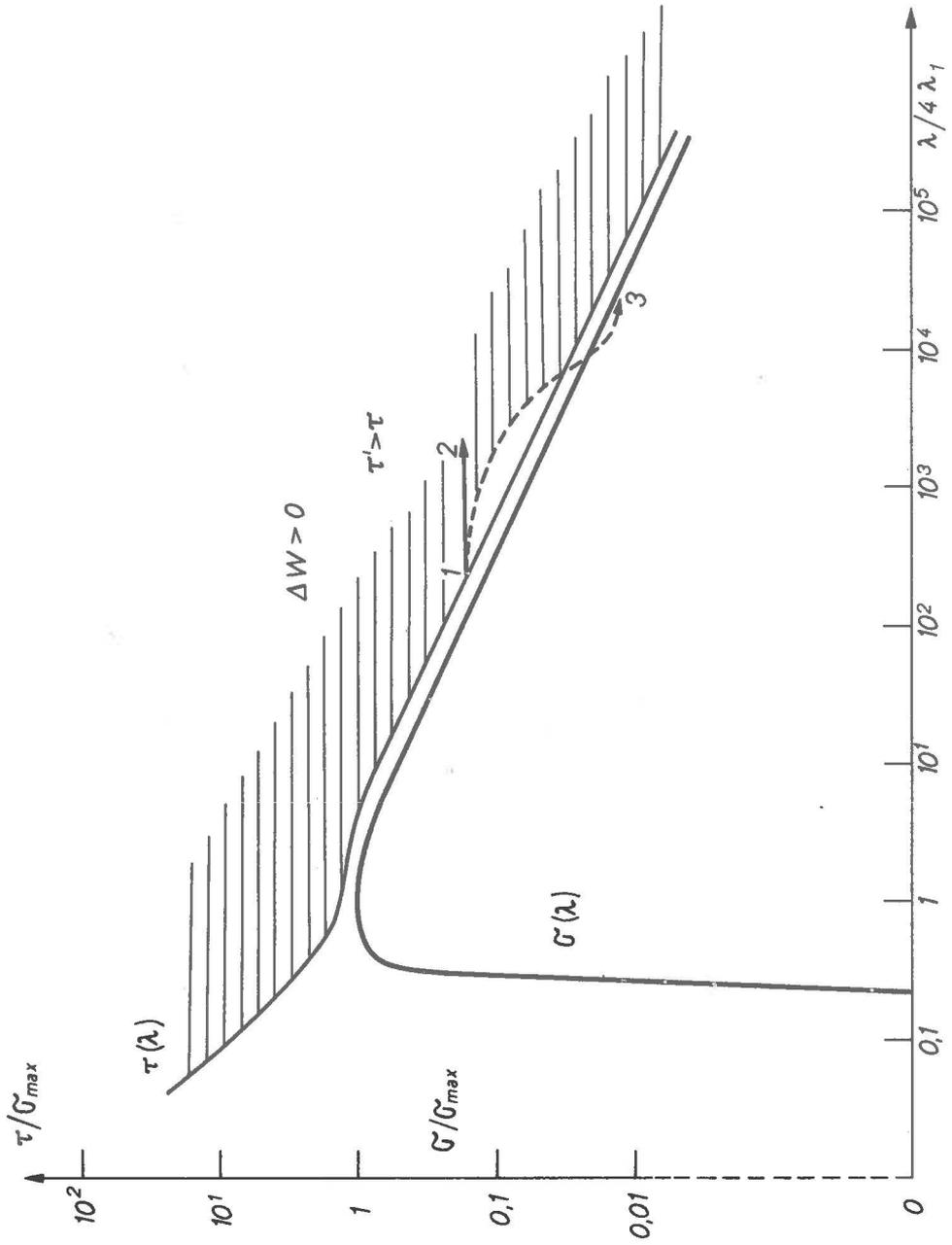


FIG. 1

## 2. Crack formation in a porous layer

The mechanism of tensile cracking in a fluid-filled porous layer is treated here similarly to that considered above. The fluid pressure,  $p_0$ , contributes to the crack development. The pressure effect is equivalent to a decrease of the confining pressure,  $p$ , to the value  $p - p_0$ , or it is equivalent to tensile stress increase to the value  $\sigma + p_0$ .

Our considerations will begin with the problem of a row of cylindrical cavities and on edge dislocation (Fig. 2). Both axes of the cylinders and the dislocation

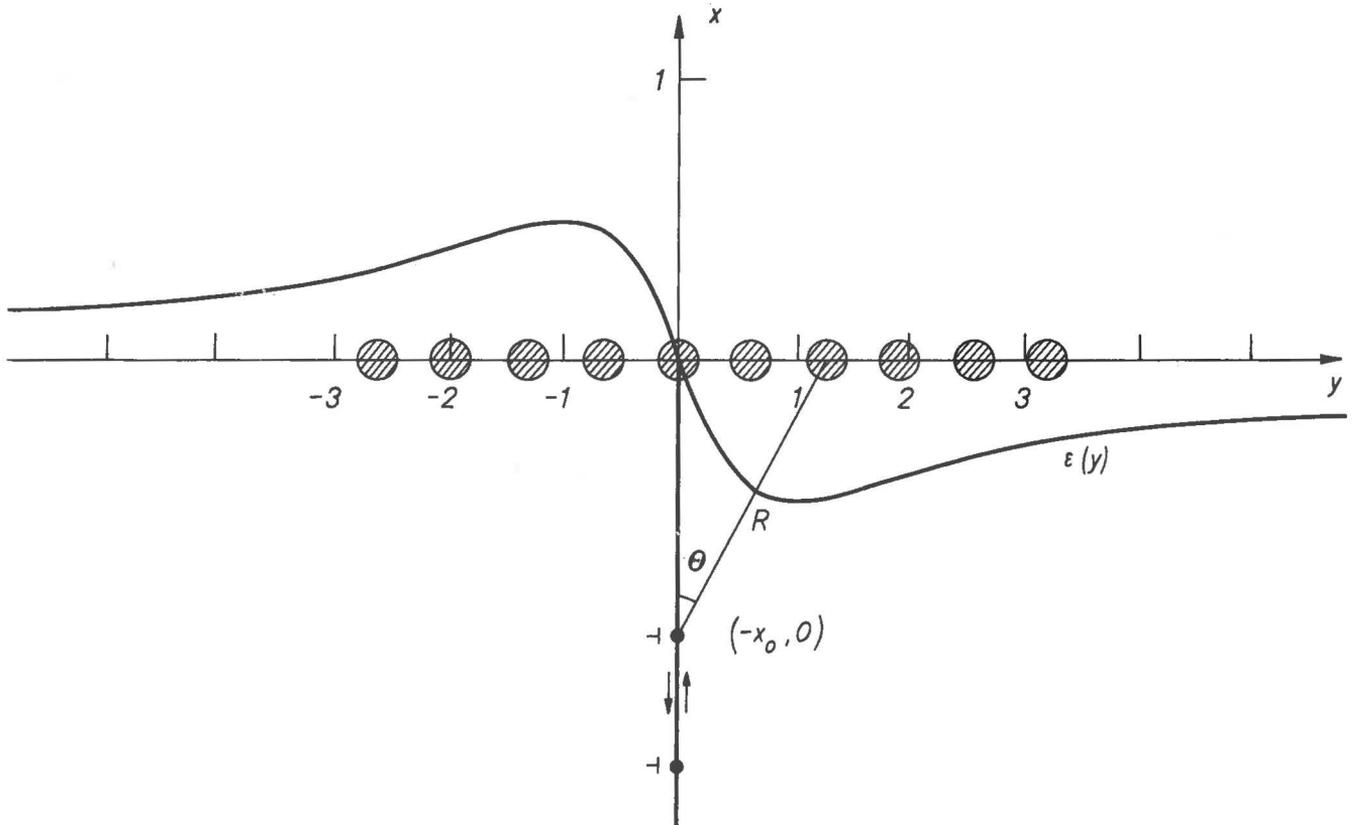


Fig. 2

line are parallel to  $z$ . The sequence of cavities is thought to form the model of a porous layer (plane problem). In the further considerations we will take the case with  $p_0 = \text{constant}$ , which means that the fluid can penetrate through a permeable medium from cavity to cavity. It should be noted here that the hydrostatic stress caused by a dislocation amounts to

$$(8) \quad -\frac{1}{3} S_{ii}^{\perp} = -\frac{1+\nu}{1-\nu} \frac{\mu b}{3\pi} \frac{\sin \theta}{R}.$$

This stress causes a distortion of the cavities, forming a porous layer. In consequence the radii of cavities will be subjected to changes according to the function (Fig. 2)

$$(9) \quad \varepsilon = -\frac{p - p_0}{6(\lambda + \mu)} + \frac{\mu b}{6\pi(\lambda + 2\mu)} \frac{\sin \theta}{R},$$

where  $\varepsilon$  represents the change of the initial pore radius,  $\varrho_0 \rightarrow \varrho_0(1 + \varepsilon)$ . This result allows to calculate the force of dislocation near the porous layer as

$$(10) \quad F_x = \mp \frac{\mu^2 b^2 \varrho_0^2 m}{6(\lambda + 2\mu)} \frac{1}{x_0^2} \quad \left\{ \begin{array}{l} - \text{ for } x_0 > 0, \\ + \text{ for } x_0 < 0, \end{array} \right.$$

where  $m$  is the linear pore density. This force has the character of attraction. In the adopted system of coordinates (Fig. 2) the dislocation is situated in the point  $(-x_0, 0)$  and the force is directed towards the porous layer independently of the sign of BURGER's vector of dislocation as indicated by the factor  $b^2$  in equ. (10). This attraction force proves that internal energy is released when the dislocation will reach the porous layer. A near-range character of this interaction between hydrodynamical and tectonic phenomena follows from equation (10).

The next problem relates to crack formation in a porous layer as a result of dislocation grouping. For this case, we can extend in a rough approximation the problem discussed in Chapter 1 of this paper, providing that the pore-pressure effect is equivalent to the tensile-stress increase to the value  $\sigma + p_0$ .

### References

- [1] COTTRELL, A.H. Theory of brittle fracture in steel and similar metals. AIME Trans. 212 (1958), p. 192
- [2] STROH, A.N. A theoretical calculation of the stored energy in a work-hardened material. Proc. roy. Soc. A 218 (1953), p. 391
- [3] TEISSEYRE, R. Dislocation systems and their interaction in shock sequence. Acta geophys. polon. 12 (1964), p. 23-36

On the possible density decrease of the upper mantle in the  
seismic channel zone for  $V_s$

---

A.P. Tarkov (Moskau)

In the classical BULLEN model "A" and in a series of other works, the density distribution in the upper mantle is represented by a general profile identical for oceanic and continental territories (with  $d\rho/dz = +8.65 \cdot 10^{-4}$  gr/cm<sup>3</sup> km). The characteristic feature of this model and other similar models is the absence of negative values of  $d\rho/dz$  in the tectonosphere. In the last BULLEN-HADDON model [12] with the density gradient  $+2.64 \cdot 10^{-4}$  gr/cm<sup>3</sup> km corresponding to free oscillations of the Earth, preference is given to GUTENBERG's [17] velocity distribution, but nevertheless a negative density gradient in the upper mantle is not considered to be probable. In this model the difference in the distribution of velocities under oceanic and continental structures is not reflected either. Until very recent time it was considered that density profiles are not sensitive to velocity changes (BULLARD [10]).

Studying the rheological properties of the Earth's crust and the upper mantle in connection with post-glacial uplifts of Fennoscandia and the Canadian Shield, E.V. ARTUSHKOV [5, 6] and M.S. GRASS [15, 16] proposed a three-layer model for the tectonosphere of the Earth. The upper layer (lithosphere) extending down to depths of 80 - 100 km is characterized by considerably higher values of effective viscosity equal to  $10^{22-10^{23}}$  ps (GRASS [16]) or equal to  $10^{25}$  ps (ARTUSHKOV [6]) respectively. The middle layer of lower viscosity (asthenosphere) with  $1 - 5 \cdot 10^{20}$  ps corresponding to the seismic channel rests on a third, rigid layer (the layer "C" of the upper mantle). The effective viscosity of the latter is evaluated differently: from  $10^{23}$  ps (ARTUSHKOV [6]) up to  $10^{26-40^{28}}$  ps (GRASS [16]). The two investigators adhere to different opinions concerning the nature and the physical state of the asthenospheric layer. Proceeding from V.N. ZHARKOV's [24] concept of velocities and viscosity decrease in the upper mantle channel at the expense of "intergrain friction" at higher temperatures, E.V. ARTUSHKOV does not consider a density decrease of the substance at the level of the asthenospheric layer to be possible. Moreover, in his thesis it is emphasized that "the density in the asthenosphere increases with depth quicker than it does according to the adiabatic law".

M.S. GRASS [16] explains the decrease of viscosity, elastic modules, velocities and limit of durability in the asthenospheric layer by partial amorphization of the substance appearing as a result of temperature rise with depth. The density of the asthenospheric layer (the same as that according to E.V. ARTUSHKOV) is taken 'a priori' as a constant value for the Earth as a whole; the density decrease and the existence of lateral density inhomogeneities in the asthenosphere is not considered to be probable. In practice the great influence of temperature on the rheological properties of the asthenospheric layer is not taken into account. It is impossible to agree with E.V. ARTUSHKOV and M.S. GRASS concerning the passive role of the asthenosphere in the magnetic, seismologic, tectonic and other processes which transform the lithosphere into the surface of our planet.

In the latest foreign publications (MAC DONALD [18]; BIRCH [7]; CLARK and RINGWOOD [13]; ANDERSON [1, 2]; THOMSEN [21]) the problem of the possible existence of a zone of density decrease in the upper mantle, which might correspond to the seismic channel as stated in accordance with seismic data, is discussed. CLARK and RINGWOOD [13] showed that, irrespective of the petrologic structure of the upper mantle (pyrolite, eclogite) and the structural position of the region, the density profiles calculated by them down to the depth of 400 km, taking into account temperature and pressure dependence, contain zones of density decrease. The depth, the thickness and the degree of distinctness of these zones depend on temperature conditions and on the composition and structure of the Earth's interior.

The density ( $\rho$ ) and its vertical gradient ( $d\rho/dz$ ) are usually considered to be functions of independent variables - pressure (P) and temperature (T) or pressure (P) and entropy (S), which in their turn represent continuous functions of depth (Z). For changing  $\rho$  with depth in a chemically homogeneous region of the Earth it is possible to write

$$(1) - \frac{d\rho}{dz} = \left(\frac{\partial\rho}{\partial p}\right)_s = \frac{dp}{dz} + \left(\frac{\partial\rho}{\partial s}\right)_p = \frac{ds}{dz}.$$

After several transformations the expression becomes

$$(2) \frac{d\rho}{dz} = \frac{\rho g}{\Phi} - dp \rho \tau;$$

- $\tau$  - overadiabatic temperature gradient,
- $dp$  - heat-expansion coefficient at constant pressure,
- $g$  - acceleration of the force of gravity,
- $\Phi$  - elastic constant,
- $K_s, K_T$  - adiabatic and isothermic incompressibility,
- $V_p, V_s$  - compression- and shear-wave velocities.

However, with such a way of expressing  $\rho = (p, s)$  it is practically impossible to take into account as well the influence of the temperature term with  $\tau$  on the character of density distribution in the investigated region of the tectonosphere (down to the depth of 200 km) where the temperature gradient is likely to differ from the adiabatic one.

The possibility of the appearance of a density decrease zone in the substance was suggested by BIRCH [7] from the dependence existing between the density and velocity. A simple relation between  $V_p, V_s$  and  $\rho$  demonstrates that the discontinuities in  $V_p, V_s, dV_p/dz$  and  $dV_s/dz$  must probably be accompanied by a discontinuity in  $\rho$  and  $d\rho/dz$ . Proceeding from the velocity models it is admitted that the curve  $\rho(z)$  is continuous for the mantle but the gradient  $d\rho/dz$  has a discontinuity only at the boundary between the zones "B" and "C" (BULLEN [11]).

Supposing that for a homogeneous mantle<sup>1)</sup> with positive coefficient of heat expansion the density gradient has the same signs as the velocity gradient of shear waves, ANDERSON [2] and THOMSEN [21] used DEBYE's theory and GRÜNEISEN's law for

<sup>1)</sup> GRÜNEISEN's law is also applicable for the model of an inhomogeneous (pyrolithic) upper mantle for which the mean atomic weight remains practically constant (ANDERSON [3]).

explaining the density minimum in the upper mantle. This follows from the general expression for GRÜNEISEN's coefficient

$$(3) \quad \gamma = \left( \frac{\partial \ln \theta}{\partial \ln \rho} \right)_T = \frac{1}{3} + \left( \frac{\partial \ln V_s}{\partial \ln \rho} \right)_T - \frac{1}{3} \left\{ \frac{\partial \ln [2 + \left( \frac{V_s}{V_p} \right)^3]}{\partial \ln \rho} \right\}_T,$$

where  $\theta$  is the DEBYE temperature and  $\gamma$  is GRÜNEISEN's coefficient. As the third term of the right-hand side of the given equation is always small and practically does not affect the value  $\gamma$ , equation (3) is usually without this term, i.e.

$$(3a) \quad \gamma = \frac{1}{3} + \left( \frac{\partial \ln V_s}{\partial \ln \rho} \right)_T.$$

For the Earth's interior  $\gamma > 1/3$  (BIRCH [7]). Hence,  $(\partial \ln V_s / \partial \ln \rho)_T > 0$ . Thus, the negative gradient  $dV_s/dz$ , stated in accordance with seismologic data at the depth of 70 - 200 km, must be accompanied by a negative density gradient.

Considering that the density in a solid body is a function of  $V_s$ , ANDERSON [3] at the same time erroneously neglects the thermal effect, which is considerable in the upper mantle due to a high geothermal gradient.

For evaluating  $d\rho/dz$  in a low-velocity zone of the upper mantle under continental and oceanic structures THOMSEN [21] suggested an expression of another kind (4), which also takes into account the DEBYE theory and GUTENBERG's [17] velocity distribution:

$$(4) \quad \frac{d\rho}{dz} = \left[ \rho \frac{dV_s}{dz} - \frac{\rho g}{\Phi} (1 + T \alpha_p \gamma) V_s \left( \frac{\alpha_p \Phi}{C_p} - \frac{1}{3} \right) \right] \alpha_p \left( - \frac{dT}{dV_s} \right)_p + \frac{\rho g}{\Phi} (1 + T \alpha_p \gamma),$$

where  $C_p$  is the specific heat at constant pressure. To our mind equation (4) is to a certain extent of a symbolic character as it contains a great number of elastic and thermodynamic parameters which, if they were measured, then would only apply to samples of rocks in laboratories at low pressures and temperatures which are not characteristic of the Earth's interior. Of course, there is no reason to consider the upper mantle to include equal rocks as were investigated in the laboratories. Nevertheless, using expression (4) for evaluating  $d\rho/dz$  we have to suppose that the mantle material must have properties changing within the same limits as those received experimentally on the rock samples. Solving the equation (4) THOMSEN received wide limits of changing  $d\rho/dz$  in the upper mantle both for oceanic regions (from  $-9.3$  to  $+2.3 \cdot 10^{-4}$  gr/cm<sup>3</sup> km) and the continental ones (from  $-2.6$  to  $+5.7 \cdot 10^{-4}$  gr/cm<sup>3</sup> km). These results can hardly be used for explaining the differences of depth composition in the structures of the Earth. Using the functional dependence of  $\rho(V_s, T)$  and the velocity models of the upper mantle (suggested in the works of ANDERSON) let us find the critical values of the geothermal gradient in the tectonosphere of the oceanic and the continental sections of the Earth at which negative density gradients are possible. The general superposition equation for the vertical density gradient may be written as follows:

$$(5) \quad \frac{d\rho}{dz} = \left( \frac{\partial \rho}{\partial V_s} \right)_T \frac{dV_s}{dz} + \left( \frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_{V_s} \frac{dT}{dz}.$$

Using thermodynamic identities

$$(6) \quad \left(\frac{\partial \rho}{\partial V_s}\right)_T = \left(\frac{\partial \rho}{\partial p}\right)_T \left(\frac{\partial p}{\partial V_s}\right)_T,$$

$$(7) \quad \left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_{V_s} = \left(-\frac{\partial V_s}{\partial T}\right)_\rho \left(\frac{\partial \rho}{\partial V_s}\right)_T$$

and replacing the isothermic coefficient  $(\partial \rho / \partial p)_T$  by the parameter  $\Phi$  and the adiabatic index i. e.  $(\partial \rho / \partial p)_T = (1/\Phi)(C_p/C_V)$ , we get the final expression for the vertical density gradient of the type:

$$(8) \quad \frac{d\rho}{dz} = \frac{1}{\Phi} \frac{C_p}{C_V} \left(\frac{\partial p}{\partial V_s}\right)_T \left[\frac{dV_s}{dz} + \left(-\frac{\partial V_s}{\partial T}\right)_\rho \frac{dT}{dz}\right].$$

The critical value of the thermal gradient is determined from the general expression (8). If it is assumed that  $d\rho/dz = 0$  at  $\rho = \max$ , then after not very complicated transformations we find

$$(9) \quad \frac{dT}{dz} = \frac{dV_s}{dz} \left(\frac{\partial V_s}{\partial T}\right)_\rho.$$

The value of temperature velocity derivative  $(\partial V_s / \partial T)_\rho$  may be calculated from laboratory measurements fulfilled at high pressures and temperatures. So, SUSSE [20], for example, studying the properties of oxides at temperatures from 0 to 1200 °C, received for MgO  $(\partial V_s / \partial T)_\rho = -5.1$  bis  $-6.9 \cdot 10^{-4}$  km/sec deg. For four probes of dunite  $(\partial V_s / \partial T)_\rho$  is equal to  $-5.7 \cdot 10^{-4}$  km/sec deg (ANDERSON and LIEBERMANN [3], p.113). We choose  $(\partial V_s / \partial T)_\rho = -5.7 \cdot 10^{-4}$  km/sec deg, which corresponds to dunites and is close to the average value of this parameter for MgO. While calculating critical values of the geothermal gradient for oceanic regions and the continental profile, different values of vertical velocity gradients  $(dV_s/dz)$  were accepted in accordance with the velocity models used: for oceanic regions  $dV_s/dz = -4.9 \cdot 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$  (model CIT-12 A, TOKSÖZ et al. [22]), for continental structures  $dV_s/dz = -2.2 \cdot 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$  (GUTENBERG [17]). The critical geothermal gradient for continents is equal to 3.85 deg/km, for oceanic regions 8.60 deg/km (Fig.1).

Let us evaluate quantitatively the density decrease of the upper mantle substance under oceanic regions and the continental section. For this purpose we take equation (8), velocity models (Fig.1), temperature gradients suggested by CLARK and RINGWOOD [13] and some results of the laboratory measurement of elastic parameters. The calculated values of the negative density gradient and all the physico-mechanical characteristics used in the calculations together with references are given in Table 1.

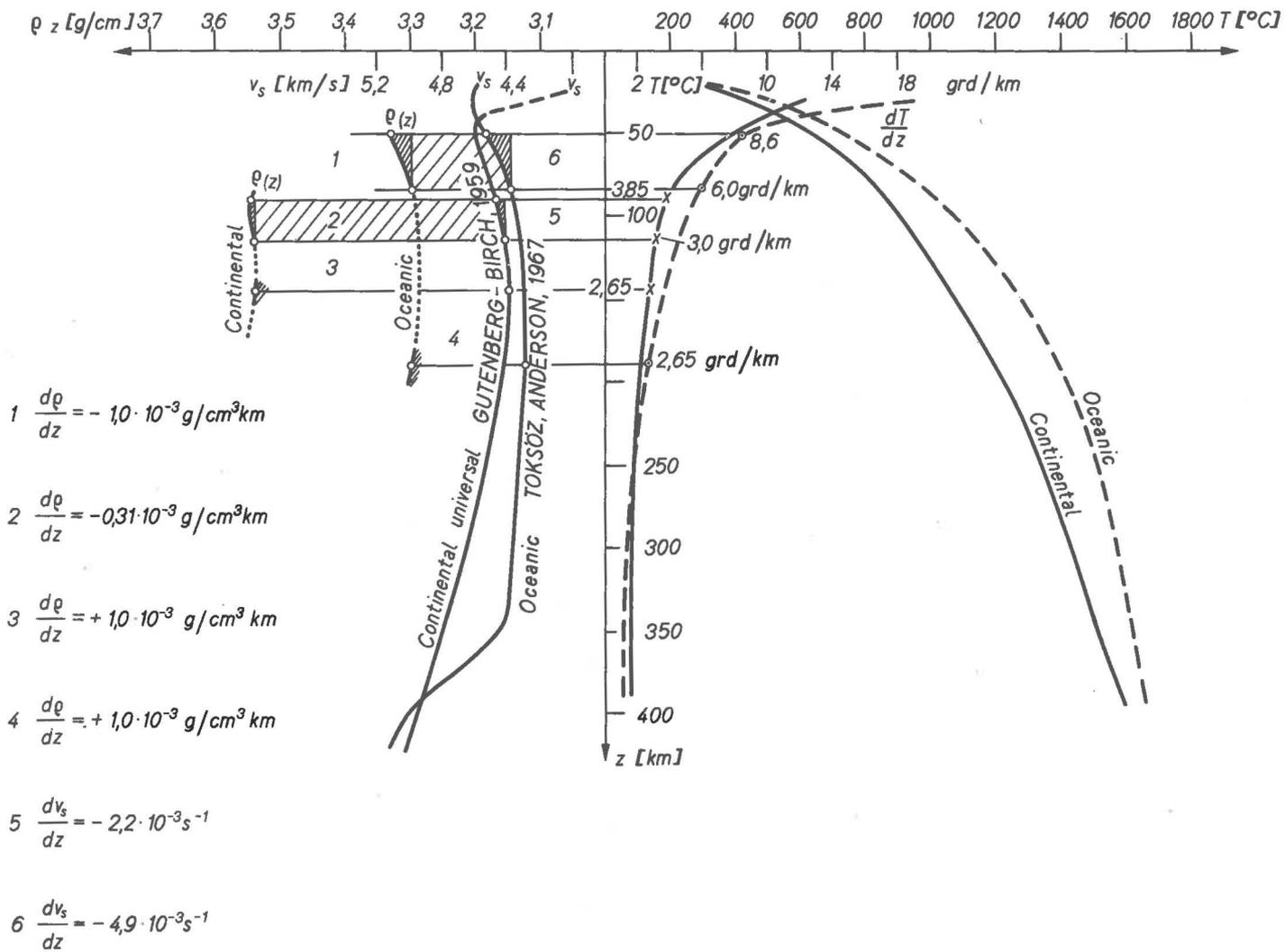


Fig. 1

Table 1

Physico-mechanical parameters Type of platic geostuctures	$\Phi$ [(km/sec) <sup>2</sup> ]	$\frac{dV_s}{dz} \cdot 10^{+3}$ [sec <sup>-1</sup> ]	$\frac{C_p}{C_v}$	$\frac{dT}{dz}$ <sup>1)</sup> [deg/km]	$(\frac{\partial p}{\partial V_s}) \cdot 10^{-5}$ [bar/sec km] Olivinit	$(\frac{\partial V_s}{\partial T})_e \cdot 10^{+4}$ [km/sec deg]	$\frac{d\rho}{dz} \cdot 10^{+3}$ [gr/cm <sup>3</sup> km <sup>-1</sup> ]
Oceanic	35.6 (ANDERSON and TOKSÖZ [4])	-4.9	1.2 (ZHAR-KOV [23, 25])	6	2.00 (GALDIN [14])	-5.7 (SUSSE [20]; ANDERSON and LIEBERMANN [3])	-1.0
Continental	38.4 GUTENBERG [17]	-2.2		3			-0.31

1) Geothermic gradients are chosen extremely low for the values used in calculations of  $dV_s/dz$  and at the accepted temperature distribution (Fig. 1)

The received values of the negative density gradient characterize the degree of density decrease of the upper mantle substance under oceanic regions and continental structures. In accordance with the velocity models taking the thickness of the layer with  $d\rho/dz < 0$  under oceanic and continental regions as equal to 30 km (Fig. 1), we find that in the first case the density decreases from the initial values in the top of the layer down to its bottom to  $0.03 \text{ gr/cm}^3$ , i. e. approximately to 1 % under the continents the decrease of density reaches  $0.01 \text{ gr/cm}^3$  (0.3 %).

The given results do not contradict the physical part of the question and are in agreement with petrologic models of the upper mantle by CLARK and RINGWOOD [13].

The lower boundary of the region of lower densities is associated with the transition zone  $dV_s/dz$  from negative values to positive ones. The critical value of geothermic gradient at which  $dV_s/dz = 0$  is determined from the relation

$$(10) \quad \frac{dT}{dz} = \frac{-\left(\frac{\partial V_s}{\partial p}\right)_T \frac{dp}{dz}}{\left(\frac{\partial V_s}{\partial T}\right)_p} = 2.65 \text{ deg/km} .$$

The values of derivatives  $(\partial V_s/\partial p)_T$  and  $(\partial V_s/\partial T)_p$  are given in Table 1. For the hydrostatic equilibrium model of the upper mantle of the Earth  $dp/dz$  is equal to 300 bar/km.

Having determined the critical value  $dT/dz$  for velocity models according to the formula (8) for the given type of planatic geostructures of the Earth, we calculated the values of vertical density gradient characterizing the behaviour of the diagram  $\rho(z)$  at the lower boundary of the density decrease region. The received values of  $d\rho/dz$  for the oceanic and continental regions have a positive sign and are approximately equal to  $+1.0 \cdot 10^{-3} \text{ gr/cm}^3 \text{ km}$  (Fig. 1).

Thus, for the undercrust part of the tectonosphere of oceanic and continental regions the values of the negative vertical density gradient have been calculated. On account of the data received it may be considered that the depth substance under the oceanic structures undergoes more intensive density decrease ( $d\rho/dz = -1.0 \cdot 10^{-3} \text{ gr/cm}^3 \text{ km}$ ) than under the continental crust ( $d\rho/dz = -0.31 \cdot 10^{-3} \text{ gr/cm}^3 \text{ km}$ ).

These conclusions are supported by the seismic observations and are in agreement with the conventional concept of the different structures, the composition and the temperature conditions of the upper mantle of oceanic and continental regions.

## References

- [1] ANDERSON, D.L. Universal dispersion tables. 1: Love waves across oceans and continents on a spherical Earth. Bull. seism. Soc. Amer. 54 (1964) 2, p. 681-726

- [2] ANDERSON, D.L. Conditions for a density minimum in the upper mantle.  
J. geophys. Res. 70 (1965) 6, p. 1457-1461
- [3] ANDERSON, D.L.;  
LIEBERMANN, R.C. Sound velocities in rocks and minerals.  
VESIAC, State-of-the-Art Rept. 7885-4-X.  
Univ. of Michigan, Ann Arbor (1966), Nov.
- [4] ANDERSON, D.L.;  
TOKSÖZ, M.N. Surface waves on a spherical Earth.  
J. geophys. Res. 68 (1963) 11, p. 3483-3500
- [5] ARTUSHKOV, E.V. Character of viscosity alteration in the upper mantle with depth.  
Izv. Akad. Nauk SSSR, Fiz. Zemli (1968) 8
- [6] ARTUSHKOV, E.V. A layer of decreasing viscosity in the upper mantle of the Earth and connected phenomena.  
Thesis, Inst. Phys. of the Earth, USSR (1969)
- [7] BIRCH, F. Composition of the Earth's mantle.  
Geophys. Rev. 4 (1961)
- [8] BIRCH, F. Velocity of compression waves in rocks at a pressure of 10 kb.  
Collection Ultrasound in Geophysics (1964)
- [9] BIRCH, F. Observation of some thermal Earth history.  
Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. geol. (1966) 1
- [10] BULLARD, E.C. The density within the Earth.  
Verh. kon. nederl. geol. mijn. Genoot.,  
Geol. Ser. 28 (1957), p. 23-41
- [11] BULLEN, K.E. Introduction to theoretic seismology.  
Moskva: Izd. "Mir" 1966
- [12] BULLEN, K.E.;  
HADDON, R.A.W. Earth oscillations and the Earth's interior.  
Nature 213 (1967) 5076, p. 574-576
- [13] CLARK; RINGWOOD Density distribution and constitution of the mantle.  
Rev. Geophys. 2 (1964) 1
- [14] GALDIN, N.E. A problem of structure and elastic parameters of the upper mantle.  
Dokl. Akad. Nauk SSSR 182 (1968) 3
- [15] GRASS, M.S. Some effects of glacio-isostatic dynamics of the upper mantle in the marginal zone of continental glaciation regions.  
Izv. Akad. Nauk SSSR, Fiz. Zemli (1969) 1

- [16] GRASS, M.S. Quantitative analysis of some problems dealing with the structures of the Earth's crust. Thesis, Moscow Univ. (1969)
- [17] GUTENBERG, B. The asthenosphere low-velocity layers. Ann. geofis., Rome 12 (1959), p. 439-460
- [18] MAC DONALD, G.J.F. The deep structure of continents. Rev. Geophys. 1 (1963), p. 587-665
- [19] MAC DONALD, G.J.F.; NESS, N.F. A study of the free oscillations of the Earth. J. geophys. Res. 66 (1961) 6, p. 1865-1911
- [20] SUSSE, C. Mesure des constantes élastiques du fluorure de lithium et du périclase en fonction de la température et de la pression. J. Rech. CNRS 54 (1961), p. 23-59
- [21] THOMSEN, L. On the distributions of density and temperature in low-velocity zone. J. geophys. Res. 72 (1967) 22, p. 5649-5653
- [22] TOKSÖZ, M.N.; et al. Inhomogeneities in the Earth's mantle. Geophys. J. roy. astron. Soc. 13 (1967), p. 31-59
- [23] ZHARKOV, V.N. Thermodynamics of the Earth's mantle. Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. geofiz. (1959) 9, p. 1414-1422
- [24] ZHARKOV, V.N. Viscosity of the interior of the Earth. Trudy Inst. Fiz. Zemli Akad. Nauk SSSR (1960) 11 (178)
- [25] ZHARKOV, V.N. A layer of decreasing velocities and adiabatic temperature gradient in the Earth's mantle. Izv. Akad. Nauk SSSR, Fiz. Zemli (1964) 9

Zur Bedeutung der Crack-porosity (Rißporosität) bei Messungen  
unter hydrostatischem Druck

---

E. Hurtig, B. Burde, W. Löhning (Leipzig)

Messungen physikalischer Eigenschaften unter extremen Bedingungen (Druck und Temperatur) sind als Modellmessungen aufzufassen, die das Ziel haben, unter *d e f i n i e r t e n* Bedingungen die physikalischen Kenngrößen (z. B. Fortpflanzungsgeschwindigkeit elastischer Wellen, elektrische, magnetische oder thermische Parameter) *d e f i n i e r t e r* petrographischer Modellkörper - der Gesteine - in Abhängigkeit von Druck und Temperatur zu erfassen. Eine solche Modellierung ist jedoch nur sinnvoll im Existenzbereich (Druck - Temperatur) der jeweiligen Gesteinstypen. Die Messungen müssen innerhalb des Existenzbereiches durchgeführt werden bzw. über diesen Auskunft geben. Es muß ferner geklärt werden, welche Aussagen die erhaltenen Meßwerte erlauben. Bei homogenen Festkörpern ist dies im allgemeinen kein Problem, bei Gesteinen muß die Aussage der erhaltenen Meßkurven jedoch näher untersucht werden. Das entscheidende Problem ist dabei, daß alle Gesteine aus Festsubstanz und Porenraum bestehen.

Die allgemeine Geophysik interessiert sich vorrangig für die Eigenschaften der Festsubstanz. Aber Ausbildung und Art des Porenraumes sowie das darin enthaltene porenfüllende Medium bestimmen ganz entscheidend die physikalischen Eigenschaften in Abhängigkeit von Druck und Temperatur. Der Porenraum kann in zwei Anteile gegliedert werden:

- die Rißporosität (Crack-porosity), auch als Kluftporosität bezeichnet,
- die Volumenporosität (Matrixporosität).

Das Unterscheidungskriterium ist das Achsenverhältnis der Poren (Verhältnis der kleinsten zur größten Achse), wobei die Poren als dreiaxsiges Ellipsoid beschrieben werden. Dieses Kriterium für die Trennung von Riß- und Volumenporosität ist jedoch wenig aussagekräftig. Es ist völlig subjektiv bedingt, bei welchem Achsenverhältnis man die Grenze zieht. Man kann als mögliche Grenze für die Volumenporosität etwa das Verhältnis 1 : 1 bis 1 : 5 ansetzen. Eine solche echte Matrixporosität (d. h. mehr oder weniger kugelige Poren) ist allerdings relativ selten vorhanden. Die Rißporosität umfaßt einen Bereich für das Achsenverhältnis von ca. 1 : 5 bis 1 : 1000 und kleiner. Dabei läßt sich zwischen einer intergranularen und einer intragranularen Rißporosität unterscheiden.

Verschiedene Autoren haben sich bereits mit dem Problem der Crack-porosity und ihrem Einfluß auf die physikalischen Eigenschaften beschäftigt (z. B. WALSH, BRACE, WALSH u. DECKER, VOLAROVICĀ u. a.). Dabei zeigt sich, daß die Poren mit einem großen Achsenverhältnis praktisch keine Änderung unter den relativ geringen Drücken bis 10 kbar erfahren. Damit ist die Rißporosität allein verantwortlich für die Änderung der physikalischen Eigenschaften, durch sie wird der starke Anstieg im unteren Druckbereich bestimmt. Die Rissigkeit spielt somit die entscheidende Rolle bei allen hochdruckphysikalischen Messungen. Dabei sind folgende Fragen zu untersuchen:

- Läßt sich die Crack-porosity und ihre Änderung in Abhängigkeit vom Druck quantitativ erfassen?
- Wie entsteht die Crack-porosity?

- Welche Bedeutung hat die durch hochdruckphysikalische Messungen ermittelte Crackporosity für tieferengeophysikalische und tieferengeologische Vorgänge?

#### 1. Meßmethodik und quantitative Bestimmung der Crack-porosity und ihrer Änderung in Abhängigkeit vom Druck

---

Die Grundlage für die Erfassung der Rißporosität und ihrer Änderung unter Druck besteht darin, daß kugelige Poren (Achsenverhältnis 1 : 1 bis 1 : 5) keine Änderung bei Druckaufgabe erfahren. Jede Volumenänderung ist daher gleichbedeutend mit einer Verringerung des Rißporenraumes. Die beste Möglichkeit, diese Volumenänderung zu erfassen, besteht in der direkten Messung von  $\Delta V/V$ . Diese Messungen werden gewöhnlich in Hochdruckapparaturen vom Typ der GARMAN-Kammer (mit hydrostatischen Drücken bis 6 kbar und zusätzlichem einachsigen Druck) oder bei quasihydrostatischen Verhältnissen bis ca. 20 - 30 kbar vorgenommen. Diese Messungen haben den Nachteil, daß jeweils eine bevorzugte Druckrichtung vorhanden ist.

Die vorliegenden Messungen wurden bei echt hydrostatischen Verhältnissen durchgeführt. Bei dieser Versuchsanordnung kann die Volumenänderung sehr schlecht direkt erfaßt werden. Besonders bei stärker porösen Medien ist die Bestimmung der Volumenänderung mit Dehnungsmeßstreifen sehr problematisch. Es wurde daher versucht, die Volumenänderung über die Fortpflanzungsgeschwindigkeit von P-Wellen zu erhalten.

Die Berechnung der Porosität  $\Phi$  erfolgte nach der sog. Time-average-Beziehung

$$\frac{1}{v} = \frac{1 - \Phi}{v_M} + \frac{\Phi}{v_F} .$$

Der Time-average-Formel liegt ein sehr einfaches Modell zugrunde. Das Medium wird als Zweischichtenfall (Festsubstanz - Porenraum) aufgefaßt. In der Praxis hat sich diese Beziehung gut bewährt. Mit ihrer Hilfe läßt sich die Änderung der Porosität bei steigendem Druck über die Geschwindigkeit bestimmen. Da Geschwindigkeitsmessungen unter Druck kein Problem sind, können auch in größerem Maße Untersuchungen über die Änderung der Porosität durchgeführt werden. - Die untersuchten Proben wurden im Trockenschrank vollständig getrocknet und dann ummantelt, um ein Eindringen der Druckflüssigkeit zu verhindern.

Folgende Typen von Geschwindigkeitswerten müssen unterschieden werden (s. Abb. 1):

- Die Materialgeschwindigkeit (auch Matrixgeschwindigkeit). Es handelt sich dabei um die Fortpflanzungsgeschwindigkeit allein im festen Material ohne jeden Porenraum. Diese Geschwindigkeit kann im betrachteten Druckbereich (0 - 3 kbar) als praktisch konstant angesehen werden.
- Die Gerüstgeschwindigkeit. Der Begriff bezeichnet die Geschwindigkeit im festen Gesteinsgerüst einschließlich der Matrixporen (Achsenverhältnis 1 : 1 bis 1 : 5) und einem bestimmten, allerdings meist nicht bekannten Anteil an Rißporosität mit größeren Achsenverhältnissen.
- Die Volumengeschwindigkeit (bulk velocity), d. h. die Geschwindigkeit in einem Gesteinskörper einschließlich der Gesamtporosität. Die Volumengeschwindigkeit kann von einem Minimalwert bis zur Materialgeschwindigkeit ansteigen.

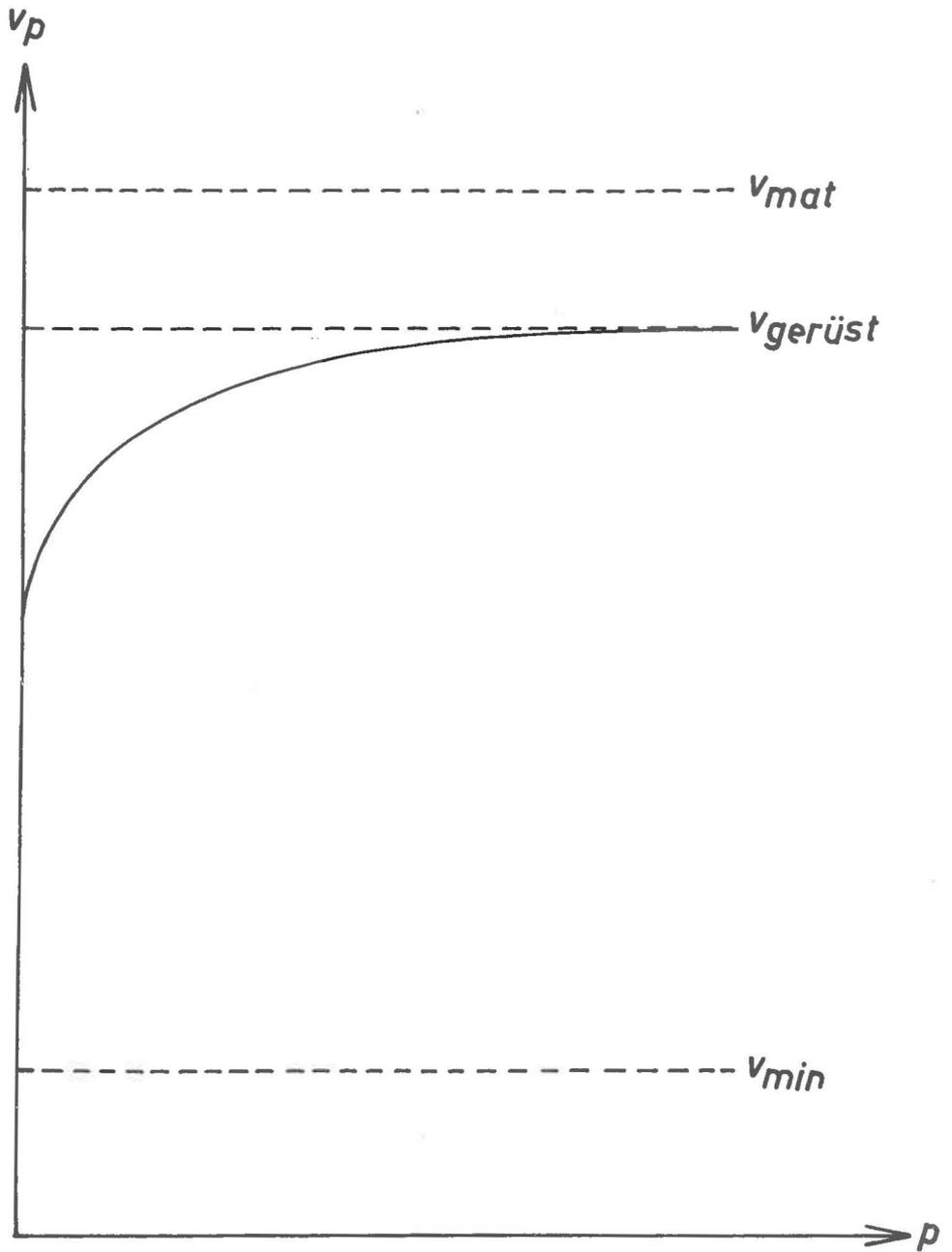


Abb. 1

Die Materialgeschwindigkeit wird nur in Ausnahmefällen bei Geschwindigkeitsmessungen unter Druck erreicht. So liegt das Hauptproblem für die quantitative Bestimmung der Rissigkeit in der Kenntnis der wahren Materialgeschwindigkeit. Dieser Wert wurde aus Messungen an Einkristallen bzw. sehr dichten polykristallinen Materialien und Berechnungen nach dem VOIGT- bzw. REUSS-Modell für die verschiedenen Gesteinstypen zusammengestellt (Sandstein 6,2 km/s; Kalkstein 6,8 km/s; Dolomit 7,2 km/s) (s. BIRCH, 1961; ANDERSON u. a., 1968). So können die dargestellten Ergebnisse nur die relativen Änderungen der Porosität bei Druckerhöhung wiedergeben, da die Materialgeschwindigkeit für die einzelnen Proben von den oben genannten Werten abweichen kann. Hinzu kommt, daß der Gültigkeitsbereich der Time-average-Beziehung nach den bisher vorliegenden Untersuchungen auf den Porositätsbereich unter 10 % beschränkt ist. Bei größeren Porositätswerten scheint die Fortpflanzungsgeschwindigkeit weitgehend von der Porosität unabhängig zu sein.

Abb. 2 zeigt für einige Meßwerte die Beziehungen zwischen gemessener und berechneter Porosität. Man erkennt im unteren Porositätsbereich einen engen Zusammenhang zwischen diesen beiden Größen. Abb. 3, 4 und 5 geben einige Beispiele für die Änderung der Porosität für Sandstein-, Kalkstein- und Dolomitproben.

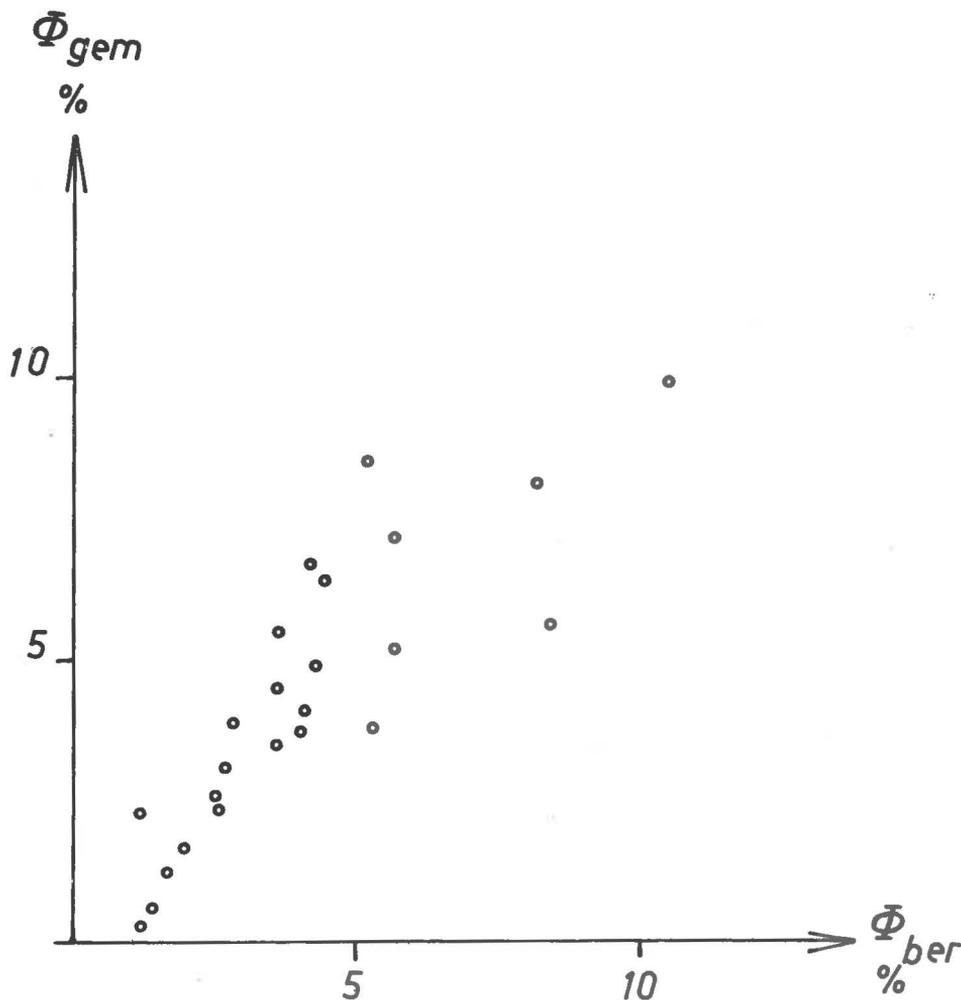


Abb. 2

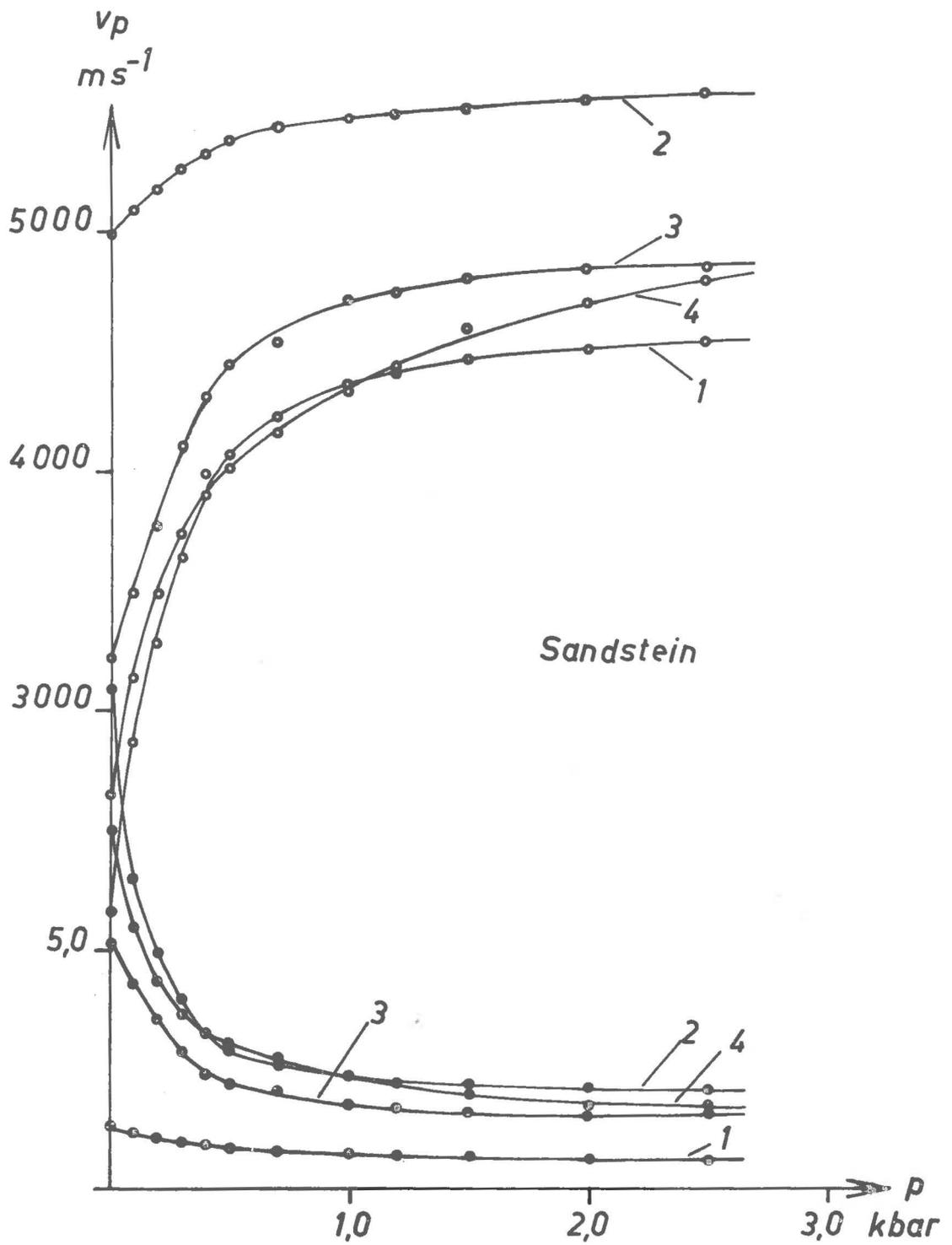


Abb. 3

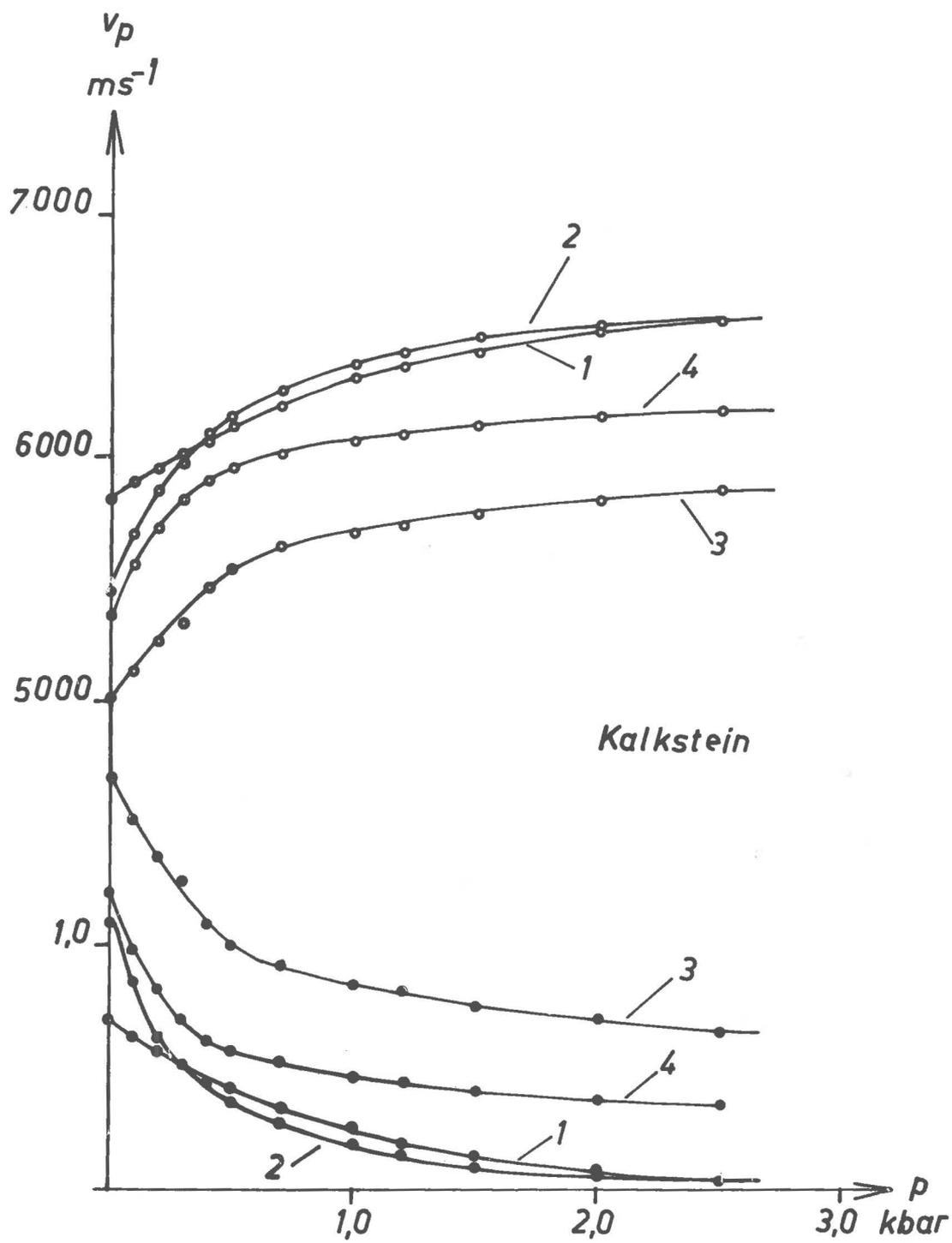


Abb. 4

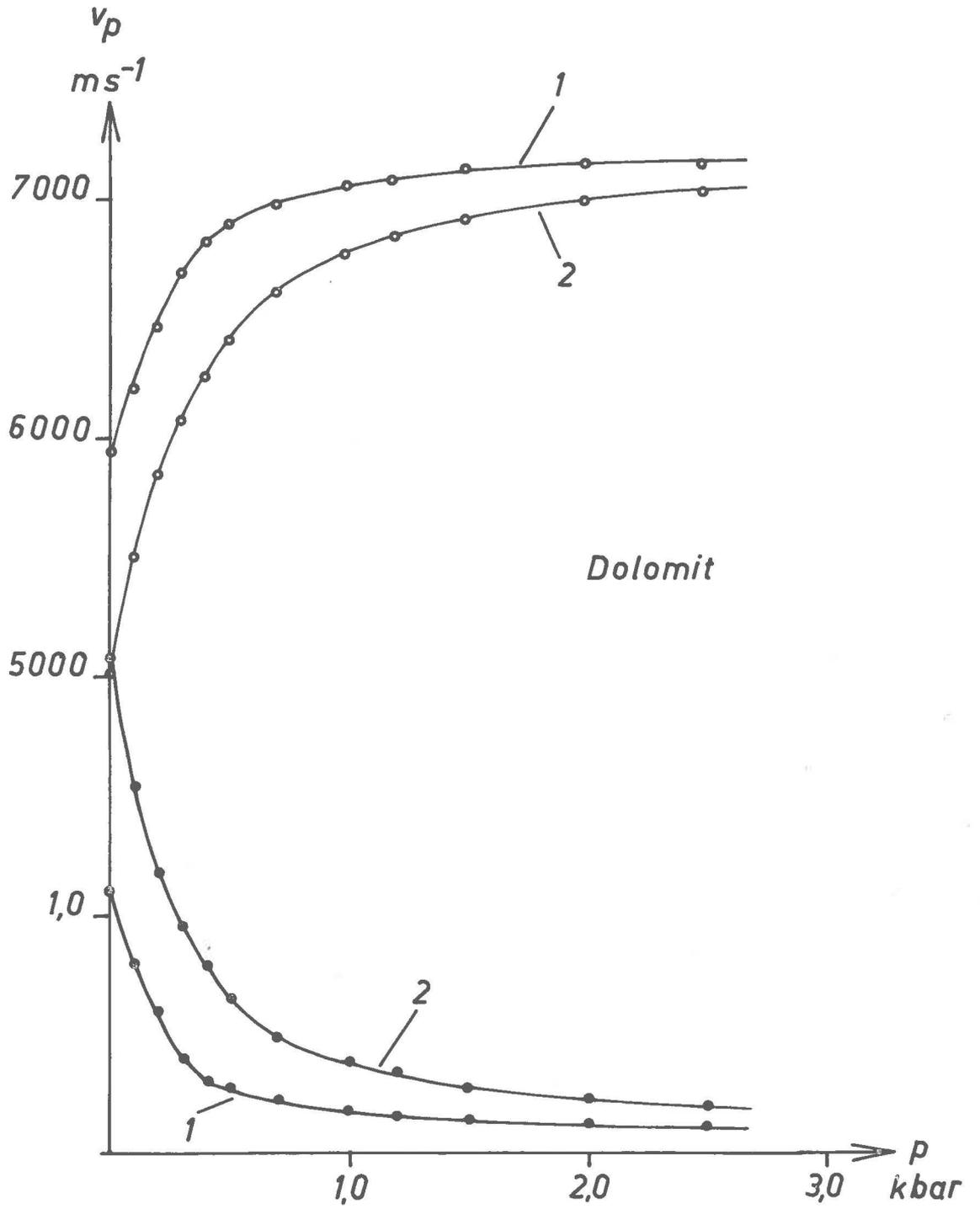


Abb. 5

Es ergibt sich zunächst die Frage, bis zu welchem Achsenverhältnis bei den vorliegenden Drücken die Poren geschlossen werden können. Wenn man die Ableitungen von WALSH (1965) zugrunde legt, so ergibt sich folgende Beziehung:

$$p_c = E \alpha \pi / 4 (1 - \sigma^2)$$

mit

- $\alpha$  - Achsenverhältnis der Poren,
- $p_c$  - Druck, der erforderlich ist, um die Risse zu schließen,
- $E$  - Elastizitätsmodul des Festmaterials,
- $\sigma$  - POISSONSche Zahl.

Angenähert ergibt sich:

$$p_c \approx E \alpha .$$

Bei den Werten für  $E$  von Quarz (Sandstein), Dolomit und Kalzit (Kalkstein) und den gegebenen Druckbedingungen kommt man auf Werte für das Achsenverhältnis in der Größenordnung 1 : 400 bis 1 : 500. Daraus folgt, daß die beobachtete Gesamtänderung der Porosität allein auf die Änderung der Rißporosität zurückzuführen und ein erheblicher Anteil an Rißporosität noch im Gestein verblieben ist. Der Kurvenverlauf zeigt, daß die Risse mit dem kleinsten Achsenverhältnis sehr rasch geschlossen werden. Da die kurzen Risse (Achsenverhältnis größer als 1 : 500) noch offen bleiben, erhält man aus den Geschwindigkeitswerten und dem Anstieg der Geschwindigkeit bei steigendem Druck keine eindeutigen Aussagen über die Eigenschaften des Festmaterials. Auch der Geschwindigkeitsanstieg im höheren Druckbereich wird noch durch die vorhandene Restrißporosität bestimmt.

Bei der Diskussion der Meßkurven muß noch eine zweite Frage betrachtet werden. Die Proben wurden vor der Messung völlig getrocknet (auf Gewichtskonstanz), um eindeutige Beziehungen zu erhalten. Der Porenraum ist also ausschließlich mit Luft gefüllt. Der hydrostatische Druck entspricht damit dem tatsächlich wirksamen Druck (effektiver Druck: TERZAGHI, GRIGGS; Differenzdruck: WYLLIE, GREGORY u. GARDNER u. a.): der Differenz zwischen dem Druck auf das feste Gesteinsgerüst und dem Druck, unter dem das porenfüllende Medium steht. Der dargestellte Druck muß genauer als Differenzdruck bezeichnet werden. Wird der Differenzdruck kleiner (z. B. durch Füllung der Poren mit Wasser), so verringert sich der Anstieg bei Druckaufgabe. In einem völlig geschlossenen System und bei vollständiger Wassersättigung ist der Differenzdruck Null, es ergibt sich keine Änderung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit bis auf einen kleinen Wert, der durch die Kompressibilität von Wasser und festem Gesteinsgerüst gegeben wird. Bei der Durchführung von Hochdruckmessungen muß daher der Differenzdruck bekannt sein, um repräsentative Werte zu erhalten.

## 2. Entstehung der Klüfte

Die Messungen ergaben, daß die Rißporosität von ausschlaggebender Bedeutung für die Änderung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit und damit die Volumenänderung bei steigendem Druck ist. Es zeigt sich ferner, daß auch bei hohen Differenzdrücken noch nicht der gesamte Rißporenraum geschlossen ist. Man kann also auch in großen Tiefen noch mit einer Rissigkeit zwischen 1 und 2 % (maximal) rechnen.

Für die Entstehung der Risse gibt es zwei Möglichkeiten:

1. Es handelt sich um primäre Risse, die aus den Sedimentationsbedingungen resultieren und durch die Diagenese noch nicht völlig geschlossen wurden (hier Risse im weiteren Sinne), oder um tektonisch bedingte Risse. Da die untersuchten Proben alle aus Tiefbohrungen stammen, würde das bedeuten, daß die ermittelte Rißporosität noch in den jeweiligen Teufen vorhanden ist.
2. Die Risse sind bei der Druckentlastung während des Ziehens der Kerne und bei der nachfolgenden Bearbeitung entstanden (sekundäre Risse). Die Druckentlastung spielt für die Bildung von Rissen eine bedeutende Rolle. STRASSER u. WOLTERS (1963) haben diese Frage in der Bohrung Münsterland 1 für Makrorisse untersucht, Risse, die den gesamten gezogenen Kern der Länge nach spalten.

In großen Tiefen befindet sich das Gestein in einem quasi-allseitigen Spannungszustand. Dabei tritt entsprechend der Anisotropie der Einzelkörner und des Gesamtgesteinsverbandes eine unterschiedliche Verformung in den verschiedenen Richtungen ein. Nach dem Herausbohren bleibt der Kern zunächst noch unter dem hydrostatischen Druck der Bohrflüssigkeit, die Rückverformung ist behindert, der Kern kann sich ohne Schwierigkeiten in das Kernrohr schieben. Beim Ziehen des Kernrohres verringert sich der Druck, es tritt eine der Anisotropie entsprechende Rückverformung ein. Die Bereiche des Kerns, in deren Richtung die größte Dehnung erfolgt, treffen zuerst auf den Widerstand des Kernrohres. Hierdurch wirkt zunächst an wenigen Punkten eine Kraft auf den Gesteinskern, die sich mit fortschreitender Druckentlastung immer mehr vergrößert. Dabei können zwei Vorgänge eintreten:

1. Übersteigt die angreifende Spannung die Scherfestigkeit der Kornbindung zwischen den Einzelkörnern bzw. an der Schichtfläche, so kommt es zu einem Aufreißen der Kornkontakte (bzw. Schichtgrenzen) und zu einer relativen Verschiebung der Körner zueinander. Nach dem Bruchkriterium von MOHR-COULOMB ergibt sich, daß der Bruchvorgang dann einsetzt, wenn die Scherspannung einen Wert erreicht, der durch die Kohäsion und das Produkt aus dem Koeffizienten der inneren Reibung und dem effektiven Druck gegeben wird. Der effektive Druck ist wieder gegeben durch die Differenz zwischen dem Kompressionsdruck und dem Druck, unter dem das porenfüllende Medium steht. Bei einem raschen Ziehen der Kerne kann der effektive Druck sogar negative Werte annehmen. Bei Gesteinen mit geringen Kohäsionskräften zwischen den Einzelkörnern und einer bereits vorhandenen primären Rißporosität ist daher nur eine geringe Scherspannung notwendig, damit die Kornkontakte aufreißen.
2. Sind die Körner fest verkittet (bei Gesteinen mit hohem Diagenesegrad) oder ist die vom Kernrohr auf den Gesteinskern übertragene Kraft so groß, daß sie durch relative Kornverschiebungen nicht abgefangen werden kann, so kommt es zu einem Aufplatzen des Kernes der Länge nach (besonders bei Kalksteinen, Quarziten und stark verfestigten Siltsteinen und Tonsteinen).

Es treten also Makro- und Mikroentspannungsklüfte auf, wobei die Mikroentspannungsklüfte besonders auf diagenetisch weniger verfestigte Gesteine konzentriert sind, die Makroentspannungsklüfte in dichten, verfestigten Gesteinen bevorzugt auftreten. In der Bohrung Münsterland 1 traten Makroentspannungsklüfte etwa ab einer Entnahmetiefe von 4200 m auf. Quantitative Angaben über das Auftreten von Mikroentspannungsklüften sind bisher nicht gemacht worden.

Mit zunehmender Tiefe muß auch die Bildung von Mikroentspannungsklüften zunehmen. Solche Effekte wurden bei der Untersuchung der Wärmeleitfähigkeit unter einaxialem Druck beobachtet. Bei Sandsteinen nimmt der Anstieg der Wärmeleitfähigkeit um so mehr zu, je größer die Entnahmeteufe ist. Bei Kalksteinen und Anhydriten ist dieser Effekt kaum wahrnehmbar. Es muß also erwartet werden, daß ein gewisser Anteil des Anstieges der Fortpflanzungsgeschwindigkeit und damit der Porositätsverringering auf solche sekundäre Rißporosität zurückzuführen ist. Dieser Anstieg vermittelt also keinerlei Angaben über die elastischen Eigenschaften des Materials (einschließlich der primären Rißporosität), sondern ist von Zufälligkeiten wie Entnahmeteufe, effektivem Druck oder Dauer der Einwirkung von Atmosphärlinien bei oberflächlich entnommenen Gesteinsproben abhängig.

Eine Trennung von primärer und sekundärer Rißporosität ist bisher nicht befriedigend gelungen. Als Maß für den Anteil der sekundären Rißporosität wird die Porositätsverringering bis zur größten Krümmung der Geschwindigkeits-Druck-Kurven genommen.

### 3. Die Bedeutung der durch hochdruckphysikalische Messungen ermittelten Crack-porosity für tiefengeophysikalische und tiefengeologische Vorgänge

Durch die dargestellte Untersuchungsmethodik gelingt es sehr einfach, Angaben über die Rißporosität und ihre Änderung in Abhängigkeit vom Druck zu erhalten. Welche Bedeutung hat nun die Bestimmung der Rißporosität?

1. Die Untersuchung der Gesteinsproben unter Druck läßt keine unmittelbaren Schlußfolgerungen auf die elastischen Eigenschaften des Gesteinsmaterials selbst zu. Der untere Druckbereich wird in seiner Form allein durch die Rissigkeit bestimmt (sekundäre Rissigkeit). Auch bei höheren Drücken erhält man nur angenähert die Gerüstgeschwindigkeit. Für Fragen der Lagerstättenerkundung und Vorratsberechnung ist die Ermittlung der Rißporosität und ihrer Änderung von großer Bedeutung. Sie zeigt ferner, daß die Bestimmung von Porosität, Dichte und Permeabilität an der Erdoberfläche kritisch zu beurteilen ist. Aus den Druck-Geschwindigkeits-Kurven läßt sich als wichtiger Parameter der Diageneseegrad ermitteln aus (s. Abb. 6) dem Verhältnis  $v = v_{\min}/v_{\max} - v_{\min}$ , ferner aus der Hystereseffläche und der Fläche unter der Hochfahrkurve. Aus der Porositätsänderung bis zum Bereich der größten Kurvenkrümmung läßt sich die sekundäre Rißporosität abschätzen. Um die Aussagen zu verbessern, ist es nötig, gesicherte Angaben über die Materialgeschwindigkeit polykristalliner Gesteine mit bekannter chemischer und mineralogischer Zusammensetzung zu erhalten.
2. Von großer Bedeutung ist, daß Risse mit einem Achsenverhältnis größer als ca. 1 : 500 auch bei Drücken über 3000 bar noch nicht geschlossen sind. Diese 3 kbar dürfen nicht in Teufenangaben umgerechnet werden, da es sich um den effektiven, d. h. den Differenzdruck handelt. - Da in der Natur der Porenraum mit Wasser gefüllt ist, vermindert sich der Differenzdruck erheblich. Wie Untersuchungen in Ölfeldern und anderen Tiefbohrungen gezeigt haben (s. Abb. 7), kann der Differenzdruck auf Null absinken, wenn noch keine Gleichgewichtsbedingungen zwischen der Tiefenlage und dem Wassergehalt bzw. dem Kompaktionsgrad hergestellt sind (s. z. B. Darstellungen bei TERZAGHI, HUBERT u. RUBEY, 1959). Der Differenzdruck kann

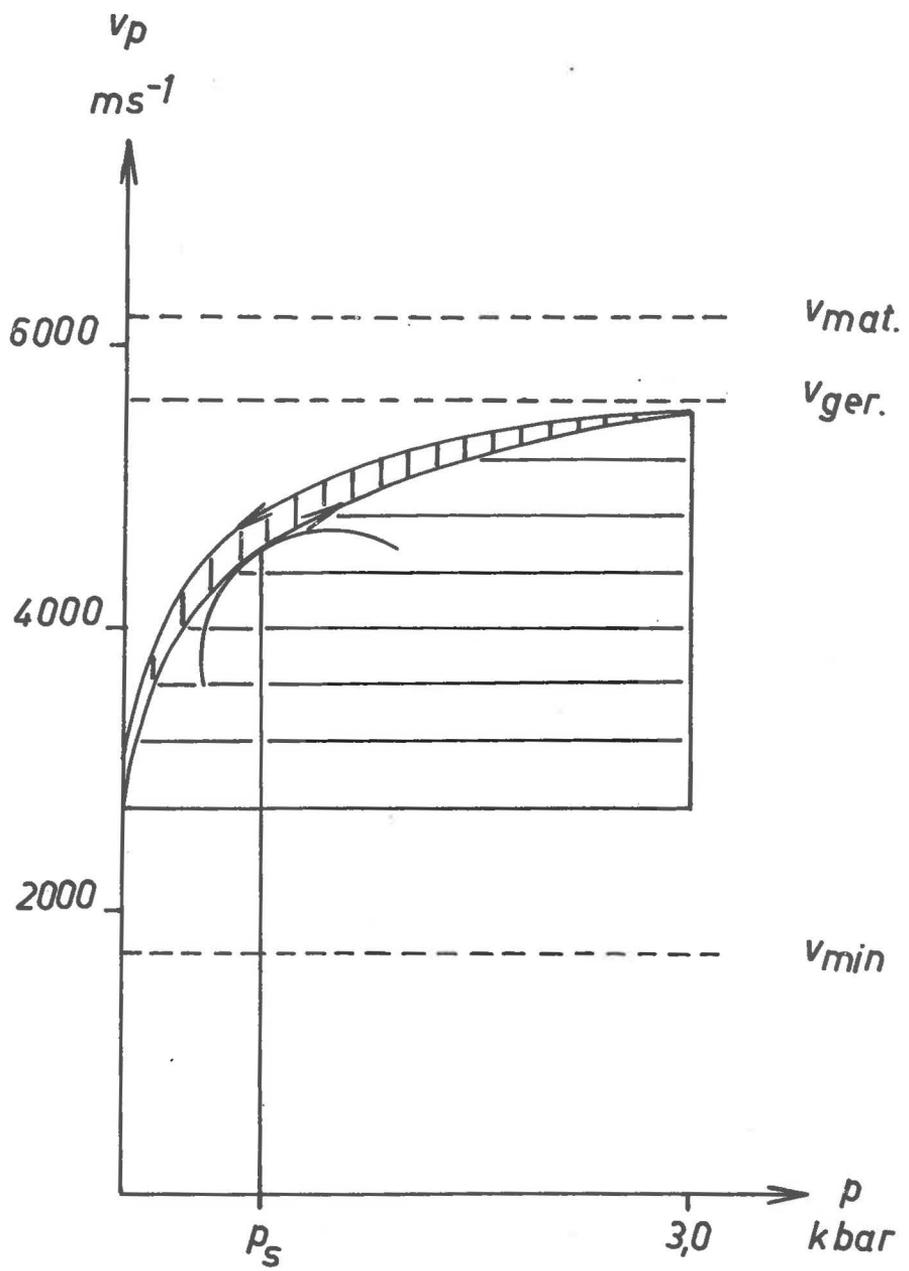


Abb. 6

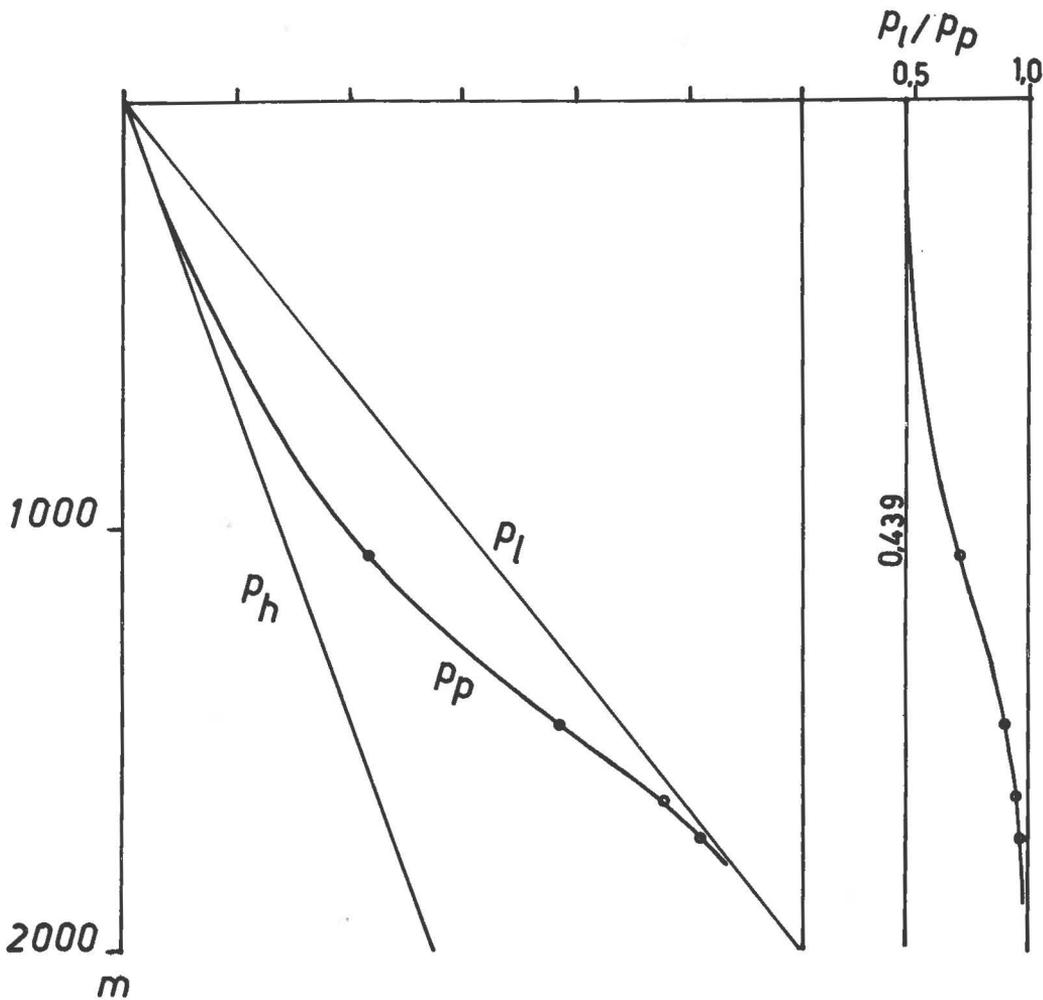


Abb. 7

sogar negative Werte annehmen (der Druck im porenfüllenden Medium ist größer als der lithostatische Druck), wenn mit steigender Temperatur der Wasserdampfdruck zunimmt. Die Rißporosität ist damit für den möglichen Wassergehalt in den Gesteinen der oberen Erdkruste entscheidend. Sie kontrolliert damit z. B. folgende Vorgänge:

- Abnahme der Festigkeitseigenschaften von Quarz und anderen Silikaten. In Abhängigkeit vom Wassergehalt erfolgt besonders im Bereich der kritischen Temperatur von Wasser eine starke Abnahme der Festigkeit von Quarz und anderen Silikaten: hydrolytisches Aufweichen (s. GRIGGS, 1967).
- partielles Lösen insbesondere von Quarz, aber auch anderen Silikaten und Transport im Druck-Temperatur-Gefälle.

Die Größe der primären Crack-porosity ist ein Kriterium für die Dynamik dieser Vorgänge und damit ein Stabilitätskriterium: Je geringer die primäre Crack-porosity, desto stabiler sind die Bedingungen in dem entsprechenden Tiefenbereich.

Erkenntnisse der Gebirgsmechanik über das mechanische  
Verhalten verschiedenartiger Gesteine

K.-H. Höfer (Leipzig)

Für verschiedenartige Gesteine werden Vergleichsfestigkeiten mitgeteilt und der Einfluß verschiedener Parameter diskutiert. Die Wirkung des **Maßstabeffektes** für homogenes und geklüftetes Material wird besprochen. Der Einfluß der Zeit wird auf der Grundlage schneller, zügiger Belastungen einerseits, die zu Sprödbrüchen führen, und konstanter Dauerbelastungen mit Kriecherscheinungen abgehandelt. Die Temperaturabhängigkeit des Gesteinsverhaltens, insbesondere im Zusammenhang mit Kriecherscheinungen, wird kurz angedeutet. Die Wirkung mehrachsiger Beanspruchungen und ihr Einfluß auf das Verformungs- und Bruchverhalten der Gesteine wird diskutiert. Auf der Grundlage der bisherigen Erkenntnisse über das mechanische Verhalten verschiedenartiger Gesteine werden einige Schlußfolgerungen für gebirgsmechanische Auswirkungen gezogen.