

AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN DER DDR

Forschungsbereich Kosmische Physik

ZENTRALINSTITUT FÜR PHYSIK DER ERDE

Veröffentlichungen des Zentralinstituts für Physik der Erde

Nr. 21

Q

2548

21

Zentralinstitut Physik d. Erde  
Bibliothek  
Potsdam Bereich II

Geodynamische Probleme <sup>5791</sup>

Autorenkollektiv



Herausgeber: Prof. Dr. habil. H. Stiller  
Wissenschaftliche Redaktion: Dr. H. Vollstädt

Als Manuskript gedruckt

Potsdam 1973

AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN DER DDR

Forschungsbereich Geophysik

ZENTRALINSTITUT FÜR PHYSIK DER ERDE

Komplexuntersuchungen an Prozeßmodellen zur Paläogeodynamik

Voröffentlichung der Zentralbibliothek für Physik der Erde

von

F. FRÖLICH



Geodynamische Probleme

Teil A

Autorenkollektiv



Verlag der Akademie der Wissenschaften der DDR  
Geophysikalisches Institut der Akademie der Wissenschaften der DDR

Alle Rechte vorbehalten

Postum 1973

Inhalt

FRÖLICH, F. : Komplexuntersuchungen an Prozeßmodellen zur  
Paläogeodynamik

WALZER, U.: Übersicht zu Arbeiten über Konvektion im Erdmantel

## Inhaltsverzeichnis

	Seite
Vorbemerkungen	5
1. Plattentektonik	6
1.1. Asthenosphäre (Zustandscharakteristik)	6
1.2. Lithosphäre (Veränderungsursachen)	10
1.3. Driftmechanismen (Initialprozeß)	12
1.4. Subduktionsmechanismen (Ablaufsmerkmale)	12
Folgerungen	15
1.5. Ozeanische Entwicklungszyklen	16
2. Differentiation und Krustenkontrast	18
2.1. Thermische Abschirmung im Mantelbereich (Strahlung)	18
2.2. Erdexpansion (Eingrenzung wahrscheinlicher Raten)	18
2.3. Ozeanisierung (irreversible, reversible, temporäre)	30
3. Erdkern	35
3.1. Oxid- und Sulfid-Anteile (Hochdruckmechanismen)	35
3.2. Auswirkungen (Schmelztemperatur, Kontrollmöglichkeiten)	39

### Zusammenfassung

Aus der Reihe der geodynamischen Probleme werden nachstehend die Fragen im Zusammenhang mit (1.) der globalen Plattentektonik und ihren Auswirkungen, (2.) dem Krustenkontrast und seiner Entstehung sowie (3.) der Erdkernregion ausgewählt und untersucht und neue Wege zur Klärung des Konvektionsproblems dargestellt und diskutiert.

### Summary

From the scope of geodynamic problems, the questions in connection (i) with the plate-tectonics and their effects, (ii) with the contrast of the earth's crust and its development as well as (iii) with the earth's core are singled out and studied in detail. New ways for clarifying of the convection problem are represented and discussed.

### Résumé

Les questions en connexion (i) avec le mouvement des plates de la croûte et les effets suivants, (ii) avec la difference de la croûte et sa développement et aussi (iii) avec la région centrale du globe sont sélectionnées de la série des problèmes de la dynamique du globe et examinées en detail. Finalement, des activités nouvelles pour claircer le problème de la convection sont représentées et discutées.

### Резюме

Из ряда геодинамических проблем выбираются и исследуются вопросы в связи (1.) с глобальной тектоникой больших плит и её последствиями, (2.) с контрастом земной коры и его происхождением и (3.) с областью земного ядра. Изображением и проблемы конвекции.

## Vorbemerkungen

Für die Überprüfung von geodynamischen Prozessmodellen zur Erkundung der Entwicklungsphasen der Erde sind Darstellungen auf der Kontinuumsbasis (so beispielsweise unter Verwendung der nichtlinearen Elastokinetik, des COSSERAT-Kontinuums, ...) allein nicht ausreichend. Diese Verfahrensweise eignet sich vor allem und speziell zur Behandlung von Problemen der Gliederung des Erdinneren und seiner Anomalien.

Im vorliegenden Zusammenhang ist jedoch darüber hinaus die stoffliche Seite mitzuerkunden, beispielsweise das materialspezifische Verhalten der Silikate, Oxide, Sulfide, u. a. m. unter den jeweiligen tiefenbedingten Gegebenheiten von Druck, Temperatur und geochemischen Einflüssen. Hierfür wird die Festkörperphysik als Grundlage benötigt, um so eine - den realen Verhältnissen angepasste - Zustandscharakteristik zu erarbeiten, die dann wiederum der Kontinuumsdarstellung zu Grunde gelegt werden kann.

Dies soll hier zunächst für die Asthenosphäre durchgeführt werden sowie für die Übergangszone (im Teil II) und für die Erdkernregion (im Teil III). Auf diesem Wege lassen sich die materiebedingten Gesetzmäßigkeiten auffinden und (andererseits) pauschal bereits bekannte Zusammenhänge nicht nur bestätigen, sondern auch in ihren Auslösungsbedingungen fixieren und hinsichtlich ihres Auswirkungsbereiches abgrenzen, was eine höhere Näherung für die Untersuchung der Problemsituation ermöglicht.

## 1. Plattentektonik

### 1.1. Asthenosphäre (Zustandscharakteristik)

Gehen wir zunächst von dem globalen seismischen Befund für die low-velocity-Region aus [1]:

- a) Es bestehen eindeutige Unterschiede hinsichtlich der Tiefenlage, der Mächtigkeit und der Eigenschaften:
  - $\alpha$ ) in subozeanischen und subkontinentalen Mantelregionen,
  - $\beta$ ) in tektonisch aktiven Gebieten,
  - $\gamma$ ) zwischen den subatlantischen und indo-ozeanischen Regionen einerseits und dem subpazifischen andererseits sowie schließlich
  - $\delta$ ) zwischen den subpazifischen Randzonen und ihrem Zentralgebiet.
- b) Entartete low-velocity-Gebiete mit außergewöhnlich niedrigen Werten der Ausbreitungsgeschwindigkeit seismischer Wellen ( $v_p, v_s$ ), und zwar direkt unterhalb der MOHOROVICIC-Diskontinuität, sind nachgewiesen im Westen der USA, Japan, den Kurilen und Island.
- c) Transversal- und Longitudinal-Wellen verhalten sich naturgemäß unterschiedlich im low-velocity-Bereich; dabei kann bei den Druckwellen die Geschwindigkeitszunahme mit der Tiefe ( $\Delta v_p$ ) mitunter lediglich auf Null zurückgehen (wie beispielsweise im Mantelgebiet unterhalb des Canadianischen Schildes), während sie bei den Scherungswellen stets negative Werte ( $-\Delta v_s$ ) durchläuft.
- d) Der Übergang in den Rändern der low-velocity-Region kann graduell oder auch sprunghaft sein.

Im vorliegenden Zusammenhang sind in erster Linie die Befunde a [ $\alpha \dots \delta$ ] und c von Interesse, da zunächst die realen Möglichkeiten für ein sea-floor spreading einschließlich der Subduktion überprüft werden sollen. Für diesen Zweck werden alle weiteren verfügbaren gesicherten Besonderheiten der low-velocity-Region aus dem globalen geophysikalischen Beobachtungsbefund benötigt, um so ausreichend Kontrollmöglichkeiten zur Eingrenzung der wirklichen Situation zu haben. Zu diesen weiteren Besonderheiten gehören folgende Fakten:

- e) Die Temperaturverhältnisse nähern sich lediglich im Asthenosphären-Bereich der Schmelztemperatur.
- f) Die elektrische Leitfähigkeit ist demzufolge erhöht gegenüber den angrenzenden Mantelzonen.
- g) Die Elastizität ist analog dazu vermindert.
- h) Die Anzahl der Bebenherde ist minimal.
- i) Die Asthenosphäre ist als Primärquelle von Vulkanen anzusehen.

Hiervon interessieren die Temperaturentwicklungen zunächst am stärksten. Aus c) und e) folgt jedoch, daß die Asthenosphäre nicht geschmolzen sein kann, da sonst die Scherungswellen verschwinden würden (wie im Erdkern) und die Schmelztemperatur überschritten sein müßte. Andererseits weisen c) und g) aus, daß der Festkörperzustand dieser Sphäre modifiziert sein muß. Hier haben daher die festkörperphysikalischen Untersuchungen einzusetzen (vgl. [3]). Auf dieser Basis lassen sich die unterschiedliche Stabilität der silikatischen Gesteinsbestandteile und das daraus folgende ver-

schiedenartige Verhalten unter wachsendem Druck und steigender Temperatur sowie die bevorzugten Angriffspunkte solcher Einwirkungen aus den jeweiligen strukturellen Gegebenheiten ableiten und in Kausalzusammenhang bringen mit Störungen im Bindungszustand (beispielsweise bei Aluminosilikaten durch die Substitution von  $\text{Si}^{4+}$ - durch  $\text{Al}^{3+}$ -Kationen) und Gitterdefekten: Fehlstellen, Fremdeinlagerungen bzw. Versetzungen. Hierbei weisen bekanntlich die Korngrenzen die höchste Defektkonzentration auf.

Für weitere Informationen in dieser Richtung muß die LENNARD-JONES-Näherung für Gitterdefekte, die nur für einen niederen Temperaturbereich Gültigkeit besitzt, zufolge ihrer stark idealisierten Voraussetzungen: Fehlstellen-Wechselwirkung und Einflüsse auf die Gittereigenfrequenz bleiben unberücksichtigt, entsprechend erweitert werden auf Temperaturen nahe dem Schmelzbereich, was nachstehend geschehen soll.

Bezeichnen wir die Anzahl der Gitterplätze mit  $z$ , der Zwischengitterplätze mit  $z^+$ , der SCHOTTKY-Defekte mit  $z_S \ll z$ , der FRENKEL-Defekte mit  $z_F \ll z^+$  und setzen die Bildungsenthalpie ( $\epsilon$ ) der Defekte nicht mehr konstant - wie in der LENNARD-JONES-Näherung - sondern temperaturabhängig an:  $\epsilon(T) \neq \text{const}$ , so folgen die nachstehenden Beziehungen:

$$(1) \quad \epsilon_S = kT \ln \frac{z - z_S}{z_S}$$

$$\lim T \rightarrow 0: \quad z_S/z \rightarrow 0$$

$$\lim T \rightarrow \infty: \quad z_S/z \rightarrow 1/2$$

$$(2) \quad \epsilon_T = kT \ln (z - z_F)(z^+ - z_F)/z_F^2$$

$$\lim T \rightarrow 0: \quad z_F/z \rightarrow 0$$

$$\lim T \rightarrow \infty: \quad z_F/z \rightarrow \frac{z^+/z}{1 + z^+/z} = \frac{1}{1 + z/z^+}$$

Nur für  $z^+ = z$  führt  $\lim T \rightarrow 0$  zu  $z_F/z \rightarrow z_S/z$ ; in allen anderen Fällen ist die Ordnung in Gittern mit FRENKEL-Defekten größer als die bei SCHOTTKY-Defekten. Bei  $T \lesssim T_{\text{Schmelz}}$  nimmt  $\epsilon(T) = \epsilon_0 - \epsilon_{K_{S,F}}(T)$  sprunghaft ab und die Fehlordnung entsprechend zu - allerdings um einen endlichen Betrag  $\epsilon_{T_{\text{Schmelz}}} = 3 kT_{\text{Schmelz}}$  [DEBYE].

Ein solches Anwachsen der Fehlordnung vermindert andererseits den Energieaufwand, der erforderlich ist um eine stabile Gittersituation in eine instabile überzuführen. Dies alles muß sich naturgemäß zuerst auswirken in den Intergranularbereichen mit ihrer hohen Defektkonzentration und zwar ausschließlich innerhalb der Asthenosphäre zufolge der dort gegebenen stärksten Annäherung an die Schmelztemperatur.

Eine der zwangsläufigen Folgen eines solchen abweichenden Zustandes der Asthenosphäre gegenüber ihrer Umgebung im oberen Erdmantel wäre eine deutliche Abnahme der Viskosität ( $\eta$ ) innerhalb der Intergranularbereiche. Wegen der starken T-Abhängigkeit von  $\eta$  einerseits und der Temperaturunterschiede zwischen den subozeanischen und subkontinentalen Regionen andererseits sollte dies global nachweisbar sein. Wie der Befund (a  $\alpha$ ) ausweist, ist das in der Tat der Fall: Die Asthenosphäre der subozeanischen Gebiete ist mächtiger und setzt bereits in geringeren Tiefen ein als in subkontinentalen Regionen.



Die vorstehenden festkörperphysikalischen Betrachtungen legen mithin für die Asthenosphäre eine Charakterisierung als Zweikomponenten-System (POYNTING-THOMSON-Körper) nahe, das zusammengefügt ist aus festen Kristallit- und nachgebenden Intergranular-Bereichen, was den Verhältnissen dämpfender Medien entspricht. Typisch für solche Medien sind insbesondere

1. die Frequenzabhängigkeit der inneren Reibung, deren Maximalwert von der Relaxationszeit ( $\tau_R$ ) bestimmt ist, gemäß der Beziehung  $\omega \tau_R = 1$ , und
2. die dadurch bedingte Entstehung breiter Relaxationsspektren mit scharfen, voneinander abgegrenzten Maxima für die jeweils vorhandenen Störungstypen.

Da andererseits die Relaxationszeit verknüpft ist mit dem Scherungsmodul ( $\mu$ ) und der Viskosität

$$(3) \quad \frac{\mu}{\eta} = \frac{1}{\tau_R}$$

und intergranulares Nachgeben einem der Maxima des Relaxationsspektrums zugeordnet werden kann, besteht die Möglichkeit, den wahrscheinlichsten Wert für die Viskosität der Asthenosphäre zu bestimmen, gemäß

$$\frac{\Delta\mu}{\Delta\eta} = \frac{1}{\Delta\tau_R} = \Delta\omega.$$

Mit  $\Delta v_s = 0.35 \frac{4.6}{4.25} \text{ km/sec} = [\Delta(\frac{\mu}{\rho})]^{1/2}$  und  $\Delta\rho = 5 \cdot 10^{-2} \text{ g/cm}^3$  folgt für  $\Delta\mu$  0.06 kbar. Dem Maximum der inneren Reibung infolge von Intergranulareffekten ist ein  $\Delta\omega$ -Wert von  $6 \cdot 10^5 \text{ sec}^{-1}$  zugeordnet [3]. Für  $\Delta\eta$  ergibt sich somit  $10^{-4} \text{ bar sec} = 10^2 \text{ POISE}$ , woraus - mit  $\eta = 10^{22} \text{ POISE}$  im umgebenden Mantelbereich [6] - für die Asthenosphäre ein Viskositätswert von  $10^{20} \text{ POISE}$  folgt.

Detaillierte Untersuchungen [5] haben im übrigen bestätigt, daß die Viskosität in Zweikomponenten-Systemen von dem Breiten-Längen-Verhältnis ( $b/l$ ), d. h. von der Komponentenverteilung abhängt in der Form

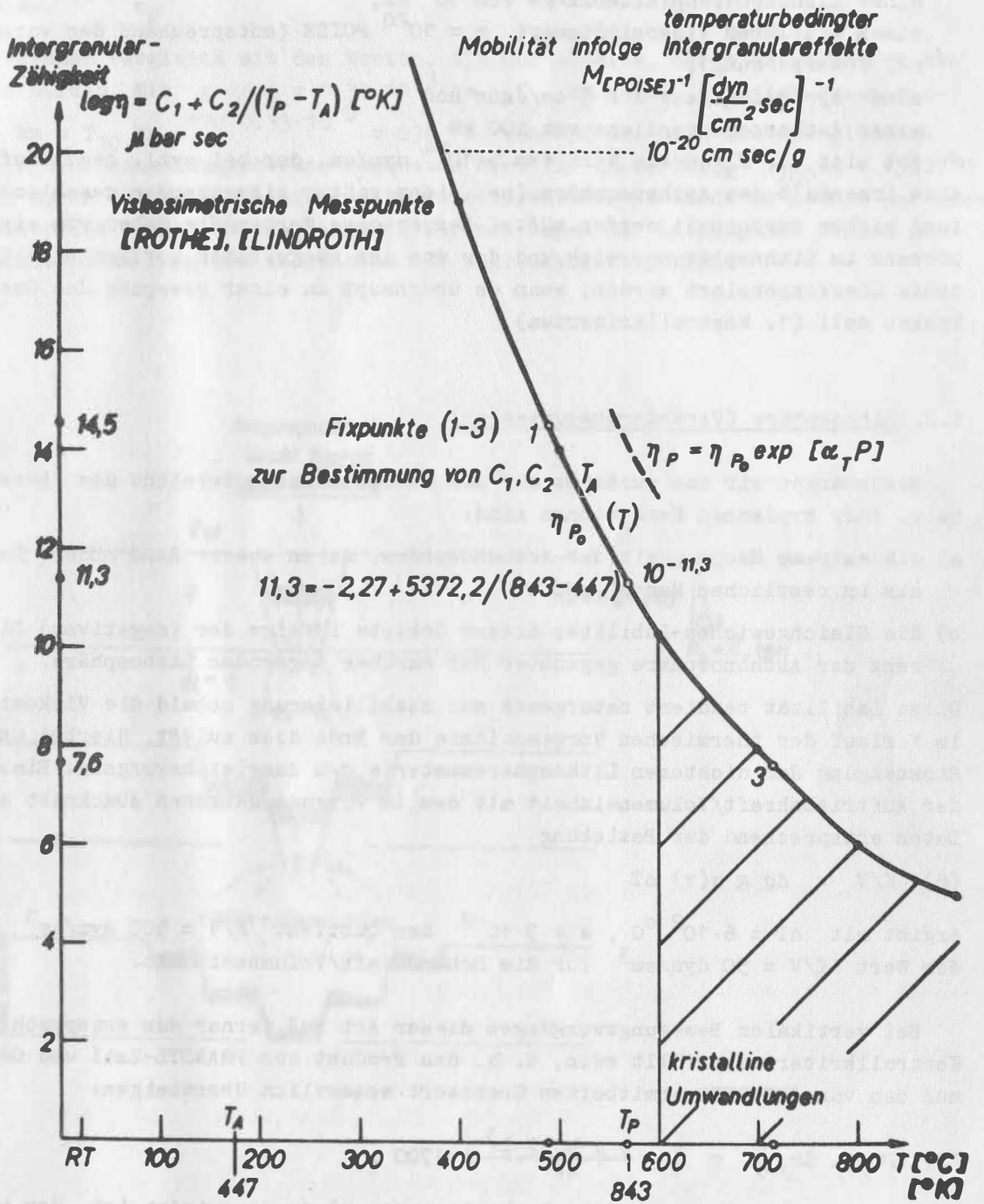
$$(4) \quad \eta = \mu \frac{b}{l} \tau_R,$$

was man ja erwarten sollte.

Im Einkomponenten-System ist  $b/l = 1$ . Die latent bereits vorhandene größere „Anfälligkeit“ der Intergranularbereiche gegenüber PT-Einwirkungen (sowie auch bei Feuchtigkeitsspuren in der überkritischen Phase) wird erst dann wirksam, wenn diese Einflüsse ihren kritischen Wert überschreiten. Erst in diesem Fall - d. h. beim Übergang vom Ein- zum Zweikomponenten-System - wird die Viskosität gemäß  $b/l$  verringert. Damit ist eine Zustandscharakteristik für die Asthenosphäre gewonnen worden, die im Einklang steht mit dem globalen seismischen Beobachtungsbefund sowie mit den weiteren gesicherten Besonderheiten dieser Region.

Wir können daher jetzt dazu übergehen, die Resistenz einer solchen Asthenosphäre gegen die im sea-floor spreading unterstellten Driftbewegungen zu untersuchen. Dieser Widerstand ist proportional

- a) der Berührungsfläche (Lithosphäre/Asthenosphäre),
- b) der Zähigkeit und
- c) dem Geschwindigkeitsgefälle,



also

$$(5) R_A = f \eta \dot{s} / d_A .$$

Die Berechnung soll sich hier (wie auch bei den Lithosphären-Untersuchungen bezüglich Drift und Subduktion) auf eine Einheitsschicht beschränken, um so eine Kräftebilanz ziehen zu können. Mit

einer Lithosphärenplattenlänge von  $10^4$  km,  
einem mittleren Viskositätswert  $\eta = 10^{20}$  POISE (entsprechend der vorausgegangenen Untersuchung),

einer spreading rate von 3 cm/Jahr und

einer Asthenosphären Dicke von 200 km

ergibt sich für  $R_A/cm$  ein Wert von  $5 \cdot 10^{14}$  dyn/cm, der bei evtl. gegenläufigem Kriechen innerhalb der Asthenosphäre (bei einem später einsetzenden geschlossenen Zyklus) sicher verdoppelt werden müßte. Der erstere Wert müßte daher von einem Initialprozess im Lithosphärenbereich und der von ihm ausgelösten horizontalen Kraftkomponente überkompensiert werden, wenn es überhaupt zu einer Bewegung des Ozeanbodens kommen soll (1. Kontrollkriterium).

## 1.2. Lithosphäre (Veränderungsursachen)

Beschränken wir uns zunächst auf die subozeanischen Bereiche des oberen Erdmantels. Ihre typischen Kennzeichen sind:

- a) die extreme Mächtigkeit der Asthenosphäre, deren oberer Rand höhere Lagen erreicht als im restlichen Mantel und
- b) die Gleichgewichts-Labilität dieser Gebiete infolge der (negativen) Dichtedifferenz der Asthenosphäre gegenüber der darüber lagernden Lithosphäre.

Diese Labilität tendiert naturgemäß zur Stabilisierung sobald die Viskositätsabnahme im Verlauf der thermischen Vorgeschichte der Erde dies zuläßt. Hierbei unterstützt die Sinkneigung der dichteren Lithosphärenmaterie den Ausgleichsvorgang. Eine Abschätzung der Auftriebskraft/Volumeneinheit mit den im vorausgegangenen Abschnitt abgeleiteten Daten entsprechend der Beziehung

$$(6) K/V = \Delta \rho g \alpha(\tau) \Delta T$$

ergibt mit  $\Delta T = 6 \cdot 10^2$  °C,  $\alpha = 3 \cdot 10^{-2}$  den Quotient  $K/V = 900$  dyn/cm<sup>3</sup> gegenüber dem Wert  $K/V = 50$  dyn/cm<sup>3</sup> für die Schwerkraft/Volumeneinheit.

Bei vertikalen Bewegungsvorgängen dieser Art muß ferner das entsprechende (2.) Kontrollkriterium erfüllt sein, d. h. das Produkt aus PRANDTL-Zahl und GRASHOFF-Zahl muß den von JEFFREYS ermittelten Grenzwert wesentlich übersteigen:

$$(7) Pr_{/-/} Gr_{/-/} = \frac{\nu}{\tau} \cdot \frac{\rho g \alpha \Delta T l^3}{\eta \nu} \gg 1700 ,$$

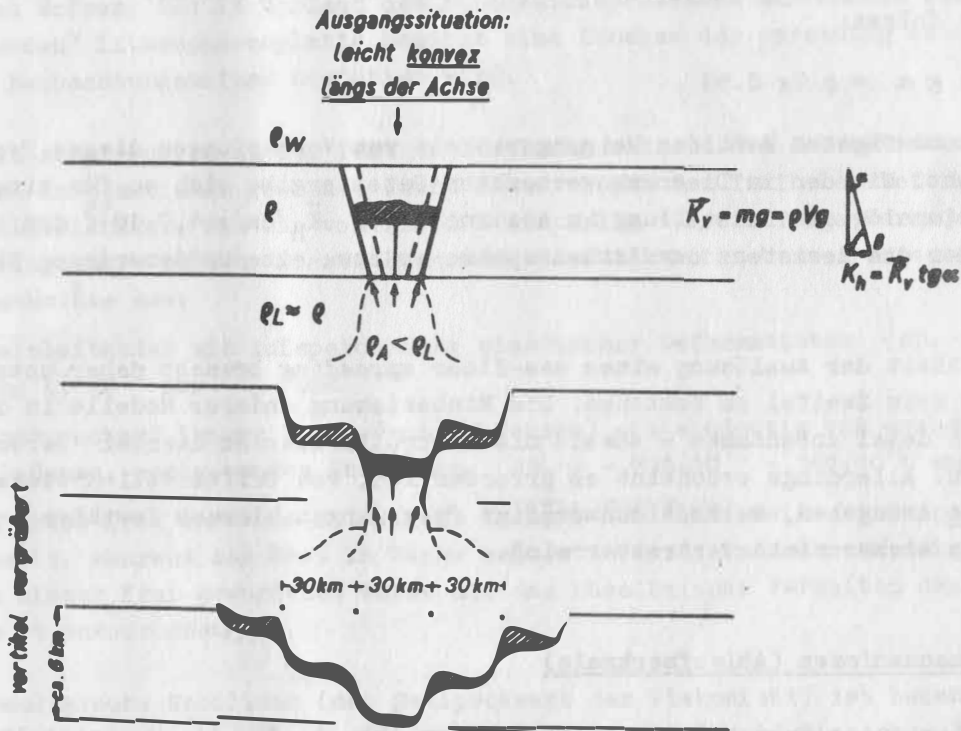
da hier ein Schwellenwert (die Nachgebenspannung) zu überwinden ist, der von JEFFREYS vernachlässigt werden konnte. Mit  $\nu = \eta/\rho = 3 \cdot 3 \cdot 10^{19}$  cm<sup>2</sup>/sec für die kinematische Zähigkeit,  $\tau = \lambda/\rho c_p = 0.9 \cdot 10^{-2}$  cm<sup>2</sup>/sec für die Temperatur-Leitfähigkeit und für ein Grenzvolumen  $l^3 = 10$  km<sup>3</sup> folgt:

$$Pr \cdot Gr = 6 \cdot 10^4 = 35 \cdot 1700 ;$$

mithin also die Gewährleistung der obigen Bedingung von diesem Volumen an. Hinzu kommt, daß der Bereich des obersten Erdmantels sich in einem hochgradig überadiabatischen Zustand befindet, was leicht überprüfbar ist durch die Berechnung der adiabatischen Temperaturverteilung für diese Mantelregion mit dem entsprechenden Temperaturgradienten

$$(8) (\nabla T)_{\text{adiab.}} = \frac{g \alpha T}{c_P}$$

und anschließenden Vergleich mit den Werten, die auf anderen, davon unabhängigen Wegen gewonnen wurden. Mit  $g \alpha / c_P = 0.33 \cdot 10^{-3} / \text{km}$ ,  $T_{30 \text{ km}} = 600 \text{ }^\circ\text{C}$  folgt beispielsweise  $T_{200 \text{ km}} = T_{30 \text{ km}} e^{170 \cdot 0.33 \cdot 10^{-3}} = 634 \text{ }^\circ\text{C}$ , während der sich aus dem globalen geophysikalischen Beobachtungsbefund ergebende Wert für diese Tiefe  $T_{200 \text{ km}} = 1500 \text{ }^\circ\text{C}$  beträgt. Ein durch diese Verhältnisse bedingter Aufwärtstrend würde im Rahmen der geologischen Zeiträume ( $10^6 \text{ a}$ ) zu tektonischen Veränderungen der Lithosphäre führen müssen; das nachstehende Diagramm zeigt eine der Möglichkeiten hierzu.



Den weiteren Untersuchungen zur Ableitung der erforderlichen Kräfte- und Energie-Bilanz soll dieses Beispiel zu Grunde gelegt werden, um so zumindest an einem Modellfall die realen Möglichkeiten für eine Plattentektonik zu überprüfen.

### 1.3. Driftmechanismen (Initialprozess)

Die ersten Auswirkungen des Aufwärtstrends der erheblich heißeren Asthenosphären-teile müßten - in ihrer zeitlichen Aufeinanderfolge -

- a) eine Aufwölbung der Kruste längs der aktiven Zone,
- b) tektonische Grabenbrüche und
- c) eine Mobilisierung der absinkenden Krustenteile

sein (soweit es sich um den vorstehenden Modellfall handelt). Bei der Mobilisierung der abgesunkenen silikatischen Gesteine können im übrigen bereits Spuren von überkritischem Wasserdampf ganz entscheidend mitwirken [3] und so den Ablauf beschleunigen.

Für die Horizontalkraft  $\vec{K}_h$ , die von einem Initialprozess obiger Art ausgelöst wird, würde dann folgen:

$$(9) \quad \vec{K}_h = \vec{K}_v \cdot \tan \alpha = \rho V g \cdot 0.58 ,$$

wenn man von dem häufigsten Wert des Neigungswinkels von Verwerfungen dieses Typs ( $\beta = 60^\circ$ ) ausgeht. Mit den im Diagramm vermerkten Daten ergibt sich so für eine Einheitsschicht (analog der Darstellung im Abschnitt 1):  $\vec{K}_h/\text{cm} = 4.7 \cdot 10^{15}$  dyn/cm, ein Wert also, der die Resistenz der Asthenosphäre um etwa eine Größenordnung übersteigt.

An der Möglichkeit der Auslösung eines sea-floor spreading braucht daher unter diesen Umständen kein Zweifel zu bestehen. Die Einbeziehung anderer Modelle in die Diskussion bleibt dabei unbenommen - soweit die Kontrollkriterien hierbei Berücksichtigung finden. Allerdings erscheint es erforderlich, von Driftmodell-Systemen begrenzter Blöcke abzugehen, da kontinuumsmäßige Folgerungen hieraus festkörperphysikalisch ganz sicher nicht vertretbar sind.

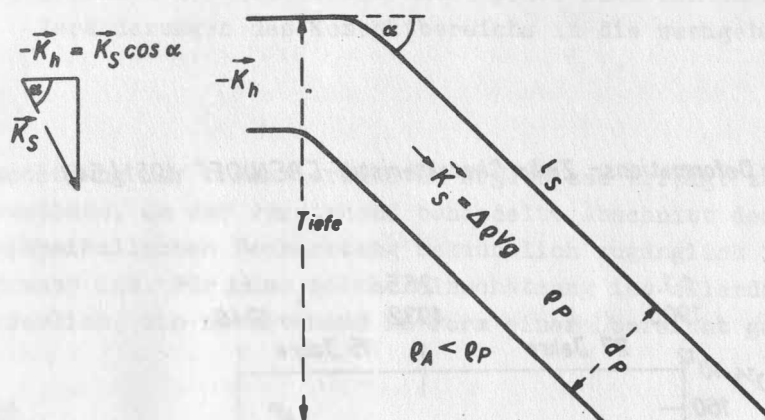
### 1.4. Subduktionsmechanismen (Ablaufmerkmale)

Die Verhältnisse einer Subduktion charakterisiert Abb. 3. Für die Horizontalkomponente ( $K_h$ ) der Subduktionskraft ( $K_S$ ) folgt daraus:

$$(10) \quad \vec{K}_h = \vec{K}_S \cos \alpha = \Delta \rho l_S d_P g \cos \alpha ,$$

wenn wir, wie in den vorstehenden Abschnitten, eine Einheitsschicht den Kontrolluntersuchungen zu Grunde legen. Mit einem Dichteunterschied  $\Delta \rho = 5 \cdot 10^{-2}$  g/cm<sup>3</sup>, einer Plattendicke  $d_P = 100$  km und einer wachsenden Subduktionslänge  $l_S = 110$  km,  $l_S = 140$  km,  $l_S = 400$  km ergeben sich daraus die nachstehenden Werte:

$$\begin{aligned} - \vec{K}_h/\text{cm} &= 5.5 \cdot 10^{15} \text{ dyn/cm} , & - \vec{K}_h/\text{cm} &= 7 \cdot 10^{15} \text{ dyn/cm} , \\ - \vec{K}_h/\text{cm} &= 20 \cdot 10^{15} \text{ dyn/cm} . \end{aligned}$$



Mit anderen Worten: Das im Verlauf des Subduktionsprozesses zunehmende Gewicht der „eintauchenden“ Lithosphärenplatte bewirkt eine Zunahme der spreading rate, was auch durch den Beobachtungsbefund bestätigt wird.

Über die Auswirkungen an der Plattenoberfläche während des Subduktionsablaufs lassen sich Informationen gewinnen durch Auswertungen von Tiefbeben-Deformations-Zeit-Charakteristiken, wie sie von BENIOFF erstmalig für die Tonga-Kermadec-Tiefbebenserie eingeführt wurden. Dieses Diagramm weist bekanntlich zwei unterschiedliche Prozessabschnitte aus:

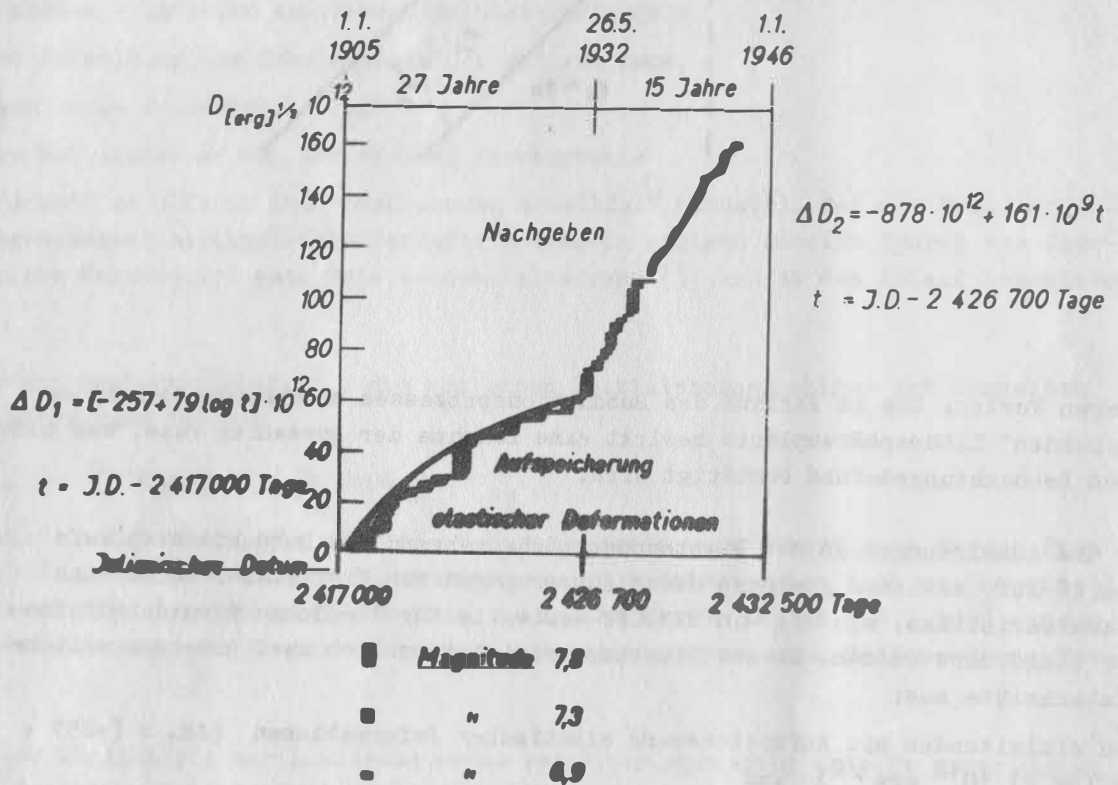
- einen einleitenden mit Aufspeicherung elastischer Deformationen ( $\Delta D_1 = [-257 + 79 \log t] 10^{12} \text{ erg}^{1/2}$ ) und
- nach entsprechend langer Dauer (von 27 Jahren) ein eindeutig vom ersten Abschnitt verschiedenes, nachgebendes Verhalten ( $\Delta D_2 = -878 \cdot 10^{12} + 161 \cdot 10^9 t \text{ erg}^{1/2}$ ).

Da die in Beben frei werdende seismische Energie nur einen Teil der Deformationsenergie darstellt, während der Rest in Wärme umgesetzt wird, ist es notwendig, die Auswirkungen dieser frei gewordenen Wärme auf das rheologische Verhalten des Gesteinsverbandes zu untersuchen.

Die rheologische Mobilität (der Reziprokwert der Viskosität) ist bekanntlich von der Nachgebenspannung abhängig und umgekehrt proportional der zeitlichen Deformationsänderung. Den letzteren Wert liefert das BENIOFF-Diagramm, der erstere ist auf Grund von Kriechexperimenten und auf weiteren, voneinander unabhängigen Wegen bestimmt worden. Somit wird eine Abschätzung der pauschalen Viskosität möglich, die hier (wie in Abschnitt 1) den Normalwert ( $10^{22}$  POISE) unterschreitet, allerdings hier (im Gegensatz zur Asthenosphäre) nur lokal und zeitlich begrenzt. Hierbei ist zu berücksichtigen, daß für das im BENIOFF-Diagramm ausgewiesene Nachgeben im zweiten Prozessabschnitt ein definierter unterer  $\eta$ -Grenzwert Vorbedingung ist, der allerdings nur in den Intergranularbereichen erreichbar ist auf Grund ihrer hohen Defektkonzentration. Der verminderte Pauschalwert der Viskosität entsteht somit aus dem Normalwert für die Kristallitanteile und dem tieferen Grenzwert für die intergranularen.

## Tonga - Kermadec -

## Tiefbeben-Deformations-Zeit-Charakteristik [BENIOFF 1951/54]



Für die oben erwähnten Auswirkungen ist des weiteren zu berücksichtigen, daß die „eintauchende“ Lithosphärenplatte eine niedrigere Temperatur aufweist als die sie dann umgebende Asthenosphäre. Die seismisch frei werdende Wärme, deren Höhe sich ja aus der lokalen Wärmebilanz in Verbindung mit dem BENIOFF-Diagramm bestimmen läßt, tendiert daher in das Platteninnere hinein.

Was schließlich die Zeitspanne des Aufeinandertreffens eines driftenden Ozeanbodens mit einem Kontinent anbelangt, so läßt die Analyse aus festkörperphysikalischer Sicht erkennen, daß die Hauptmerkmale dieser Kontaktphase folgendermaßen zu umreißen sind:

Initialphase: a) Anstieg des Spannungszustandes der kontinentalen und ozeanischen Lithosphäre,  
 b) Anhebung der  $1000^\circ\text{C}$ -Isotherme unterhalb des Kontinents, die ja etwa die Obergrenze der Asthenosphäre markiert.

Folgephase: c) Begünstigung von Bruchvorgängen als Folge der Auswirkungen von a) und b),  
 d) Empordringen von Asthenosphärenmaterie in der Bruchzone und schließlich

Endphase: e) Absinken der schwereren Lithosphäre nach den durch a) ... d) bewirkten Veränderungen des Kontaktbereichs in die nachgebende Asthenosphäre.

### Folgerungen

Eine Einschätzung der bisher erzielten Ergebnisse erfolgt zweckmäßigerweise nach dieser Prozessphase, da der vorstehend behandelte Abschnitt der Plattentektonik der globalen geophysikalischen Beobachtung bekanntlich zugänglich ist und offenbar auch zeitlich begrenzt ist. Für eine solche Einschätzung ist allerdings noch eine Energiebilanz erforderlich, die nachstehend in Form einer Übersicht gegeben wird.

### Energiebilanz

$$\text{radioaktive Wärmeerzeugung: } \dot{E}_{ra} = 850 \cdot 10^{10} \text{ cal/sec} \\ [4] \quad \quad \quad = 3.56 \cdot 10^{13} \text{ W}$$

$$\text{Wärmeabstrahlung} \\ \text{durch die Erdoberfläche: } -\dot{E}_{ab} = (1.2 \cdot 10^{-6} \text{ cal/cm}^2 \text{ sec}) 510 \cdot 10^6 \text{ km} \\ [4] \quad \quad \quad = 2.55 \cdot 10^{13} \text{ W}$$

$$\text{Verfügbare Wärme: } \Delta E = 1.0 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot 4.5 \cdot 10^9 \cdot \underbrace{3 \cdot 10^7}_{a} \text{ sec} = 13.5 \cdot 10^{29} \text{ W sec} \hat{=} \text{ J}$$

$$\text{Verschiebungsenergie - Rate: } \vec{K}_h \dot{s} = \dot{E}_{mech} = 4.7 \cdot 10^{11} \text{ W}$$

$$\text{Benötigte } \left. \begin{array}{l} \text{verbrauchte} \end{array} \right\} \text{ Driftungsenergie: } E_{mech} = 4.7 \cdot 10^{11} \text{ W} \cdot 4.5 \cdot 10^9 \cdot 3 \cdot 10^7 \text{ s} \\ = 6.3 \cdot 10^{28} \text{ W sec} \hat{=} \text{ J}$$

Mit anderen Worten: Selbst wenn man die erwähnte zeitliche Begrenzung der Plattentektonik vollständig vernachlässigt, ist die verfügbare Wärmeenergie um mehr als eine Größenordnung höher als der benötigte Energiewert.

Zusammenfassend läßt sich daher und auf Grund der Ergebnisse der vorstehenden Abschnitte folgende Feststellung treffen: Die Überprüfung der globalen Plattentektonik hinsichtlich der realen Möglichkeiten auf der Basis der Festkörperphysik, d. h. unter Berücksichtigung der materiebedingten besonderen Gegebenheiten, der Zustandscharakteristik des Asthenosphärenbereichs, der Gleichgewichtslabilität innerhalb der obersten Mantelregion und ihrer Tendenz zur Stabilisierung, des Auftriebs, der tektonisch ausgelösten Horizontalkräfte, der Resistenz der Asthenosphäre gegenüber solchen Bewegungsvorgängen und der Ablaufmerkmale der Subduktion, führen zu keinerlei Diskrepanzen, die ein geodynamisches Prozessmodell dieser Art als unwahrscheinlich bzw. unmöglich erscheinen lassen würden. Die Konzeption der Plattentektonik, die ja eine "Zusammenschau" verschiedener, bereits früher nachgewiesener Phänomene darstellt, wird vielmehr durch die Ergebnisse der unterschiedlichen Erkundungsmethoden, so beispielsweise der Frei-Luft-Schwereanomalien längs der Riftsysteme, des seismischen Befundes der Subduktionszonen, der paläomagnetischen und gesteinsmagnetischen Beobachtungen quer zu den spreading-Achsen gestützt. Gerade zu dem letzten Punkt konnte durch neueste Untersuchungen [4] der Intensitätsabfall der Gesteinsremanenz mit zunehmender Achsendistanz an Hand experimenteller Testversuche in seiner Gesetzmäßigkeit erkannt werden.



### 1.5. Ozeanische Entwicklungszyklen

Die Konzeption der globalen Plattentektonik beschränkt sich nun allerdings nicht nur auf die vorstehend diskutierte Prozessphase, sondern sie bezieht darüber hinaus die Kontinentaldrift in die Betrachtung mit ein. Für eine solche Einbeziehung macht sich naturgemäß die Mitberücksichtigung zusätzlicher Aspekte erforderlich, mit anderen Worten: die realen Möglichkeiten für den Ablauf von Vorgängen dieser Art hängen ab von der Gewährleistung bestimmter Verhältnisse.

Wie im Abschnitt 2 im einzelnen diskutiert wurde, bieten speziell die Gegebenheiten in den subozeanischen Teilen des obersten Erdmantelbereichs die notwendigen Voraussetzungen für die Auslösung von spreading-Prozessen. Somit ergeben sich folgende neue Aspekte:

- a) Geht man von der Überlegung aus, daß der Drift der einzelnen Kontinente eine Aufwölbung und ein Auseinanderbersten von Gondwanaland vorausgegangen sein müßte, so wären normalerweise die Verhältnisse für eine solche „Berstphase“ denkbar ungeeignet und zwar so lange dieser Urkontinent seine ursprüngliche Lage beibehielte, wie sie sich nach Abschluß der Differentiation für ihn ergab. Nur eine Drift dieses Gesamtkontinents (in welcher Richtung auch immer) würde die Situation verbessern können, zumindest hinsichtlich der Asthenosphärenggebenheiten, die ja rings um ihn erheblich günstiger sind – auf Grund der unterbliebenen Differentiation in diesen Gebieten, s. Teil II. (Auf Relikt-Hinweise zu einer solchen Drift wird im Teil II noch einzugehen sein.)
- b) Ein weiterer Aspekt ergibt sich aus dem Lithosphärenkontrast, der zusätzliche Überprüfung erfordert.
- c) Schließlich müssen die Möglichkeiten für den Übergang der (völlig anders gearteten) Tiefenbrüche in spreading-Achsen geklärt werden.

Um die unter a) erwähnte geeignete Ausgangsposition zu erreichen, und so die Vorbedingung für die Aufwölb- und Berst-Phase zu erfüllen, müßte an der Vorderfront des driftenden Urkontinents, dessen Bewegung ein entsprechendes (primäres) sea-floor spreading im rückwärtigen Gebiet voraussetzen würde, jegliche Subduktion ausgeschlossen werden, da ein solcher Vorgang – entsprechend den Ausführungen im Abschnitt 4 – gerade jene günstigen Verhältnisse verhindern müßte, die nach obigem erforderlich sind, um den aus der Sicht der globalen paläomagnetischen Forschung folgenden Ablauf zu ermöglichen. Die Subduktion, die andererseits notwendigerweise einem Prozess dieser Art zugeordnet ist, müßte dagegen in dem davor liegenden ozeanischen Bereich erfolgen.

Es zeigt sich somit, daß die Einbeziehung der Kontinentaldrift in die Konzeption der globalen Plattentektonik schon bei diesem ersten Aspekt zu Folgerungen führen (müssen), die die Grenzen für reale Möglichkeiten sehr eng ziehen und ihnen lediglich den Charakter von Spezialfällen belassen.

Die für einen solchen speziellen Fall zu erwartende Aufwölbung als Folge des Stabilisierungstrends (Abschn. 1) im obersten Mantelbereich würde wegen der Unterschiede in der Lithosphärendicke gegenüber dem ozeanischen Betrachtungsfall einen größeren Zeitaufwand erfordern, was jedoch im Einklang stünde mit der Beobachtung, daß die Berst-Phase des Urkontinents erst relativ spät erfolgt sein kann (bezogen auf das Alter der Erde).

Die Tiefenbrüche, die diesen dritten Prozess begleiten und die die Lithosphäre sprengen mußten, ermöglichten

- a) ein Empordringen der Asthenosphärenmaterie in den entstehenden Spaltsystemen,
- b) ein Abwärtsgleiten der abgespaltenen Urkontinentteile auf der nach außen geneigten Asthenosphärengrenze

wodurch sich - zusammengenommen - die Spalten weiten mußten.

Das (nach Ablauf dieser Initialphase) eindringende Ozeanwasser bewirkte abschließend eine Abschreckung und Wiederverfestigung des emporgedrungenen Materials innerhalb der obersten Schichten. Der neue Ozeanboden, der so entstand, konnte damit das spreading erneut aufnehmen und auf diesem Wege neue ozeanische Entwicklungszyklen einleiten - etwa im Sinne der DEWEY-Stadien [2], deren Repräsentanten

der Rote Meer-Typ (Beginn des spreading),  
 der Atlantik-Typ (spreading ohne Subduktion),  
 der Pazifik-Typ (spreading und Subduktion) und  
 der Mittelmeer-Typ (nur noch Subduktion)

sind. Jedoch sind zur Überprüfung dieser Besonderheiten noch umfangreiche Detailuntersuchungen durchzuführen, die nur in komplexer Weise unter Zusammenarbeit aller Disziplinen der Geowissenschaften möglich sind. Wie ja auch die vorstehenden Testbetrachtungen nur ein erster Schritt in dieser Richtung sein können, dem weitere folgen müssen.

#### Literatur

- [1] The earth's crust and upper mantle.  
 UMP Scientific Report No. 21 (1969/70), 1 - 735
- [2] DEWEY, J.F.: Continental margins: a model for conversion of Atlantic type to Andean type.  
 Earth plan. sci. lett., 6 (1969), 189 - 197
- [3] FRÖLICH, F.; SEIPOLD, U.; VOLLSTÄDT, H.; WALZER, U.: Complex studies on variations of the secular behaviour in the earth's mantle.  
 Monographs of terrestrial, solar, and cosmic physics vol.I  
 Akad. Verlagsgesellsch., Leipzig, 1973
- [4] OZIMA, M.: Magnetic processes in oceanic ridge.  
 Earth plan. sci. lett., 13 (1971), 1 - 5
- [5] POSTNIKOV, W. S.: Relaxationserscheinungen.  
 Fortschr. Phys., 2 (1954), 309 - 328
- [6] SCHMUCKER, U.: Geophysical aspects of structure and composition of the earth.  
 in: Handbook of Geochemistry, vol. I  
 Springer-Verl., Berlin - Heidelberg - New York, 1969

## 2. Differentiation und Krustenkontrast

### 2.1. Thermische Abschirmung im Mantelbereich

### 2.2. Erdexpansion

Aus vorausgegangenen festkörperphysikalischen Untersuchungen im Zusammenhang mit Ergebnissen der Hochdruck-Hochtemperatur-Physik [10] ergeben sich Aspekte, die eine Lösung der oben charakterisierten Differentiationsproblematik ermöglichen können, da als Folge des hochdruckbedingten Phasenübergangs Olivin  $\rightarrow$  Spinell innerhalb der Übergangszone des Erdmantels thermische Abschirmeffekte auftreten. Bezüglich der Details hierzu kann auf diese (zitierte) Veröffentlichung verwiesen werden. Hier soll ergänzend dazu untersucht werden, ob in dieser Tiefenzone eine entsprechende Strahlungswärme zu erwarten ist, da ja nur sie einer thermischen Abschirmung unterworfen wäre.

In die Auswertung dieser Ergebnisse wird zweckmäßigerweise die Diskussion der Möglichkeiten einbezogen, die bei unterstellter Erdexpansion als Alternative zur Lösung des Differentiationsproblems zu erwarten wären (auf Grund entsprechender, bereits vorliegender Testuntersuchungen).

### Untersuchung des Wärmestrahlungsanteils im Erdmantel

Die einschlägige Fachliteratur zu diesem wichtigen Teilaspekt (BULLARD et al. [5], CLARK [6], v. HERZEN [14], LUBIMOVA [16, 17], SCHMUCKER [19]) geht von dem Leitgedanken aus, daß die Wärmeübertragung im Erdmantel sich aus einem Leitungs- und einem Strahlungsanteil (L,S) zusammensetzt. Die gesamte Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_W$  wird daher in der Form

$$(1) \lambda_W = \lambda_L + \lambda_S = B T^{-5/4} \rho^{2/3} v^{7/2} + \frac{16}{3} n^2 s T^3 \epsilon^{-1}$$

dargestellt, worin

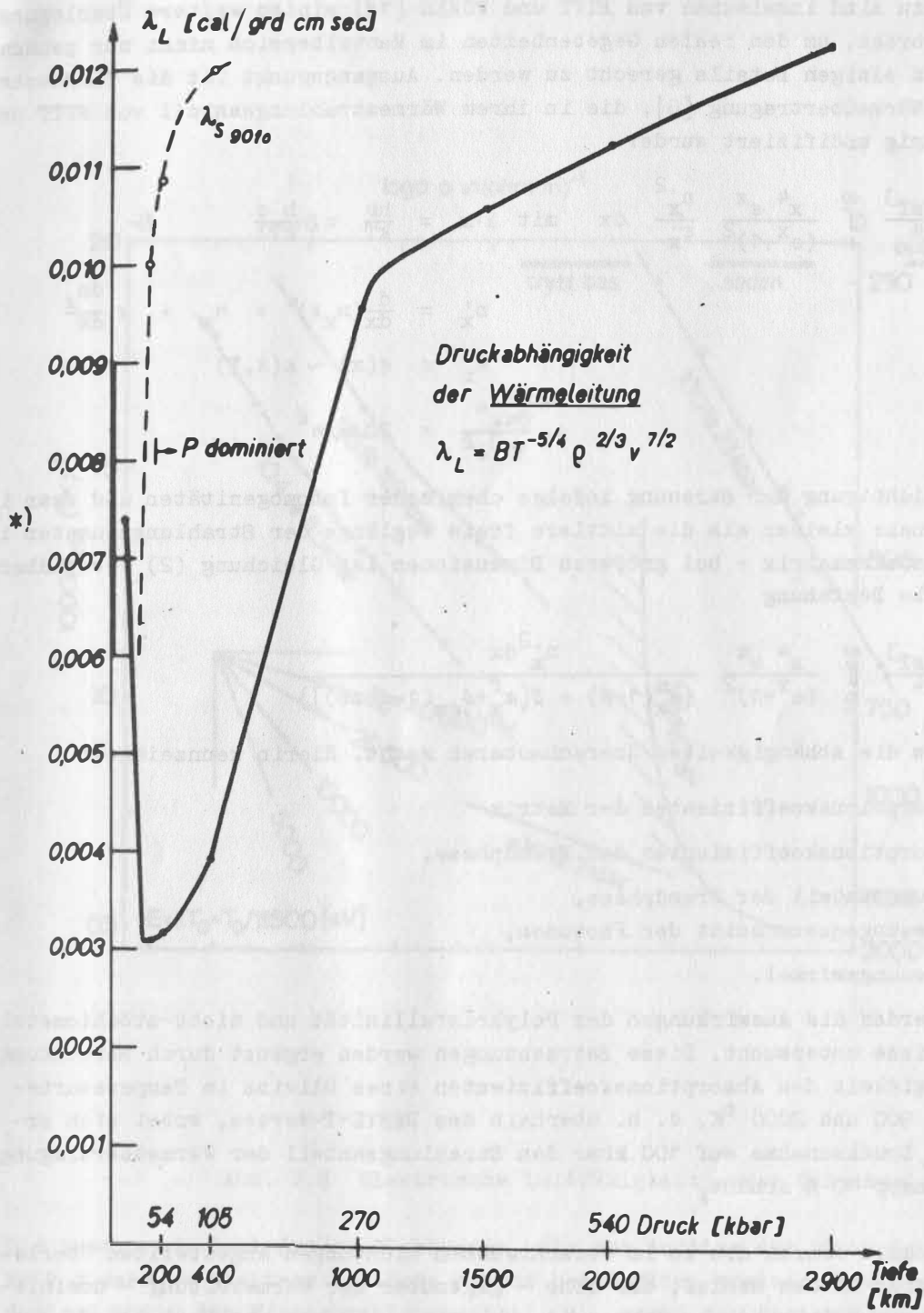
- B ein Proportionalitätsfaktor,
- T die absolute Temperatur,
- $\rho$  die Dichte,

$$v \text{ die Wellengeschwindigkeit} = \left\{ \frac{3v_p^3 v_s^3}{v_s^3 + 2v_p^3} \right\}^{1/3}$$

- n der Brechungsindex,
- s die STEFAN-BOLTZMANN-Konstante
- $\epsilon^{-1}$  die Transparenz

kennzeichnen.

Setzt man die entsprechenden Werte für zunehmende Tiefenlagen ein, so wird erkennbar (vgl. Diagramm 1), daß die negative Temperaturabhängigkeit des Leitungsanteils bereits von ca. 200 km Tiefe an durch die Druckauswirkung fortschreitend überkompensiert wird.



\*)  $\lambda_L$ : (0,006...0,009) cal/grad cm sec  
Erdkrustengesteine

Abb. 2.1 Druckabhängigkeit der Wärmeleitung

Für beide Teile zusammen folgt somit die von H. A. LUBIMOVA berechnete Verteilung [16, 17]. Hierzu sind inzwischen von PITT und TOZER [18] einige weitere Überlegungen beige-steuert worden, um den realen Gegebenheiten im Mantelbereich nicht nur pauschal sondern auch in einigen Details gerecht zu werden. Ausgangspunkt ist die CLARKSche Gleichung der Wärmeübertragung [6], die in ihrem Wärmestrahlungsanteil von PITT und TOZER geringfügig modifiziert wurde:

$$(2) \quad \lambda_S = \frac{20sT^3}{\pi^4} \int_0^{\infty} \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} \frac{n_x'^2}{\epsilon_x} dx \quad \text{mit} \quad x = \frac{h\nu}{kT} = \frac{hc}{kT\lambda}$$

$$n_x' = \frac{d}{dx}(n_x x) = n_x + x \frac{dn_x}{dx}$$

$$\epsilon_x = \epsilon(x) \sim \epsilon(\lambda, T)$$

$$\frac{8\pi k^4}{3h^3 c^2} = 20 s/\pi^4$$

Zur Mitberücksichtigung der Streuung infolge chemischer Inhomogenitäten und zwar in Liniendimensionen: kleiner als die mittlere freie Weglänge der Strahlungsquanten innerhalb der Gesteinsmatrix - bei größeren Dimensionen ist Gleichung (2) verwendbar - wird aus (2) die Beziehung

$$(3) \quad \lambda_S = \frac{20sT^3}{\pi^4} \int_0^{\infty} \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} \frac{n_x'^2 dx}{\{\alpha_x^m(1-\beta) + \beta[\alpha_x^f + \delta_{sx}(1-\cos\theta)]\}}$$

abgeleitet, die die Abhängigkeiten überschaubarer macht. Hierin kennzeichnen

$\alpha_x^m$  den Absorptionskoeffizienten der Matrix

$\alpha_x^f$  den Absorptionskoeffizienten der Fremdphase,

$\beta$  den Volumenanteil der Fremdphase,

$\delta_{sx}$  den Streuungsquerschnitt der Photonen,

$\theta$  den Streuwinkel.

Des weiteren werden die Auswirkungen der Polykristallinität und nicht-stöchiometrischer Verhältnisse untersucht. Diese Betrachtungen werden ergänzt durch Berechnungen der Druckabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten eines Olivins im Temperaturbereich zwischen 900 und 2000 °K, d. h. oberhalb des DEBYE-T-Wertes, wobei sich ergibt, daß eine Druckzunahme auf 100 kbar den Strahlungsanteil der Wärmeübertragung lediglich um knapp 10 % erhöht.

Zusammengenommen führen die so in verschiedenen Richtungen angestellten Überlegungen die Autoren zu dem Schluß, daß eine - gegenüber der Wärmeleitung - dominierende Wärmestrahlung in größeren Tiefen (d. h. mit zunehmendem Abstand vom Schmelztemperaturbereich) als seltener Fall anzusehen ist.

Diese Ergebnisse lassen sich im einzelnen überprüfen an Hand des bereits vorliegenden Befundes experimenteller Untersuchungen der elektrischen Leitfähigkeit an verschiedenen Olivinen durch BRADLEY [4], HAMILTON [13] und HUGHES [15], die im Diagramm 2 zusammengefaßt sind.

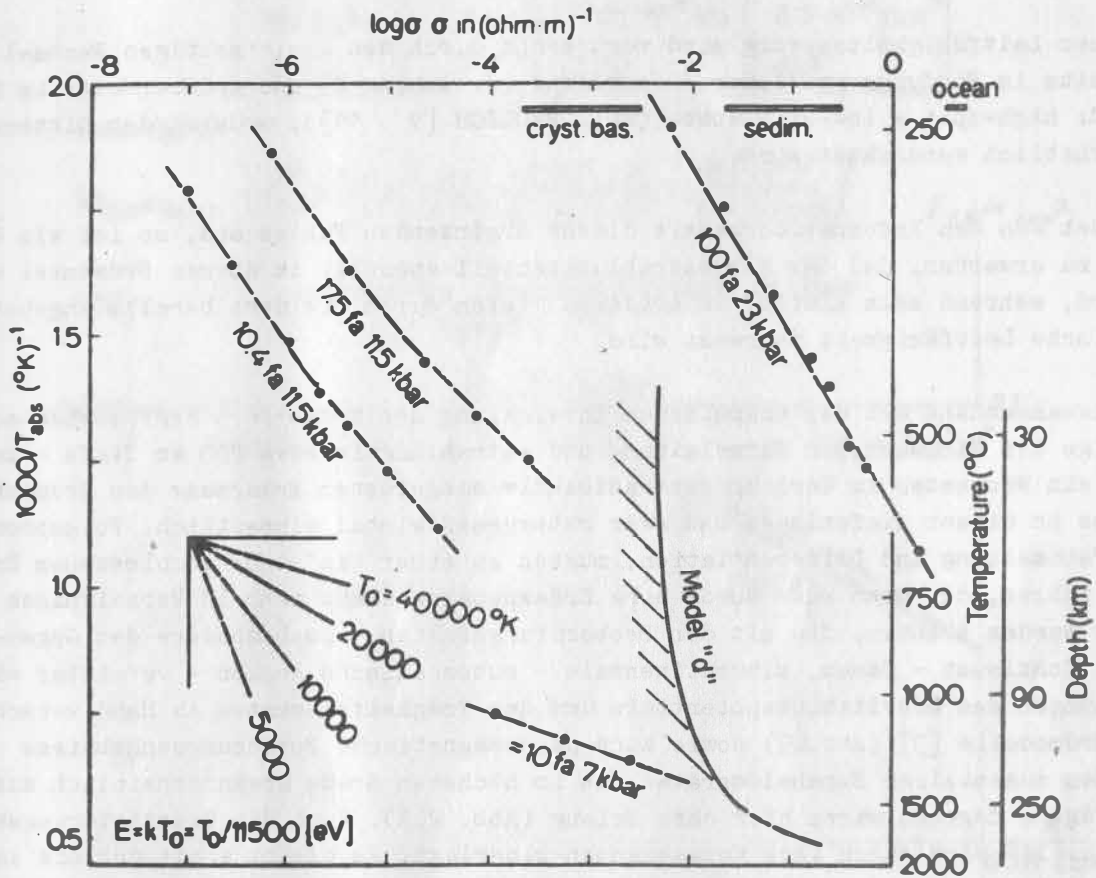


Abb. 2.2 Elektrische Leitfähigkeit  $\sigma$  von Olivinen \*

Die zunehmende Zahl freier Elektronen, die den Anstieg der elektrischen Leitfähigkeit dieses Halbleiters auslöst, erhöht bekanntlich zugleich die Opazität  $\epsilon$  und reduziert somit den Wärmestrahlungsanteil  $\lambda_S$  gemäß den Beziehungen (1) und (4)

$$(4) \quad \epsilon_T = \epsilon_0 + c \cdot \sigma_T$$

worin  $\epsilon_0$  den von der Dispersion bedingten Teil kennzeichnet.

\* fa = Fayalitanteil: 10 fa = 90 Mol-% Forsterit  
+ 10 Mol-% Fayalit

In analoger Weise bewirkt der in 185 - 400 km Tiefe ausgelöste Phasenübergang: Olivin → Spinell (der durch Hochdruck-Hochtemperatur-Teste [RINGWOOD] bestätigt wurde) mit dem ihn begleitenden Leitfähigkeitssprung um 2 Größenordnungen ( $10^2$  Ohm meter<sup>-1</sup>) [2] schließlich eine thermische Abschirmung gegenüber der Strahlung aus tieferen Mantelzonen, die allerdings auf den Mischungsbereich 100 fa ... 30 fa des Olivin begrenzt ist.

Dieser Leitfähigkeitssprung wird verursacht durch den gleichzeitigen Wechsel einerseits im Bindungstyp: ionar → covalent (s. Anhang 2) und andererseits im Spin-zustand: high-spin → low-spin state (vgl. FRÖLICH [7 - 11]), wodurch der Gitterverband erheblich verdichtet wird.

Wertet man den Informationsgehalt dieser ergänzenden Fakten aus, so ist als Folgerung zu erwarten, daß der Wärmestrahlungsanteil speziell im oberen Erdmantel wirksam wird, während sein Einfluß in größeren Tiefen durch die dort bereits angehobene elektrische Leitfähigkeit begrenzt wird.

Im Zusammenhang mit der thermischen Entwicklung des Erdkörpers ergibt sich • - infolge des Minimums von Wärmeleitung und -strahlung in etwa 200 km Tiefe - zwangsläufig ein Wärmestau im Verlauf der radioaktiv ausgelösten Erwärmung des Erdmantelbereichs in dieser Tiefenlage, und zwar naturgemäß global einheitlich. Folgeprozesse, wie Aufschmelzung und Differentiation, müßten zu einer in sich geschlossenen Erdkruste führen, die dann auch durch eine Erdexpansion nicht mehr in Verhältnisse übergeführt werden könnten, die mit den Beobachtungsfakten - insbesondere den Gegensätzen: Kontinent - Ozean, subkontinentale - subozeanische Region - vereinbar wären. Berechnungen des Gravitationspotentials und des Trägheitsmomentes an Hand verschiedener Erdmodelle [3] (Abb. 2.3) sowie auch paläomagnetische Forschungsergebnisse schließen wesentliche Expansionsraten als im höchsten Grade unwahrscheinlich aus; geringfügige dagegen wären hier ohne Belang (Abb. 2.3). Auch die Ozeanisierungshypothese (s. II) wird durch ihre Konsequenzen widerlegt. Es bleibt somit nur die in [10] im Detail untersuchte Möglichkeit großregionaler thermischer Abschirmung durch den Phasenübergang Olivin → Spinell im oberen Mantelbereich, um die thermische Vorgeschichte der Erde und ihre Auswirkungen in Einklang zu bringen mit dem globalen geophysikalischen Beobachtungsbefund. So u. a. auch mit dem zweigipfligen hypsometrischen Befund der Topographie, der unterschiedliche Entstehung der ozeanischen und kontinentalen Regionen erwarten läßt (s. Anhang 1). Hier bleibt naturgemäß die Frage noch zu klären, welchen Verlauf die Olivin → Spinell-Phasenübergänge innerhalb der Obermantel-Region im einzelnen nehmen. Dabei sind in dem - durch die Differentiation geprägten - subkontinentalen Bereich die zu erwartenden Verhältnisse noch relativ einfach, da hier Fayalit und Forsterit gravitativ getrennt sind und nur die fayalitische Spinellphase thermische Abschirmung im obigen Sinne bewirken kann [10]. Solche sekundäre Abschirmeffekte sollte man daher entsprechend dem experimentellen Hochdruckbefund von RINGWOOD in Tiefen von ca. 185 km subkontinental erwarten. Demgegenüber ist die Situation in dem (praktisch) undifferenzierten subozeanischen Bereich - infolge der möglicherweise unterschiedlichen Mischungsverhältnisse des Olivin - wesentlicher komplexer, da der kritische (Übergangs-) Druck mit steigendem Forsteritgehalt (bis 70 fo) zwangsläufig zunimmt [10]. Hier sollte daher ein der jeweiligen Zusammensetzung entsprechender und daher unregelmäßiger Verlauf in unterschiedlichen Tiefen zwischen 185 und 400 km [RINGWOOD] erwartet werden. Sofern man

Erdmodelle	Anzahl der Regionen	Gravitations-Potential $U_g$	Trägheits-Moment $I$
BULLEN	6	$-2,482 \cdot 10^{39}$ erg	$8,11 \cdot 10^{44}$ gcm <sup>2</sup>
BIRCH	1	-2,324	9,03

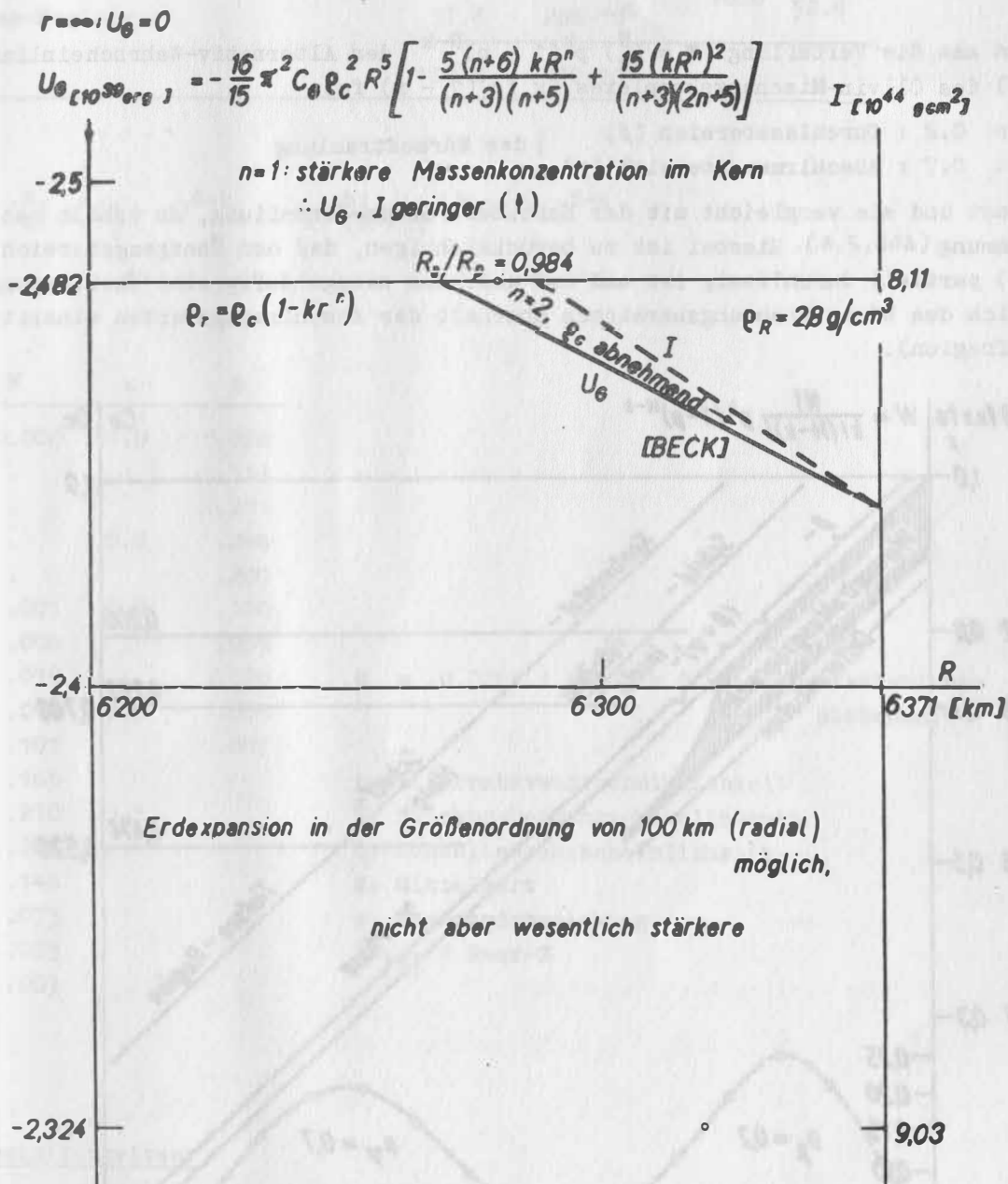


Abb. 2.3 Gravitationspotential und Trägheitsmoment für verschiedene Erdmodelle



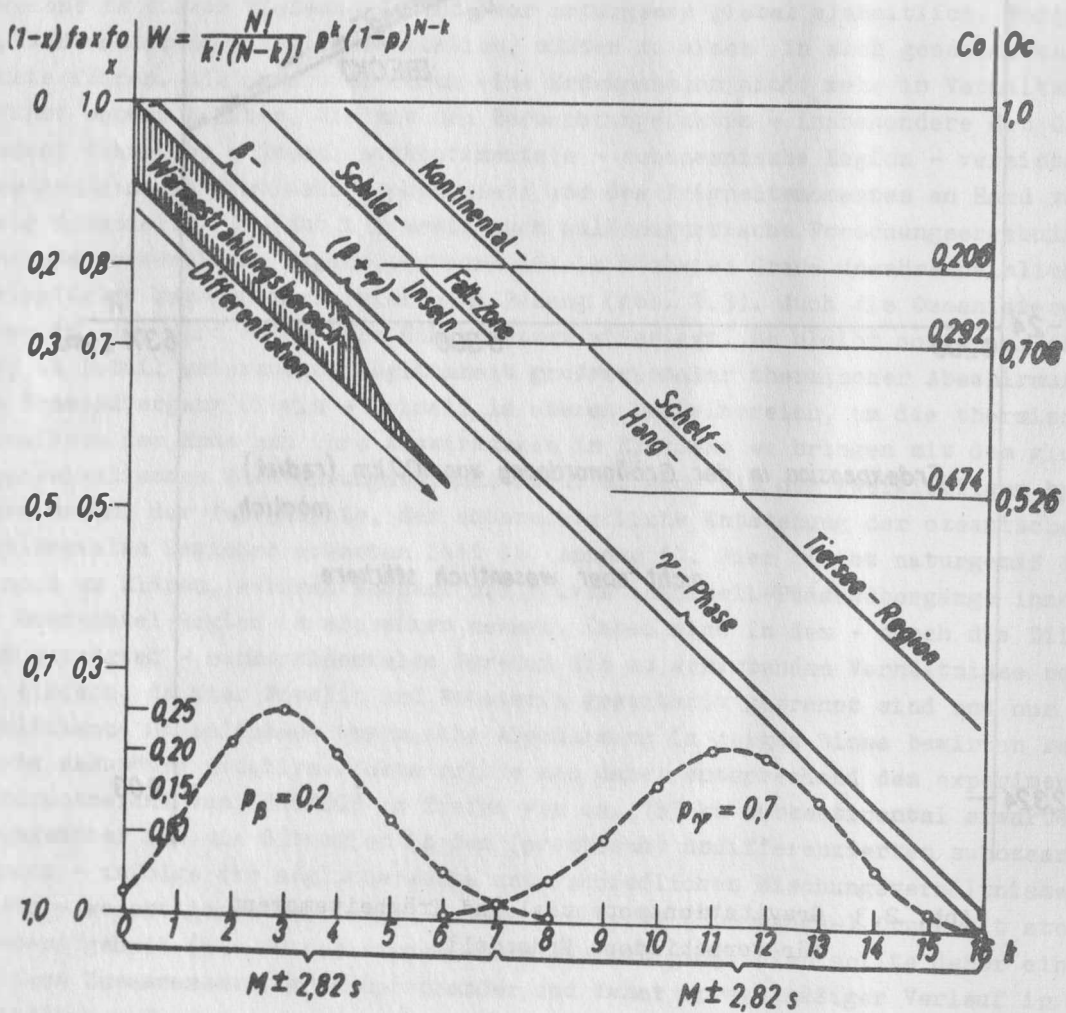
(wie heute angenommen wird) im oberen Erdmantel eine kompakte Olivinregion unterstellen kann, sollte der Verlauf der Phasenübergänge regional in sich geschlossen sein, wobei auch Mehrfachübergänge in verschiedenen Tiefen nicht auszuschließen sind.

Übersteigt dagegen der Forsteritgehalt die Phasenschranke zwischen 70 und 80 Mol-% fo [RINGWOOD], so entfällt - wegen des Ausbleibens der Spinellphase - jegliche thermische Abschirmungsmöglichkeit, was gewisse Rückschlüsse auf die Olivinzusammensetzung ermöglicht, um die oben erwähnte Übereinstimmung mit dem globalen geophysikalischen Beobachtungsbefund zu gewährleisten.

Wenn man die Verteilung  $W = \binom{N}{k} p^k (1-p)^{N-k}$  der Alternativ-Wahrscheinlichkeiten ( $p$ ) des Olivin-Mischungskomplexes [ $x$  fo ( $1-x$ ) fa]:

- $p = 0.2$  : Durchlassbereich ( $\beta$ )
  - $p = 0.7$  : Abschirmungsbereich ( $\gamma$ )
- } der Wärmestrahlung

berechnet und sie vergleicht mit der Kontinent-Ozean-Verteilung, so erhält man Übereinstimmung (Abb.2.4). Hierbei ist zu berücksichtigen, daß der Übergangsbereich ( $\beta + \gamma$ ) partiell durchlässig ist und daß außerdem zwangsläufig eine Überlappung hinsichtlich des Wärmestrahlungsbereiches oberhalb der Abschirmungskanten eintritt (Schelfregion).



Oberflächenbereiche der Erde

	%	km <sup>2</sup>	%	
Region der kontinentalen Schilde:	20.6	105 · 10 <sup>6</sup>		
Junge Faltungszonen:	8.2	42 · 10 <sup>6</sup>	29.2	
Vulkanische Inseln:	0.4	2 · 10 <sup>6</sup>		47.4
Schelf- und Kontinentalhangzonen:	18.2	93 · 10 <sup>6</sup>	70.8	52.6
Tiefsee-Region:	52.6	268 · 10 <sup>6</sup>		
	100 %	510 · 10 <sup>6</sup>		

$$W = \binom{N}{k} p^k (1-p)^{N-k} = \frac{N!}{k! (N-k)!} p^k (1-p)^{N-k}$$

k	W	x	W
0	0.000	1.0	0.028
1	.		.113
2	.		.211
3	.	0.8	.246
4	.		.200
5	.001	0.7	.120
6	.006		.055
7	.019		.020
8	.049	0.5	.006
9	.101		.001
10	.165		
11	.210	0.3	
12	.204		
13	.146		
14	.073		
15	.023		
16	.003		

$\ddot{u} = 0.0228 \hat{=} M + 2 \sigma \hat{=} 95.44 \% \text{ statistische Sicherheit}$

- p: Alternativwahrscheinlichkeit
- W: Stichprobenwahrscheinlichkeit
- $\ddot{u}$ : Schwellenwahrscheinlichkeit
- M: Mittelwert
- $\sigma$ : Standardabweichung
- $2\ddot{u}[\%] \hat{=} \text{Rest-\%}$

Wahrscheinlichkeiten:

$$\begin{aligned}
 p_{11} &= P(\beta = 1, \gamma = 1) = 1/10; & p_{21} &= P(\beta = 0, \gamma = 1) = 7/10 \\
 p_{12} &= P(\beta = 1, \gamma = 0) = 2/10; & p_{22} &= P(\beta = 0, \gamma = 0) = 0 \\
 p_{.1} &= p_{11} + p_{21} = 8/10; & p_{1.} &= p_{11} + p_{12} = 3/10 \\
 p_{.2} &= p_{12} + p_{22} = 2/10; & p_{2.} &= p_{21} + p_{22} = 7/10 \} \text{ RV}
 \end{aligned}$$

	x	k			
y	1	2	RV		
1	1/10	7/10	8/10		
2	2/10	-	2/10		
RV	3/10	7/10	1		Randverteilung

Bedingte Verteilung:

$$\begin{aligned}
 p_{11}/p_{1.} &= 1/3; & p_{21}/p_{2.} &= 1; & p_{11}/p_{.1} &= 1/8; & p_{21}/p_{.1} &= 7/8 \\
 p_{12}/p_{1.} &= 2/3; & p_{22}/p_{2.} &= 0; & p_{12}/p_{.2} &= 1; & p_{22}/p_{.2} &= 0
 \end{aligned}$$

	x	k			
y	1	2	1	2	
1	1/3	1	1/8	7/8	1
2	2/3	-	1	-	1
	1	1			

Mittelwerte:

$$E(Y|X=1) = 1 \cdot 1/3 + 2 \cdot 2/3 = 1 \frac{2}{3}$$

$$E(Y|X=2) = 1 \cdot 1 + 2 \cdot 0 = 1$$

$$E(X|Y=1) = 1 \cdot 1/8 + 2 \cdot 7/8 = 1 \frac{7}{8}$$

$$E(X|Y=2) = 1 \cdot 1 + 2 \cdot 0 = 1$$

$$m_{10} = 1 \cdot 3/10 + 2 \cdot 7/10 = 1 \frac{7}{10}$$

$$m_{01} = 1 \cdot 8/10 + 2 \cdot 2/10 = 1 \frac{1}{5}$$

$$\sigma_1 = 1.41 \quad \sigma_2 = 1.41 \quad \mu_{11} = E[(X-m_{10})(Y-m_{01})] = 0.22$$

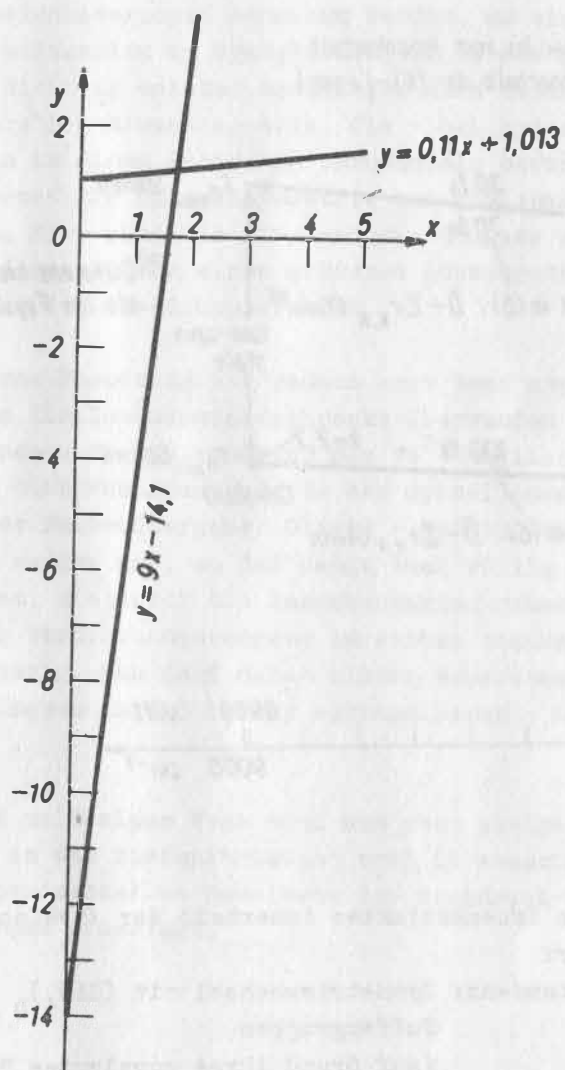
$$\text{Korrelationskoeffizient: } \rho = \mu_{11}/\sigma_1 \sigma_2 = 0.11$$

Gleichungen der Regressionsgeraden:

$$y - m_{01} = \rho \frac{\sigma_2}{\sigma_1} (x - m_{10}) : y = 0.11 x + 1.013$$

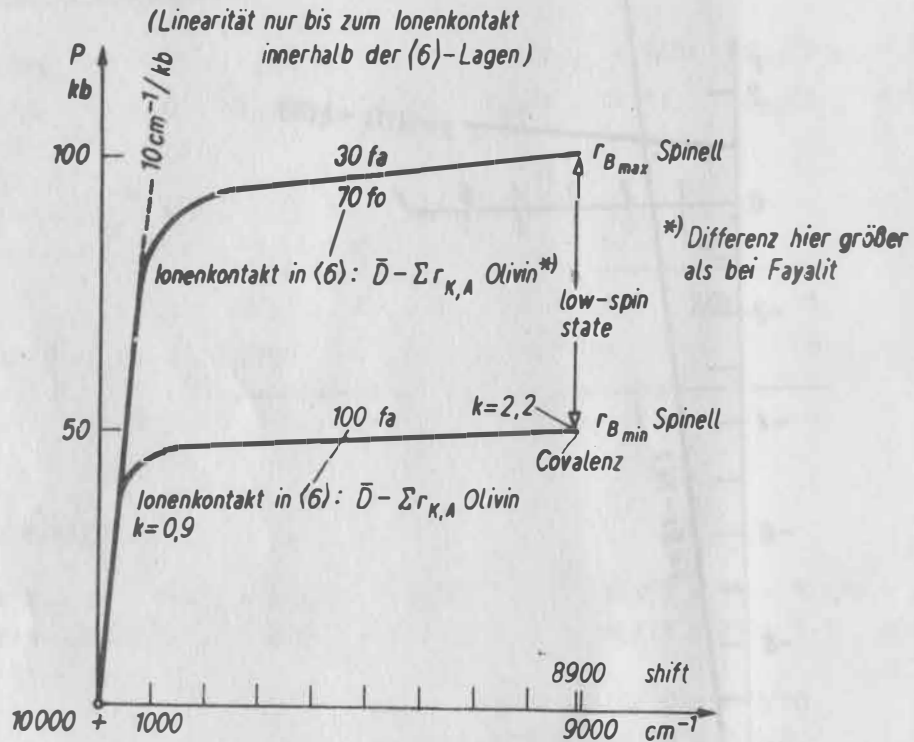
$$y - m_{01} = \frac{1}{\rho} \frac{\sigma_2}{\sigma_1} (x - m_{10}) : y = 9 x + 14.1$$

### Regressionsgeraden



## Anhang 2

Auswirkungen struktureller Gesetzmäßigkeiten  
auf druckbedingte Veränderungen (shift)  
beim Phasenübergang: Olivin  $\rightarrow$  Spinell



Bei Erreichung des Ionenkontaktes innerhalb der  $\langle 6 \rangle$ -Koordination  
der Olivinstruktur:

Zunächst Ausweichtendenz: Symmetriewechsel mit  $(SiO_4)_n$  als  
Puffergruppen

(auf Grund ihres covalenten Bindungstyp)

Während dieses Übergangsabschnittes: Nichtlinearer shift

Erläuterung zum vorstehenden Diagramm:

Mit zunehmender Verdichtung des Gitterverbandes (bei wachsendem Druck) nimmt die Abstoßung innerhalb der  $\langle 6 \rangle$ -Koordination des Olivin zu und zwar bei Fayalit rascher als bei Forsterit (wegen der Unterschiede im Kation-Anionen-Abstand).

Innerhalb der  $\langle 4 \rangle$ -Koordination dagegen können dementsprechende (druckbedingte) Effekte nicht eintreten, da die  $\text{SiO}_4$ -Tetraeder covalent gebunden sind.

Wegen dieser ihrer stärkeren Bindungen sind letztere - also die  $\text{SiO}_4$ -Inseln des Olivin - die Struktureinheiten, die - ausgelöst von der Abstoßung der Kationen in  $\langle 6 \rangle$ -Lagen - zu Ausweichbewegungen veranlaßt werden, um eine entsprechende Anpassung an die erhöhte Drucksituation zu ermöglichen und so das gestörte Gleichgewicht neu auszugleichen. Die Richtung solcher Bewegungen wird bestimmt durch die Veränderungstendenz der strukturellen Elementarzelle, die - bei hydrostatischem Druck - den Quadertyp des Olivin in einen kubischen umzuwandeln bestrebt ist. Eine dementsprechende Situation bietet die Spinellsymmetrie bei gleichem Ionengehalt für je 2 Olivin-Elementarzellen. Hier sind die  $\langle 4 \rangle$ - und  $\langle 6 \rangle$ -Gruppen wechselseitig diagonal in der Einheitszelle geordnet, was einen größeren Lückenradius ermöglicht als Folge der geringeren Verzerrung der  $\langle 6 \rangle$ -Gruppierungen.

Diese gitterinterne Umordnung ist jedoch erst dann abgeschlossen, wenn auch in der  $\langle 6 \rangle$ -Koordination die Ionenkontaktschranke überwunden werden kann; das wiederum ist nur \*) im kationaren Tiefspinzustand des  $\text{Fe}^{2+}$  möglich und wird durch die experimentell gesicherten Gitterkonstantenwerte der Spinellphase bestätigt. Daraus folgt andererseits, daß der Phasenübergang: Olivin - Spinell durch eine gitterinterne Umordnung vorbereitet werden muß, so daß damit zwei völlig unterschiedliche Verdichtungsetappen bestehen, die durch die Ionenkontaktschranke voneinander getrennt sind. Hierbei verläuft der Verdichtungs Vorgang im ersten Abschnitt stetig (normal), im zweiten dagegen unstetig. Man darf daher nicht; experimentelle Daten der 1. Etappe (z. B. den druckbedingten shift) linear extrapolieren - in den Bereich der 2. Etappe hinein.

Auf diesem nicht zulässigen Wege sind nun zwar einige Vermutungen entstanden, wonach der Übergang in den Tiefspinzustand erst in wesentlich größeren Tiefen zu erwarten wäre. Die experimentellen Resultate der Hochdruck-Physik haben jedoch inzwischen diese Vermutungen widerlegt.

\*) Spin-Paarung innerhalb der (halbbesetzten)  $e_g$ -Niveaus erfordert einen Energieaufwand in der Größenordnung von 50 kcal; das entspricht dem Übergang in den Tiefspinzustand ( $18\,900\text{ cm}^{-1} = 54\text{ kcal}$ ), der im übrigen erst die experimentell nachgewiesene Verdichtung des Gitterverbandes ermöglicht. Dagegen bietet ein einzelnes  $e_g$ -Niveau lediglich die Möglichkeit für tetragonal planare Covalenz

### 2.3. Ozeanisierung - Irreversible Ozeanisierung

Der Abschlußbericht des UMP [1], der den Stand der globalen geophysikalischen Forschung bis 1970 wiedergibt, läßt im Zusammenhang mit der rezenten Verteilung der Kontinente und Ozeane die Frage nach ihrer Entstehung noch offen. Auf Grund der thermischen Vorgeschichte der Erde [6, 14, 16, 17, 19] und insbesondere infolge des gesicherten Minimums von Wärmeleitung und Wärmestrahlung in geringen Tiefen des Erdinneren ist im Verlauf der - von radioaktiven Quellen ausgelösten - Erwärmung des Erdkörpers ein Wärmestau in etwa 200 km Tiefe zu erwarten, der Folgeprozesse (Aufschmelzung, Differentiation) bedingt. Daraus müßte eine global geschlossene Erdkruste entstehen.

Hier setzt die Ozeanisierungshypothese ein, die zur Behebung des Widerspruchs zur rezenten Kontinent-Ozean-Verteilung die ozeanischen Regionen als abgesunkenen Teile der ursprünglich in sich geschlossenen Kruste ansieht.

Das internationale Forschungsfolgeprojekt - das Geodynamik-Programm - strebt die Klärung speziell auch solcher Prozessabläufe an, wobei dies, da es sich stets hierbei um Spezialfälle des Inversionsproblems handelt, am zweckmäßigsten an Hand der Auswirkungen erreichbar ist.

Gehen wir zunächst auf die Voraussetzungen bzw. die Auslösungsbedingungen für derartige Absinkvorgänge ganzer Kontinente ein:

1. Vorbedingung sind in erster Linie tiefreichende Bruchsysteme in Kruste und oberem Mantel sowie beträchtliche Mengen emporquellenden Magmas relativ hoher Dichte. Dabei brauchten die Bruchzonen nicht nur an den jetzigen Kontinentalrändern zu verlaufen.
2. Vorauszusetzen ist außerdem: eine völlig geschmolzene Schicht ausreichender Mächtigkeit im oberen Erdmantel unterhalb der magmaüberfluteten Krustenteile. Diese Schmelzregion, die eine Viskosität von  $10^4$  POISE haben müßte, würde allerdings im Verlauf eines solchen Absinkvorganges weitgehend verdrängt werden.
3. Andererseits müßte eine Magmaüberflutung obigen Ausmaßes abnorme Wärmemengen zur Erdoberfläche abführen, wodurch der vorausgegangene subkrustale Wärmestau naturgemäß verringert würde. Gegenüber einer normalen Wärmeverlustrate durch Vulkanismus von  $3 \cdot 10^{10}$  cal/sec ( $1 \text{ km}^3$  Lavaförderung/Jahr) [19] müßte hier ein um mindestens 3 Größenordnungen höherer Wert unterstellt werden, wobei die Überflutungsphase im geologischen Zeitmaß ( $10^6$  a) betrachtet wird. Dies könnte im übrigen nicht ohne Auswirkungen auf die Schmelzzone bleiben und müßte dort einen Zähigkeitsanstieg zur Folge haben, der während der Eintauchphase fortgesetzt wird.
4. Nachträgliche Umwandlungsprozesse innerhalb der gesunkenen Krustenblöcke infolge der veränderten PT-Bedingungen der neuen Lage müßten sich naturgemäß auf die granitischen und basaltischen Teile gemeinsam auswirken, was ihre Unterschiede zwar verändern, aber nicht auslöschen könnte.
5. Zugleich müßte ein rapider Anstieg des Wasservorkommens an der Erdoberfläche gefordert werden.

Vergleicht man die Auswirkungen eines solchen komplexen Vorgangs, der überdies noch relativ rasch ablaufen müßte, mit den bisher gesicherten Resultaten der globalen geophysikalischen Erkundung, so ergeben sich Diskrepanzen:

- a) Die Verhältnisse der low-velocity-Region wären grundverschieden von der tatsächlichen Situation; insbesondere würden die Unterschiede zwischen den subkontinentalen und subozeanischen Bereichen praktisch umgekehrt.
- b) Sekundäre Umwandlungen der abgesunkenen Krustenblöcke könnten nicht Verhältnisse schaffen, wie sie seismisch in subozeanischen Gebieten nachgewiesen werden.
- c) Reliktfreie Kontinentalränder wären mit Prozessen dieser Art unvereinbar; solche eindeutige Belege fehlen jedoch.
- d) Die Ergebnisse der globalen paläomagnetischen Forschung stehen im krassen Widerspruch zum Ablauf eines solchen Prozesses.
- e) Geologische Fakten über die Drift der Kontinente wären völlig unverständlich.
- f) Andererseits können Beobachtungsbefunde, die zur Stützung der Ozeanisierungshypothese verwandt werden, wie die rezente Kontinent-Ozean-Verteilung, die annähernde Übereinstimmung des Wärmeflusses über Kontinenten und Ozeanen, die ozeanischen Rücken und Riftsysteme u. a. m. zwanglos auf andere Weise verstanden werden.

Die eingangs erwähnte Inversionsproblematik, die ja Eindeutigkeit ausschließt, erzwingt zur Eingrenzung der realen geodynamischen Prozessabläufe notwendigerweise die Kontrolle der Einmündung des Modellablaufs in die Gegebenheiten der rezenten Situation. Bei Nichterfüllung dieses Kriteriums in wesentlichen Punkten vermindert sich die Wahrscheinlichkeit des Betrachtungs-Prozeßmodells gegenüber demjenigen, bei dem dieser Grenzübergang gewährleistet ist.

#### Reversible, temporäre Ozeanisierung

Nun gibt es allerdings Beobachtungsfakten, die eindeutig auf frühere Ozeanisierungsvorgänge verweisen, z. B. im Gebiet der Sahara [12]:

1. In Sedimenten konnten wohlerhaltene (versteinerte) Watt-Rippeln mit Relikten von Kaltwasser-Muscheltieren und -Würmerspuren nachgewiesen werden. Die Altersbestimmung verweist hier auf das Proterozoikum.
2. Außerdem wurden Korallenriffe in allen ihren Entwicklungsphasen gefunden, die altersmäßig dem Paläozoikum zuzuordnen sind.
3. Die Untersuchungen ergaben, daß insgesamt acht Transgressionen und Regressionen nachzuweisen sind.

Die Absinktiefen sind somit hier relativ begrenzt. Dieser Umstand und die Reversibilität der Vorgänge verweisen auf krusteninterne Prozesse als Auslösungsmechanismen. Andererseits lassen die gefundenen Relikte, die sich in den, für sie geltenden Lebensbedingungen bezüglich der Wassertemperatur gegenseitig ausschließen, den Ablauf von Driftbewegungen erkennen, und zwar von einer ursprünglich polnahen Position in die jetzige tropische Lage.

Wiederholte Senkungen und Hebungen der obigen Art sind bekanntlich an Hand der geotektonischen Zyklen zu verstehen. Die einleitenden Absinkvorgänge werden von nachgebenden Teilen der tieferen Erdkruste ausgelöst. Über die Ursachen des Nachgebens wiederum liegen bereits detaillierte Belege auf Grund festkörper- und hochdruckphysikalischer Untersuchungen vor.



Ausgangspunkt solcher Betrachtungen zur Klärung der jeweiligen PT-Auswirkungen sind naturgemäß die strukturellen Gegebenheiten der (beispielsweise silikatischen) Bestandteile der Erdkrustengesteine. Hieraus lassen sich direkt ableiten [11]:

1. bestehende Unterschiede in der Stabilität der Strukturen,
2. der Grad der "Anfälligkeit" gegenüber äußeren Einflüssen und somit
3. die bevorzugten Angriffspunkte wachsenden Druckes und steigender Temperatur sowie auch von Feuchtigkeitsspuren.

Entsprechende experimentelle Hochdruck-Hochtemperatur-Untersuchungen haben diese abgeleitete Konzeption der Stabilitätsunterschiede bestätigt, andererseits z.T. auch angeregt, was speziell bei dem überraschenden Nachweis der Löslichkeitsumkehr bei ansteigenden PT-Bedingungen (und zwar im überkritischen Bereich) der Fall war. Im Gegensatz zu den Verhältnissen unter Normalbedingungen, wo NaCl leicht lösbar und SiO<sub>2</sub> praktisch unlöslich sind, wird dort eine Löslichkeit des Siliziumdioxids erreicht, während die des Natriumchlorids um 4 Größenordnungen vermindert wird [20]. Hinzu kommt, daß sog. LEWIS-Zentren oder m. a. W. die Beteiligung von Spuren alkalischer Laugen (wie sie in schwach feuchten K,Na-Silikaten zu erwarten sind) zu ihrem Teil solche Lösungsinitialphasen unterstützen.

Diese Besonderheiten haben zur Folge, daß die silikatischen Gesteins-Bestandteile unter den Druck- und Temperatur-Verhältnissen der tieferen Erdkruste extrem "anfällig" gegenüber Feuchtigkeitseinwirkungen werden, die zu metamorphen Umwandlungen führen. Damit wird aber zugleich - zumindest vorübergehend - das rheologische Verhalten des Gesteinsverbandes verändert, da die Nachgebegrenze zu kleineren Werten verschoben wird. Die so beginnende Mobilisierung begünstigt die Ausweichtendenz des SiO<sub>2</sub> und die auf diesem Wege zunehmende Basizität beeinflusst die metamorphe Umkristallisation.

Mit fortschreitender Metamorphisierung ist als Begleiteffekt eine Dehydratation innerhalb der umgewandelten Bereiche verknüpft und demzufolge eine Aufwärtsverdrängung der Feuchtigkeitszone, die - wegen ihrer geringeren Wirksamkeit in höheren Erdkrustenlagen - eine Wiederverfestigung von unten her ermöglicht.

Eine solche Konzeption, die ein vertieftes Verständnis des Ablaufs derartiger geodynamischer Vorgänge vermittelt und die sich bereits auf experimentell gesicherte Fakten stützt, könnte nun ihrerseits ergänzenden PT-Kontrolltesten unterworfen werden, um den Prozeßablauf im nachhinein vollends "transparent" werden zu lassen, was ja letztlich das Ziel für alle im LONG RANGE PROGRAM OF SOLID EARTH STUDIES anstehenden Probleme ist.

#### Literatur

- [1] The earth's crust and upper mantle.  
UMP Scientific Report No.21 (1969/70), 1 - 735
- [2] AKIMOTO, S.; FUJISAWA, H. Demonstration of the electrical conductivity jump produced by the olivine-spinel transition.  
J. Geophys. Res., 70 (1965), 443

- [3] BECK, A.E. Energy changes in an expanding earth.  
in: The application of modern physics in the earth  
and planetary interiors.  
Wiley - Intersciences, London - New York - Sydney -  
Toronto, 1969
- [4] BRADLEY, R.S.; JAMIL, A.K.; Electrical conductivity of fayalite and spinel.  
MUNRO, D.C. Nature, 193 (1962), 965
- [5] BULLARD, E.C.; MAXWELL, Heat flow through the deep sea floor.  
A.E.; REVELLE, R. Advanc. Geophys., 3 (1956), 153
- [6] CLARK, S.P. Radiative transfer in the earth's mantle.  
Transact. AGU, 38 (1957), 931
- [7] FRÖLICH, F. Spin pairing in spinel-type minerals of iron (II)  
and corresponding phases.  
Krist. Techn., 7 (1972), Prof. KLEBER-Gedenkband
- [8] FRÖLICH, F. Geothermal studies.  
Gerl. Beitr. Geophys., (1972), Prof. ERTEL-Gedenk-  
band
- [9] FRÖLICH, F. Ablauf und Auswirkungen von Bindungsumwandlungen  
unter Hochdruck.  
Mon. Ber. Dt. Akad. Wiss., (1972), im Druck
- [10] FRÖLICH, F. Festkörperphysikalische Untersuchungen im Zusammen-  
hang mit Ergebnissen der Hochdruck- und Hochtempera-  
tur-Physik.  
Veröff. Zentralinst. Phys. Erde, Nr. 17 (1972)
- [11] FRÖLICH, F.; SEIPOLD, U.; Complex studies on variations of the secular beha-  
VOLLSTÄDT, H.; WALZER, U. viour in the earth's mantle.  
Monographs on terrestrial, solar, and cosmic  
physics, vol. I.  
Akad. Verlagsgesellschaft, Leipzig, 1973
- [12] GEORGE, W. priv. Com.
- [13] HAMILTON, R.M. Temperature variation at constant pressure of the  
electrical conductivity of periclase and olivine.  
J. Geophys. Res., 70 (1965), 5679
- [14] v. HERZEN, R.P. Surface heat flow and some implications for the  
mantle.  
in: The earth's mantle. Acad. Press London - New  
York, 1967
- [15] HUGHES, H. The pressure effect of the electrical conductivity  
of peridotites.  
J. Geophys. Res., 60 (1955), 187

- [16] LUBIMOWA, H.A. Thermal history of the earth with considerations of the variable thermal conductivity of its mantle. *Geophys. J.*, 1 (1958), 115
- [17] LUBIMOWA, H.A. Theory of thermal states of the earth's mantle. in: *The earth's mantle*. Acad. Press London - New York, 1967
- [18] PITT, G.D.; TOZER, D.C. Radiative transfer in dense media and its magnitude in olivines under typical mantle conditions. *Phys. earth plan. Interiors*, 2 (1970), 189
- [19] SCHMUCKER, U. Geophysical aspects of structure and composition of the earth. in: *Handbook of Geochemistry*, vol. I Springer Verl. Berlin - Heidelberg - New York 1969
- [20] WILKE, K.-Th. *Methoden der Kristallzüchtung*. Dt. Verl. Wiss., Berlin, 1963

### 3. Erdkern

#### 3.1. Oxid- und Sulfidanteile

##### Einführung:

Die Einbeziehung hochdruckbedingter Umwandlungen (und zwar 1. innerhalb der Elektronenkonfiguration und 2. des Bindungszustandes der Minerale und somit der Gesteinsbestandteile) in die Interpretation globaler geophysikalischer Beobachtungen liefert neue Aspekte auch hinsichtlich des terrestrischen (bzw. planetaren) Entstehungsablaufs: Bekanntlich sind, wie sich auf der Grundlage der Festkörperphysik zeigen läßt [2-9, 12], speziell die Elektronenkonfigurationen  $3d^6$ ,  $3d^7$  - m. a. W. die Kationen:  $Fe^{2+}$ ,  $Co^{3+}$  ( $3d^6$ ),  $Co^{2+}$ ,  $Ni^{3+}$  ( $3d^7$ ) - zu solchen Veränderungen befähigt, mithin also nur ein sehr begrenzter Teil der Übergangsmetalle in bestimmten ionaren Zuständen. Hierbei wird - wie im einzelnen noch zu erläutern ist - die wachsende Stabilität der Hochdruckzustände außerdem ganz entscheidend geprägt von dem Typ der jeweiligen nächsten Anionenpartner und deren Koordination, die in der Mineralstruktur beteiligt sind. Daher bestehen im Bereich der Hochdruckzustände deutliche Unterschiede und somit eine Rangfolge hinsichtlich der Stabilität.

Diese - bei Erreichung des kritischen Druckes ( $P_{krit}$ ) - sprunghaft zunehmende, unterschiedliche Stabilität bewirkt allerdings andererseits eine Verminderung der Schmelztemperatur ( $T_{Sch}$ ) des betreffenden Gesteinsbestandteils, da  $T_{Sch}$  nicht von dem Absolutbetrag der Energie, sondern von der Differenz der beiden im Gleichgewicht stehenden Phasen bestimmt wird.

Im Verlauf der Planetarentwicklung, m. a. W. mit fortschreitender Aggregation kosmischer Partikel, müssen in den zentralen planetaren Bereichen beide (obige) Effekte erwartet werden, allerdings nur dann, wenn der Wert  $P_{krit}$  erreicht wird.

Mit der nachträglichen - von radioaktiven Quellen ausgelösten - Erwärmung der planetaren Körper müssen außerdem dann notwendigerweise in diesen Zentralbereichen zunächst partielle Aufschmelzungen ausgelöst werden, die zu einer Trennung der eisenhaltigen (Fe, Co, Ni) Gesteinsanteile von dem Rest führen und zu einer Ansammlung der ersteren in der zentralen Region.

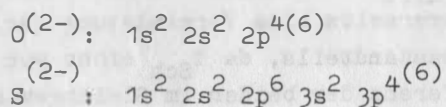
Eine solche partielle und selektive Differentiation würde andererseits Gravitationsenergie freisetzen, die zusätzliche Wärme und eine schrittweise (totale) Aufschmelzung der Kernregion zur Folge hätte; (naturgemäß nur dann, wenn bei der jeweiligen internen planetaren Situation die erwähnte Vorbedingung bezüglich des kritischen Druckes erfüllt ist).

Ein Entstehungsablauf dieser Art wäre im Einklang mit den zur Zeit verfügbaren geophysikalischen und planetaren Beobachtungsdaten - worauf im einzelnen noch einzugehen sein wird - und würde der Tatsache gerecht, daß weder die alte WICHERTSCHE Eisenkern-Hypothese noch die danach entwickelte RAMSEY-Hypothese der metallisierten Silikate mit dem gegenwärtigen Erkundungsbefund voll vereinbar sind, was im übrigen auch für die inzwischen versuchten Modifizierungen dieser Hypothesen gilt.

## Hochdruckmechanismen

Die Teilbesetzung der im Gitterverband aufgespaltenen 3d-Zustände bei der ersten Gruppe der Übergangsmetalle bietet naturgemäß die Möglichkeit zu Elektronenübergängen, die unter Normalbedingungen allerdings ungenutzt bleibt (bis auf wenige Ausnahmen) wegen der dort dominierenden Tendenz zur maximalen Multiplizität (HUNDSche Regel). Mit wachsendem Druck jedoch tritt - konkurrierend dazu - die zunehmende Tendenz nach optimaler Stabilität im Gitterverband hinzu, die bei entsprechender Verdichtung schließlich ihrerseits dominiert, wobei dann die obigen Möglichkeiten genutzt werden. Die Grenze zwischen diesen beiden Bereichen charakterisiert der kritische Druck.

Im Hochdruckbereich, der im vorliegenden Zusammenhang speziell interessiert, ermöglichen die erwähnten Elektronenübergänge (und zwar in die Niveaus niedriger Energie des aufgespaltenen 3d-Zustandes), die Entstehung covalenter ( $\sigma$ ) Bindungen [2, 6, 8] z. B. in  $\langle 6 \rangle$ -Koordination des Sauerstoffs und darüber hinaus zusätzlicher (covalenter)  $\pi$ -Bindungen in der  $\langle 6 \rangle$ -Koordination des Schwefels. Das betrifft speziell - wie eingangs bereits angedeutet - die Oxide bzw. Sulfide des Eisens, Nickels und Cobalts. Die entsprechenden Verhältnisse sollen nachstehend kurz erläutert werden: Schwefel gehört bekanntlich zu den Homologen des Sauerstoffs, wie die Elektronenkonfigurationen beider Grundstoffe zeigen.



Der nächstfolgende Zustand 3d, der sich energetisch nur unwesentlich von 3p unterscheidet, ist unbesetzt ( $3d^0$ ) und kann so als Acceptororbital in Sulfiden wirksam werden - durch Überlappung mit vollbesetzten metallischen  $3d(t_{2g})$ -Zuständen. Diese Möglichkeit zum Aufbau covalenter  $\pi$ -Bindungen (s. Abb. 2) und damit einer zusätzlichen Stabilisierung ist bei den Oxiden nicht gegeben. Beiden gemeinsam ist jedoch die Möglichkeit zur Ausbildung covalenter  $\sigma$ -Bindungen (s. Abb. 1), wenn sich bei den Übergangsmetallischen Komponenten der Oxide und Sulfide durch Elektronenübergänge unbesetzte 3d-Zustände ergeben, die dann mittels Hybridisierung (s. Abb. 1) und damit Orientierung als Acceptororbitale wirksam werden - wiederum durch Überlappung mit vollbesetzten (hier allerdings p-)Zuständen der Liganden Sauerstoff und Schwefel.

Wie die Abbildungen 1 und 2 erkennen lassen, ermöglicht erst die Entstehung covalenter ( $\sigma$ - bzw.  $\pi$ -)Bindungen eine entscheidende Verringerung der Nächstnachbarn-Abstände, was im ionaren Zustand durch die Abstoßung verhindert wird, die mit wachsendem Druck exponentiell ansteigt.

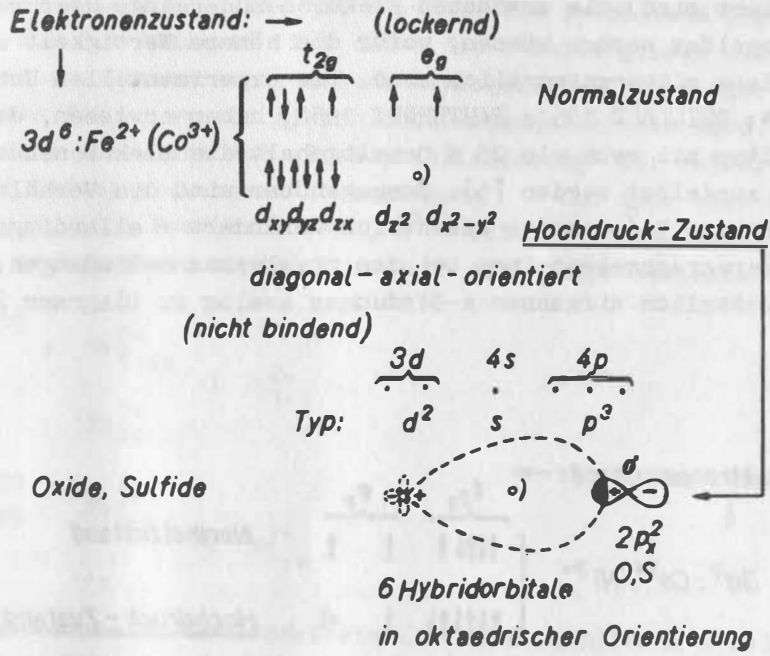


Abb.3.1

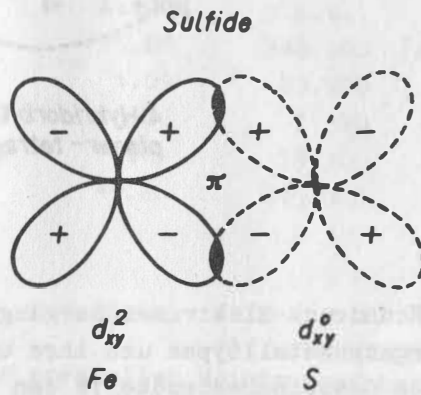


Abb.3.2

Diese für die Elektronenkonfiguration  $3d^6$  gültige Darstellung wird bei  $Co^{3+}$  insoweit gegenüber den Ferrokationen  $Fe^{2+}$  modifiziert, als unter bestimmten Bedingungen (die experimentell fixiert sind) die erwähnten Elektronenübergänge hier bereits bei geringerem Druck ausgelöst werden können, wofür die höhere Wertigkeit und Ordnungszahl des Cobalt-Ions mitverantwortlich sind. Die experimentellen Untersuchungen [GORTER 1950, 1954; GUILLAUD 1951; PAUTHENET 1950] haben erwiesen, daß in Co-Eisenoxiden vom Spinelltyp mit mehr als 25 % Cobaltgehalt die Elektronenübergänge bereits unter Normaldruck ausgelöst werden [5]. Demgegenüber sind die Verhältnisse für die Elektronenkonfiguration  $3d^7$  bereits wesentlich verändert - allerdings nur hinsichtlich der Hybridisierungsgegebenheiten bei den covalenten  $\sigma$ -Bindungen, während die in den Sulfiden zusätzlich wirksamen  $\pi$ -Bindungen analog zu Diagramm 2 entstehen.

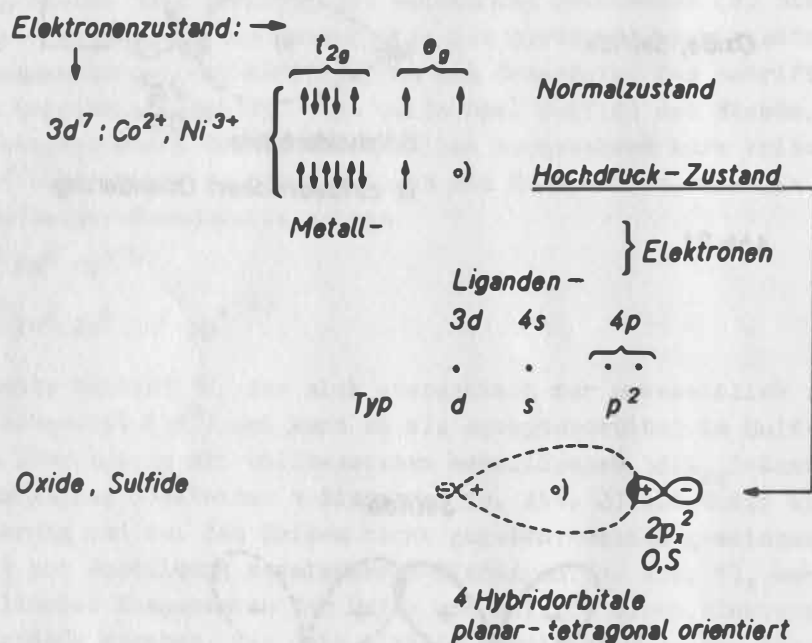
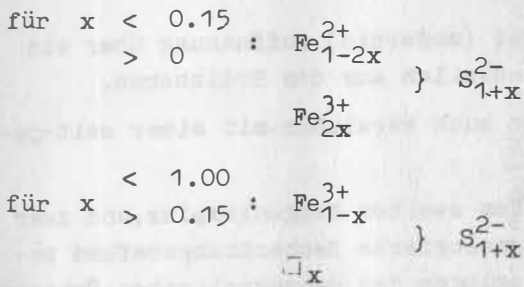


Abb. 3.3

Die zu berücksichtigenden Hochdruck-Elektronenübergänge sind naturgemäß begrenzt auf die erwähnten wenigen Übergangsmetalltypen und ihre Oxide und Sulfide, während sich der Rest der mineralischen Gesteinsbestandteile den Verhältnissen unter wachsendem Druck im wesentlichen durch Wechsel in der Struktursymmetrie und Zunahme der Koordinationszahl anpaßt.

Bei Sulfiden mit Schwefelüberschuß ( $Fe^{2+}S_{1+x}^{2-}$ ) sind zur Gewährleistung des Ladungsgleichgewichts (ähnlich wie bei den Alumosilikaten) u. a. auch einwertige Alkalikationen zu erwarten, die jedoch - wie aus den vorstehenden Darstellungen zu entnehmen ist - nur ionar gebunden sein können. Die Elektronenkonfigurationen beispielsweise des Kaliums  $K^{(1+)}$ :  $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^1(0)$  entspricht der des zweiwertigen Schwefels. Es können somit covalente Bindungen nicht entstehen. Doch können auf diesem Wege höhere  $K^{40}$ -Anteile in den Kernbereich gelangen, was wiederum Auswir-

kungen auf die radioaktiv ausgelöste Erwärmung dieser Zentralregion haben müßte. Hierbei ist zu berücksichtigen, daß die Struktur der Pyrrhotite ( $\text{FeS}_{1+x}$ ) nicht so sperrig ist wie die der Silikate bei denen die relativ großen Alkalikationen leicht in Gitterhohlräume einzubauen sind. Solche Einlagerungen haben hier dagegen stets Strukturdefekte zur Folge, worauf gleich noch einzugehen sein wird. Allerdings wird erwartet werden, daß diese Art von „Fremdstabilisierung“ nur relativ begrenzt realisiert ist, da die Ladungsgleichgewichtsbedingung - und zwar ohne Störung des Gitterverbandes - auch durch Ferrifikationen ( $\text{Fe}^{3+}$ ) erfüllbar ist, was beispielsweise bei den Magnetkiesen nachgewiesen wurde. Hier sind zwei Kompensationsarten vertreten:



wobei die letztere ebenfalls Gitterdefekte (hier Leerstellen  $\square$ ) bedingt. Beide Arten unterscheiden sich demzufolge auch in ihrem magnetischen Verhalten, was der Anlaß für weitere Detailuntersuchungen war [FRÖLICH 1964].

Die terrestrischen Häufigkeiten der obigen Übergangsmetalle und Metalloide geben ein Maß für die Beteiligung der ersteren Hochdruckmodifikationen, d. h. der Fälle, die durch die Nutzung der covalenten Bindungsmöglichkeiten (gemäß Abb. 1 - 3) gekennzeichnet sind.

	Atom-%	p.p.m.	
Fe:	16.60	346 300	[MASON 1966]
Ni:	1.09	23.900	
Co:	0.06	1 300	
S :	1.6	19 300	
O :	49.2	295 000	

### 3.2. Auswirkungen

I. Was zunächst die Folgen der speziellen Hochdruckmechanismen auf die Schmelztemperatur anbelangt, so zeigt die Fülle der bereits vorliegenden thermodynamischen Untersuchungsergebnisse [1], daß generelle Unterschiede von >1 bis 3 Größenordnungen bestehen zwischen Schmelzwärme und Gitterenergie, so daß die Energiedifferenz der beiden, am Schmelzpunkt koexistierenden Phasen (fest, flüssig) gering ist. Wenn man den Aufschmelzvorgang in seinen Einzelheiten verfolgt [13], wird erkennbar, daß er naturgemäß an Gitterdefekten und Fremdeinschlüssen beginnt, wobei in der Initialphase ein quasikristalliner Charakter bewahrt wird, m. a. W. die Nahordnung zunächst erhalten bleibt. Je höher nun der Unterschied zwischen den thermisch „anfälligsten“ Intergranularbereichen und den thermisch „resistenteren“ Kristalliten ist, um so geringer ist die Erweichungstemperatur. Demgegenüber sind in mineralischen Gesteinsbestandteilen mit ionarem Gittertyp die entsprechenden Unterschiede geringer und liegen an der Untergrenze des obigen (experimentell ausgewiesenen) Differenzbetrages (s. Anhang).



II. Kontrollmöglichkeiten hinsichtlich der Erdkernverhältnisse ergeben sich bekanntlich u. a. an Hand des Dichtesprungs  $\rho_{\text{Kern}}/\rho_{\text{Mantel}} = 1.76$  und der mittleren Atomnummer  $Z \approx \frac{26}{20}$ , wie sie aus Zustandsgleichungen auf Grund von Schockwellendaten [11] gewonnen wurde.

a) Hier zeigt sich, daß die einleitend skizzierte Konzeption die anderenfalls bestehenden Diskrepanzen behebt, so beispielsweise die der Eisenkernhypothese und ihrer Modifizierungen mit Si als Zusatzkomponente.

b) Es besteht somit auch Übereinstimmung mit dem Meteoritenbefund.

c) Was den Fe-Gehalt anbelangt, so ergeben sich nur geringe Unterschiede zwischen Venus, Erde, Mond und Mars.

d) Desgleichen besteht kein Widerspruch zu der (modernen) Auffassung über ein graduales Freiwerden von Wasserdampf und Gasanteilen aus dem Erdinneren.

e) Schließlich ist die abgeleitete Konzeption auch vereinbar mit einer zeitparallelen Entstehung von Erde und Mond.

f) Weitere Kontrollmöglichkeiten folgen aus dem zweiten Fragenkomplex, und zwar über die Kern-Mantel-Grenze, bei der der seismologische Beobachtungsbefund bezüglich ihrer Rauigkeit, die Auslösungsbedingungen des geomagnetischen Dynamos, Feldumkehr und Säkularvariation und deren Beeinflussung durch die Rauigkeit sowie die Anomalien des Schwerfeldes entscheidend sind.

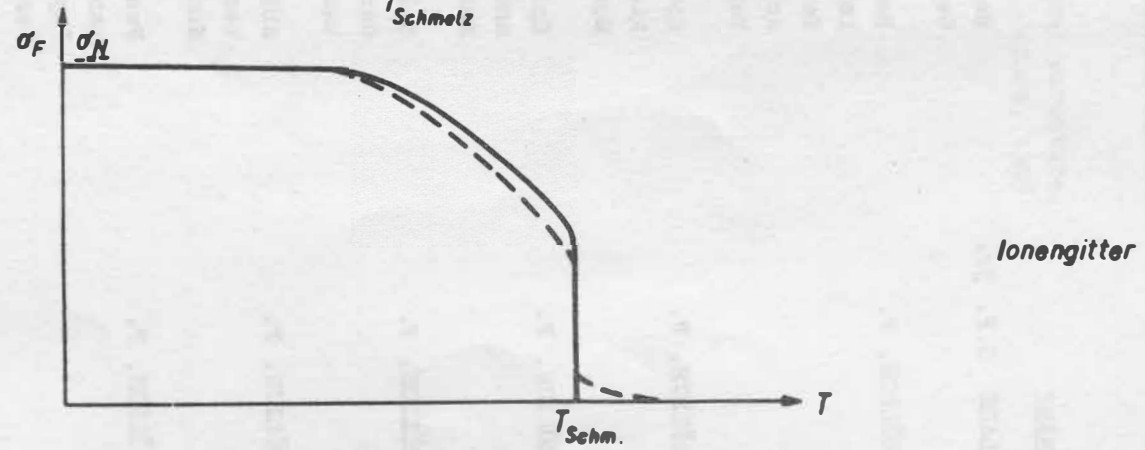
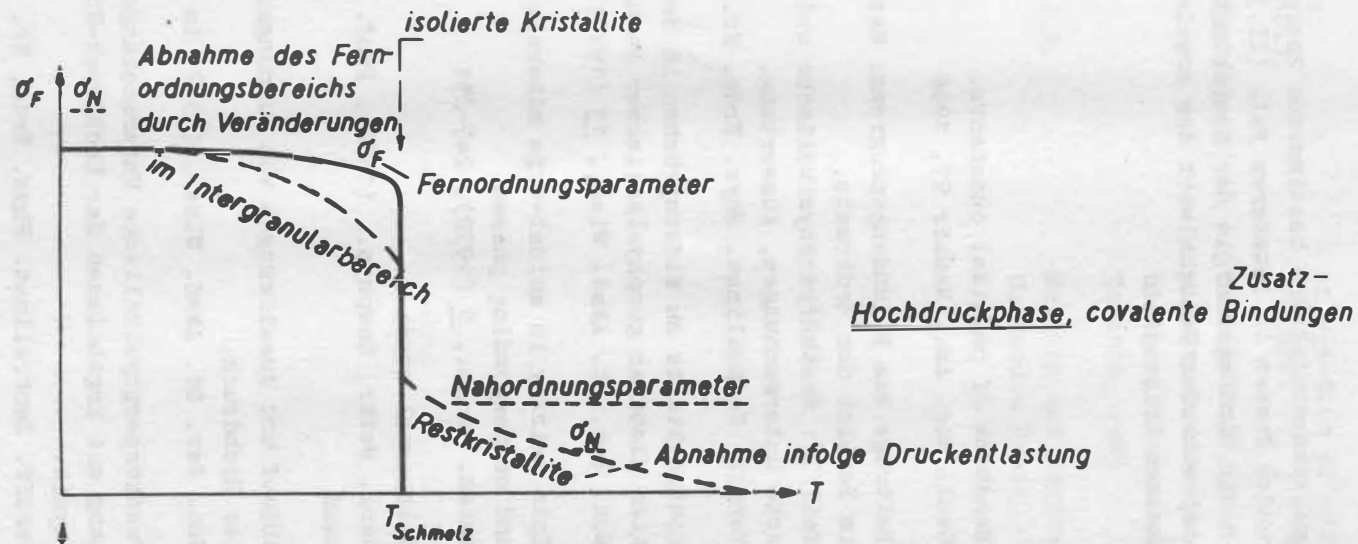
Hierauf soll hier vorerst noch nicht eingegangen werden. Erste internationale Diskussionen zu diesem Problemkreis [10] zeigen jedoch, daß diese Gesichtspunkte die abgeleitete Konzeption unterstützen, soweit sich das bisher überblicken läßt.

### Anhang

Um die Unterschiede im Schmelztemperaturbereich zwischen covalent gebundenen Hochdruck-Zuständen einerseits und Ionengittern andererseits zu verdeutlichen, läßt sich die Temperaturabhängigkeit definierter Parameter für die Fernordnung und die Nahordnung nutzen (s. nachstehende Abbildung).

I. Da die Auslösungsbedingungen für den Übergang in den covalent gebundenen Hochdruckzustand [6, 7] lediglich innerhalb der Kristallite erfüllbar sind, nicht dagegen in den Intergranularbereichen mit ihrer hohen Defektkonzentration, setzt die Erweichungsphase bei diesen letzteren ein, wobei die hier allein existierende Nahordnung rasch abnimmt. Die Fernordnung der Kristallitregion wird dadurch zunächst nur geringfügig eingeengt, und zwar wegen des geringen intergranularen Volumenanteils. Erst bei völliger „Isolierung“ der Kristallite verschwindet die Fernordnung sprunghaft. Eine solche „Isolierung“ bzw. volle Ummantelung mit niederviskoser Substanz führt andererseits

1. zu einer Druckentlastung innerhalb der covalent gebundenen FeO- bzw. FeS-Bereiche, wobei der bestehende tiefenbedingte Druck von dem festen (nicht erweichten) „Gerüst“ des umgebenden Gesteinsverbandes weiterhin getragen wird, und
2. somit zu einer FeO- bzw. FeS-Rückumwandlung, was einen allmählichen Abbau auch dieser Nahordnung zur Folge hat.



II. In Ionengittern dagegen wird mit steigendem Druck die Schmelztemperatur erhöht, da die lockernde Wirkung der Temperatur durch den Druck bis zu einem gewissen Grade kompensiert wird. Hier sind im übrigen Kristallit- und Intergranularbereiche in der gleichen (ionaren) Weise gebunden und unterscheiden sich im festen Zustand lediglich in der Defektkonzentration.

Zu I/II: Dagegen ist die die Schmelztemperaturhöhe bestimmende Energiedifferenz der beiden am Schmelzpunkt koexistierenden Phasen im letzteren Fall (II.) hoch, im ersten dagegen gering, weil sich hier die Bindungsenergie der Kompaktmaterie nicht wesentlich unterscheidet von dem entsprechenden Pauschalwert des erweichten Intergranularmaterials mit den eingeschlossenen Kristallen.

### Literatur

- [1] CLARK, S.P. jr. Handbook of physikal constants.  
Geol. Soc. Am., Memoir 97, 1966
- [2] FRÖLICH, F. Beiträge zum Erkundungsprogramm: Materieparameter im Bereich der Erdkruste.  
Teil II: Festkörperphysikalische und physikochemische Untersuchungen, Auswertung.  
Veröff. Zentralinst. Phys. Erde, Nr. 4 (1970)
- [3] FRÖLICH, F. Kontrollteste zu Widersprüchen in der Interpretation globaler geophysikalischer Beobachtungen.  
Mon. Ber. Dt. Akad. Wiss., 13 (1971), 522-527
- [4] FRÖLICH, F. Spin pairing in spinel-type minerals of iron (II) and corresponding phases.  
Krist. Techn., 7 (1972), 247-251
- [5] FRÖLICH, F. Geothermal studies.  
Gerl. Beitr. Geophys., (1972), Prof. ERTEL-Gedenkband
- [6] FRÖLICH, F. Ablauf und Auswirkungen von Bindungsumwandlungen unter Hochdruck.  
Mon. Ber. Dt. Akad. Wiss., (1972) im Druck
- [7] FRÖLICH, F. Festkörperphysikalische Untersuchungen im Zusammenhang mit Ergebnissen der Hochdruck-Hochtemperatur-Physik.  
Veröff. Zentralinst. Phys. Erde, Nr. 17 (1972)
- [8] FRÖLICH, F.; SEIPOLD, U.; VO VOLLSTÄDT, H.; WALZER, U. Complex studies on variations of the secular behaviour in the earth mantle.  
Monographs on terrestrial, solar, and cosmic physics, vol. I.  
Akad. Verlagsgesellschaft, Leipzig, 1973

- [9] FRÖLICH, F.; VOLLSTÄDT, H;  
v. FABER, J. Zur geophysikalischen Tiefenerkundung.  
Miner. Lagerstättenforsch., 15 (1970), 307-312
- [10] International Conference on the Core-Mantle-  
Interface. EOS, Transact. AGU, 53 (1972)
- [11] KNOPOFF, L.;  
McDONALD, G.J.F. An equation of state for the core of the earth.  
Geophys. J., 3 (1960), 68
- [12] RUNCORN, S.K. The application of modern physics to the earth and  
planetary interiors.  
Wiley - Intersciences, London - New York - Sidney -  
Toronto, 1969
- [13] UBBELOHDE, A.R. Melting and crystal structure.  
Clarendon Press, Oxford, 1965

Komplexuntersuchungen an Prozeßmodellen zur Paläogeodynamik

Einleitung

Die Paläogeodynamik beschäftigt sich mit den großräumigen tektonischen und magmatischen Prozessen der Erdkruste während der Erdgeschichte. In den letzten Jahrzehnten hat sich die Paläogeodynamik zu einer eigenständigen Disziplin entwickelt, die die Zusammenhänge zwischen der Krustendynamik und der Lithosphärenentwicklung untersucht. Die Paläogeodynamik ist ein interdisziplinäres Fach, das Kenntnisse aus der Geologie, der Geophysik, der Geochemie und der Numerischen Modellierung erfordert. In den letzten Jahren haben sich die Möglichkeiten der Paläogeodynamik durch die Entwicklung neuer Methoden zur Datierung und zur Rekonstruktion der Krustendynamik erweitert. Die Paläogeodynamik ist ein zentraler Bestandteil der Geodynamik und hat einen hohen Stellenwert in der geowissenschaftlichen Forschung.

Teil B

Die Paläogeodynamik ist ein zentraler Bestandteil der Geodynamik und hat einen hohen Stellenwert in der geowissenschaftlichen Forschung. In den letzten Jahren haben sich die Möglichkeiten der Paläogeodynamik durch die Entwicklung neuer Methoden zur Datierung und zur Rekonstruktion der Krustendynamik erweitert. Die Paläogeodynamik ist ein interdisziplinäres Fach, das Kenntnisse aus der Geologie, der Geophysik, der Geochemie und der Numerischen Modellierung erfordert. In den letzten Jahren haben sich die Möglichkeiten der Paläogeodynamik durch die Entwicklung neuer Methoden zur Datierung und zur Rekonstruktion der Krustendynamik erweitert. Die Paläogeodynamik ist ein zentraler Bestandteil der Geodynamik und hat einen hohen Stellenwert in der geowissenschaftlichen Forschung.

Nach den Testuntersuchungen über die realen Möglichkeiten zur Auslösung einer globalen Großplattentektonik im allgemeinen im Teil A sollen nun ihre Besonderheiten:

Transform-Störungen,  
 Tripel-Punkte,  
 ozeanische Resorptionszonen und  
 Anomalien im Asthenosphärenbereich

analogen Kontrolltesten unterworfen werden.

### Transform-Störungen

Für die mathematische Darstellung sprunghafter Vorgänge und damit zur Erfassung von Ablauf und Auswirkungen im Untersuchungsfall soll hier zweckmäßigerweise der Integralsinus ( $\text{Si } x$ ) verwendet werden. Kennzeichnen wir ferner die Richtung der großflächigen, tektonisch ausgelösten Vertikal-Verwerfungen mit  $\eta$ , so lassen sich auf diesem Wege die Horizontalverschiebungen ( $\delta(\eta)$ ) im Lithosphärenbereich in der nachstehenden Form darstellen (s. Abb. 1).

Als nächster Schritt werden Daten eines - durch Beobachtungen gesicherten - vergleichbaren Ereignisses benötigt, die in zunehmenden Abständen ( $\xi$ ) senkrecht zur Verwerfungsrichtung gewonnen wurden. Hierfür bieten sich die Auswertungsergebnisse seismischer Auswirkungen - beispielsweise des California-Erdbebens 1906 [8] - an. Die entsprechenden Werte zeigt die nachstehende Übersicht.

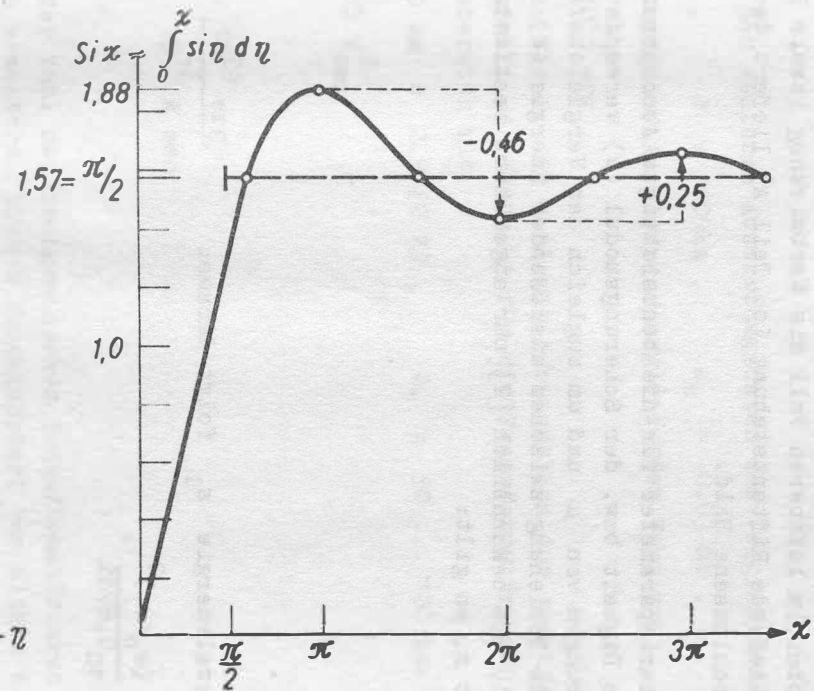
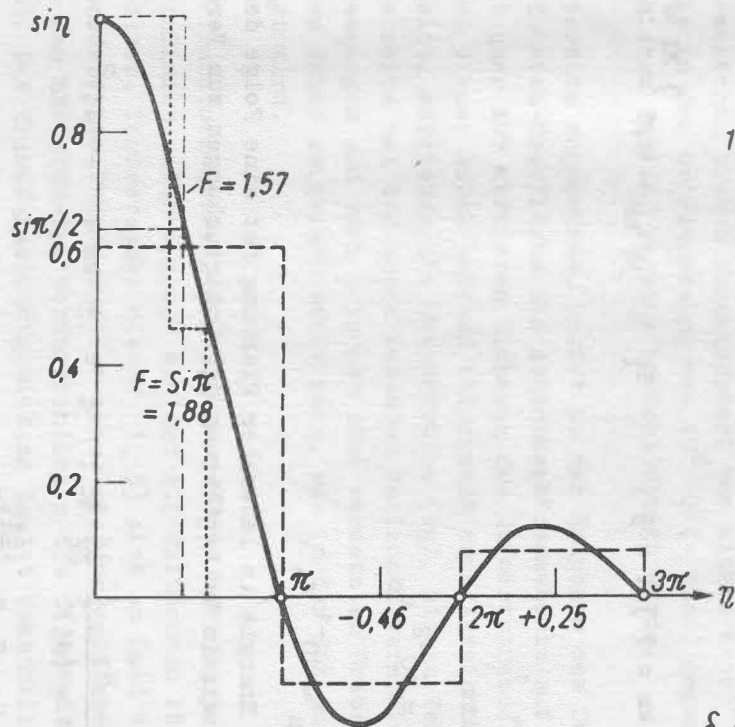
$\xi$	=	0	10	20	30	km
$\delta(\xi)$ :	=	300	57	29	19	cm

Die Abstandsabhängigkeit der Horizontalverschiebung läßt sich hier daher, wie folgt fixieren:

$$\delta(\xi) = \frac{2}{\pi} \delta_{\max} \text{ctg} \left( \underbrace{0,1 \cdot 10^{-5}}_{\beta} \xi \right)$$

Dieses Beispiel ist dem Untersuchungsfall adäquat, da es - analog zum vorliegenden Betrachtungszusammenhang - zu einer Vertikalverwerfung führte, wobei lediglich Unterschiede in den Tiefen- und Längenabmessungen ( $\vartheta$ ,  $\lambda$ ) der Verwerfungsfläche bestehen, die wiederum auf begrenztere Randwerte der Auslösungsenergie zurückzuführen sind. Damit ist eine der Voraussetzungen gewonnen worden, um eine von den Auswirkungen abzuleitende Energieabschätzung durchführen zu können.

Eine weitere Bedingung hierfür ist die relevante Charakterisierung des Verhaltens zumindest eines der kritischen Materieparameter, was eine festkörperphysikalische Analyse der Vorgeschichte und des Ablaufs solcher sprunghafter Vorgänge erfordert. Eine so konzipierte Analyse der globalen Riftsysteme und der ihnen zugeordneten Transform-Störungen führt zu der Folgerung, daß die letzteren bereits im Verlauf der Vorgeschichte der Riftentstehung "vorgeprägt" worden sind. Solche Schwächungszonen folgen zwangsläufig aus dem Umstand, daß kein exakter Synchronismus im Ablauf der Riftentwicklung und desgleichen keine volle Linearität in ihrer Anlage zu erwarten sind - auf Grund der zweifelsfrei gegebenen Inhomogenität, insbesondere im Asthenosphärenbereich. Demzufolge muß die obere Begrenzung des Aufwärtstrends der Asthenosphäre (vgl. hierzu Teil A) einem unregelmäßigen Wellenzug entsprechen, der irregulär



$$\delta(\eta) = si \eta = \frac{\sin \eta}{\eta}$$

$$\eta = \pi/2 : \delta(\eta) = \frac{1}{\pi/2} = \frac{2}{\pi} \delta_{\max}$$

sowohl in den Amplituden, wie auch im Achsenverlauf und den Abständen der Maxima ist. Die so ausgelöste Aufwölbungsphase der Lithosphäre muß daher ebenfalls unregelmäßig erfolgen, wobei zwischen den unterschiedlichen Wölbungszentren der Gesteinsverband Kompressions- und Dehnungsbeanspruchungen unterworfen wird, die zur Verformung und Ribbildung führen, wobei im letzteren Fall die Kerbwirkung lokale Brucherscheinungen ausweitet. Die abschließende Riftentstehung (s. Teil A) liefert dann das aus globalen Beobachtungen erschlossene Bild.

Als kritischer Materieparameter für die beabsichtigte Abschätzung der Energie soll hier im folgenden die Righeit bzw. der Scherungsmodul ( $\mu$ ) verwendet werden. Zur Eingrenzung der Veränderungen von  $\mu$  und um zugleich den Vergleichsfall nutzen zu können, benötigen wir die Beziehung zwischen auslösender Energie ( $\varepsilon$ ) und beobachteten Bebenintensitäten ( $i$ ), die bekanntlich [2] nur angenähert bestimmbar ist. Bezeichnen wir die Amplitude mit  $x$ , so gilt:

$$\varepsilon = \omega^2 x^2$$

und

$$\frac{\omega^2 \varepsilon}{x^2} = 10^{0,67i}$$

Für die relative Lateralenergie  $\varepsilon_1$  folgt daraus:

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_{\text{max central}} \frac{(\omega_c/\omega_1)^2}{10^{0,67\Delta i}}$$

Mit

$$i_c = 10$$

$$i_1 = 56 \text{ km} = 7 \Delta i = 3, \quad i_1 = 30 \text{ km} \approx 8,5 \quad \Delta i \approx 1,5$$

und

$$(\omega_c/\omega_1)^2 \approx 1$$

ergibt sich somit:

$$\varepsilon_1 = 56 \text{ km} = 10^{-2} \varepsilon_c$$

bzw.

$$\varepsilon_1 = 30 \text{ km} \approx 10^{-1} \varepsilon_c$$

Die Abnahme der Energie in lateraler Richtung ist eine Folge der dorthin zunehmenden Righeit, so daß wir in Weiterführung der Untersuchungen zum Vergleichsfall ansetzen können:

$$\mu_c d\delta = \frac{\mu_1}{1 + (\beta\xi)^2} \frac{\partial\delta}{\partial\xi} d\xi, \quad \xi = 30 \text{ km} : 1 + (\beta\xi)^2 = 10$$

$$\xi = 0 : \mu_1 = \mu_c \left(\frac{\partial\delta}{\partial\xi}\right)_0$$

$$\varepsilon = 2 \lambda \vartheta \cdot \frac{1}{2} \int_0^\infty \frac{\mu_c}{1 + (\beta\xi)^2} \left(\frac{\partial\delta}{\partial\xi}\right)^2 d\xi = \lambda \vartheta \mu_c \beta^2 \frac{4\delta^2}{\pi^2} \max \int_0^\infty \frac{1}{1 + (\beta\xi)^2} d\xi,$$



woraus mit

$$\left[ \frac{1}{\sqrt{\beta^2}} \right] \lim_{\xi \rightarrow \infty} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \sqrt{\beta^2 \xi^2} \rightarrow \frac{\pi}{2} \left[ \frac{1}{\beta} \right] \quad \varepsilon = \lambda \vartheta \mu_c \delta_{\max}^2 \cdot 2 \beta / \pi$$

folgt. Auf Grund der weiteren Auswertungsdaten des Vergleichsfalles

$$\lambda = 218 \text{ km}, \quad \vartheta = 10 \text{ km}, \quad \mu_c = 0.03 \text{ Mb},$$

führt die Abschätzung der Auslösungsenergie zu dem Wert von

$$\varepsilon = 0.4 \cdot 10^{23} \text{ erg}.$$

Berücksichtigt man ferner die Analogie hinsichtlich der Auswirkungen zwischen Vergleichs- und Testfall, so läßt sich für die Transformstörungen der in Betracht zu ziehende Energiebereich mit

$$2 \lambda_* = 1000 \text{ km} = 2.3 (2 \lambda), \quad \vartheta_* = 50 \dots 100 \text{ km} = (5 \dots 10) \vartheta,$$

$$\delta_{\max}^2 = 0.955 \delta_{\max}^2$$

auf

$$\varepsilon \left. \begin{array}{l} \leq 8,50 \\ \geq 4,25 \end{array} \right\} \cdot \frac{10^{23} \text{ erg}}{10^{16} \text{ W sec}}$$

begrenzen

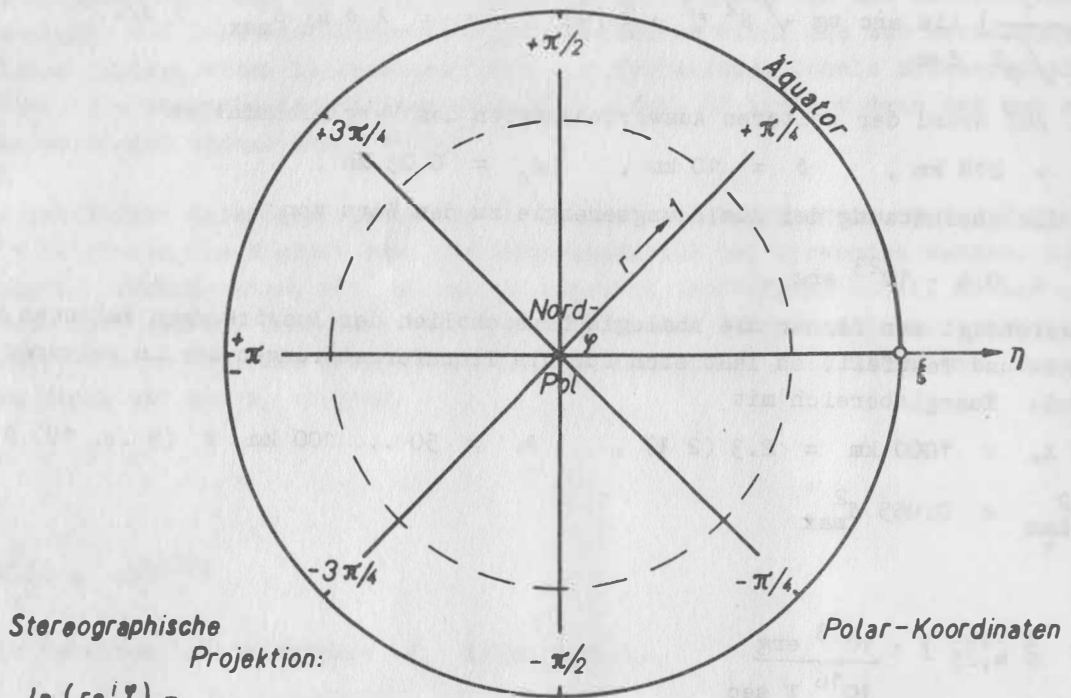
Entsprechend der Zahl der nachgewiesenen Transformstörungen ist dieser Wert um den Faktor 100 zu erweitern. Diesem Energiebedarf von mithin  $6 \cdot 10^{18}$  Wsec steht andererseits Wärmeenergie in der Größenordnung von  $10^{23}$  J (= Wsec) gegenüber, wobei die Driftenergie (vgl. hierzu Teil A) bereits berücksichtigt wurde.

Wie weiter oben bereits angedeutet, trifft in der Endphase des Durchbruchs zur Lithosphären- bzw. Krusten-Oberfläche die Asthenosphärenmaterie auf Gesteinsverbände, deren Festigkeit quer zur mittleren Richtung des Aufwärtstrends vermindert ist. Und da darüber hinaus dieser Aufwärtstrend naturgemäß auch Abweichungen von der mittleren Richtung aufweist, entstehen die Grabenbrüche (vgl. hierzu Teil A) zueinander versetzt, was andererseits bei den anschließenden Horizontalverschiebungen (s. Teil A) zu gegenläufigen Bewegungen und zwar zwischen zwei versetzten Grabenbrüchen führt. Diese Bereiche müßten daher seismisch aktiv sein, was in der Tat durch den Beobachtungsbefund bestätigt wird.

Die Richtung der Transform-Störungen sollte - bezogen auf das jeweilige Drehungszentrum - den Breitenlinien entsprechen, während die Riftachsen längs der Längslinien verlaufen sollten. Testversuche hierzu [1, 5] sind an Hand von MERCATOR-Projektionen gemacht worden. Die Transformation einer stereographischen Projektion mit Polarkoordinaten in den MERCATOR-Typ veranschaulichen die nachstehenden Darstellungen (Abb. 2a und 2b). Die Transformationsgleichung lautet bekanntlich

$$\ln (r e^{i \varphi}) = \xi + i \eta.$$

Verschiebt man den Projektionspol zu einem der Rotationspole (wie in Abb. 2b dargestellt), werden Äquator und Breitenlinien in eine entsprechende Wellenform übergeführt, wodurch eine Kontrolle im oben erwähnten Sinne ermöglicht wird.



Stereographische  
Projektion:

$$\ln(re^{i\varphi}) =$$

· N · O · R · D · P · O · L

$$= \xi + i\eta$$

MERCATOR-Projektion

Verzerrungsbereiche

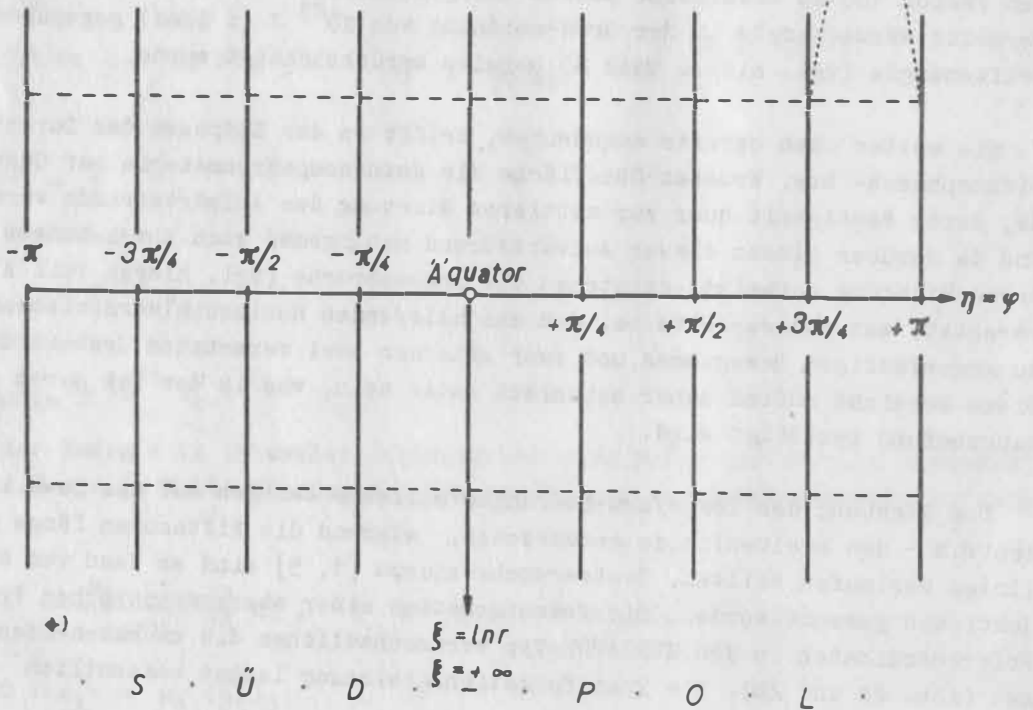
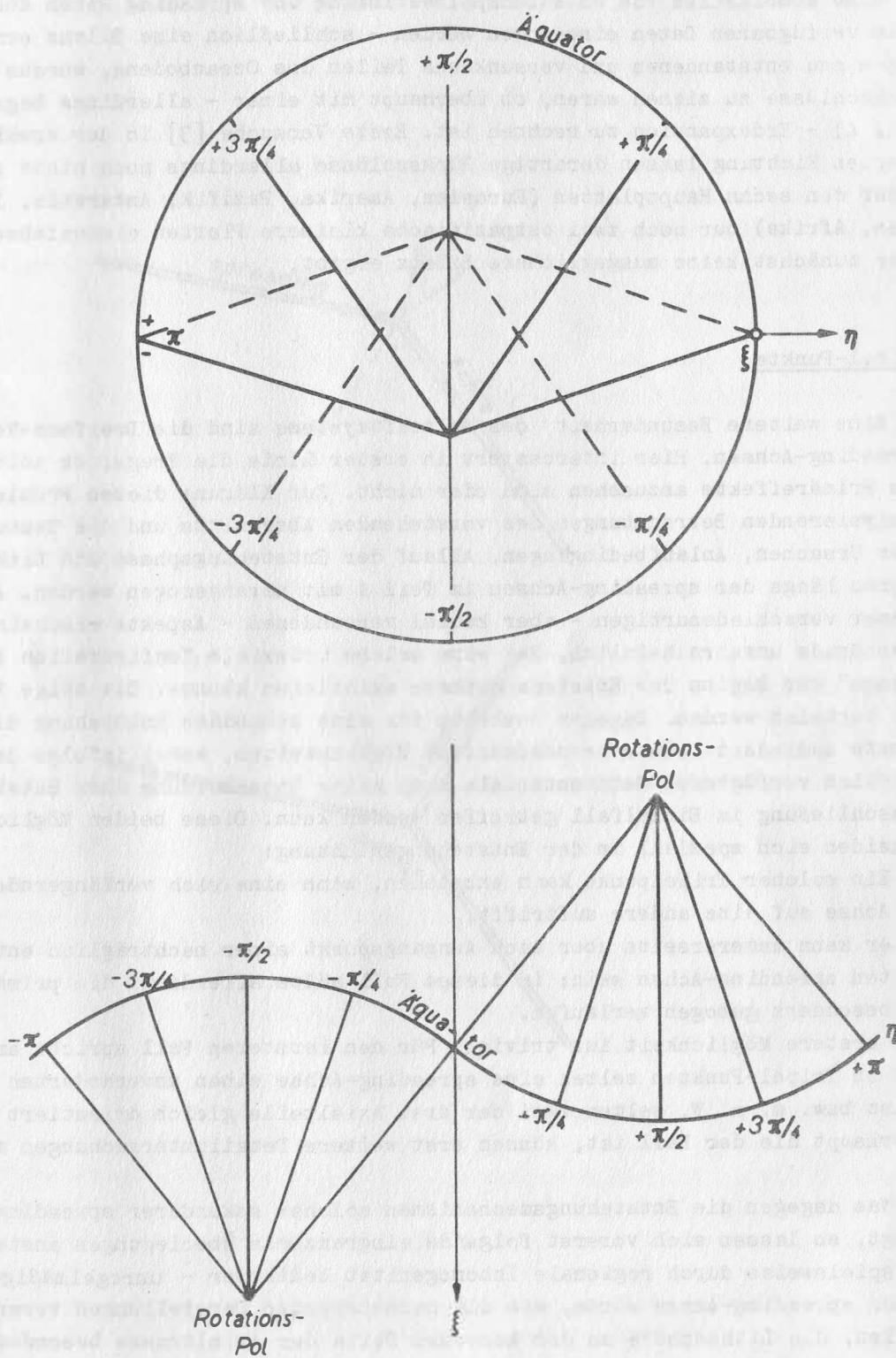


Abb. 2 a Transformation:  
stereographische Projektion → MERCATOR-Projektion

Abb. 2 b Projektionspol  $\rightarrow$  Rotationspol

Solche Testversuche sind im allgemeinen positiv, was den Trend anbelangt, regionale Besonderheiten allerdings entziehen sich ihnen naturgemäß.

Eine Kombination von Rotationspolbestimmung und spreading Raten könnte - sofern alle verfügbaren Daten einbezogen würden - schließlich eine Bilanz ermöglichen zwischen neu entstandenen und versunkenen Teilen des Ozeanbodens, woraus andererseits Rückschlüsse zu ziehen wären, ob überhaupt mit einer - allerdings begrenzten (vgl. Teil A) - Erdexpansion zu rechnen ist. Erste Versuche [3] in der erwähnten kombinierten Richtung lassen derartige Rückschlüsse allerdings noch nicht zu, da sie außer den sechs Hauptplatten (Eurasien, Amerika, Pazifik, Antarktis, Indien-Australien, Afrika) nur noch zwei ostpazifische kleinere Platten einbeziehen, wobei sich hier zunächst keine ausgeglichene Bilanz ergibt.

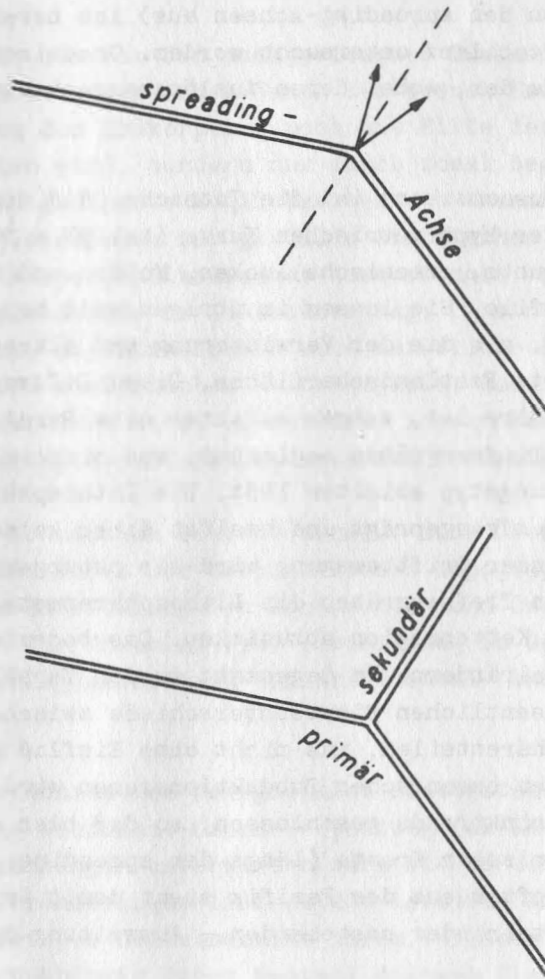
### Tripel-Punkte

Eine weitere Besonderheit des Weltriftsystems sind die Dreifach-Verbindungen von spreading-Achsen. Hier interessiert in erster Linie die Frage, ob solche Phänomene als Primäreffekte anzusehen sind oder nicht. Zur Klärung dieses Problems sollen die analysierenden Betrachtungen des vorstehenden Abschnitts und die Testuntersuchungen über Ursachen, Anlaufbedingungen, Ablauf der Entstehungsphase und Lithosphärenreaktionen längs der spreading-Achsen im Teil A mit herangezogen werden. Aus der Sicht dieser verschiedenartigen - aber kausal verbundenen - Aspekte erscheint es im höchsten Grade unwahrscheinlich, daß eine solche triaxiale Konfiguration bereits "in der Anlage" vor Beginn der Entstehungsphase existieren könnte. Die obige Frage müßte daher verneint werden. Dagegen bestehen für eine sekundäre Entstehung dieser Tripel-Punkte zumindest zwei unterschiedliche Möglichkeiten, wobei infolge des noch relativ spärlich verfügbaren Datenmaterials noch keine Entscheidung über Beteiligung oder Ausschließung im Einzelfall getroffen werden kann. Diese beiden Möglichkeiten unterscheiden sich speziell in der Entstehungsrichtung:

- a) Ein solcher Tripelpunkt kann entstehen, wenn eine sich verlängernde spreading-Achse auf eine andere auftrifft,
- b) er kann andererseits aber auch Ausgangspunkt einer nachträglich entstehenden zweiten spreading-Achse sein; in diesem Fall müßte allerdings die primäre Achse dort besonders gebogen verlaufen.

Die erstere Möglichkeit ist trivial. Für den letzteren Fall spricht andererseits, daß an Tripel-Punkten selten eine spreading-Achse einen unveränderten Verlauf aufweist bzw. m. a. W. selten zwei der drei Axialteile gleich orientiert sind. Ob das überhaupt nie der Fall ist, können erst weitere Detailuntersuchungen zeigen.

Was dagegen die Entstehungsmechanismen solcher sekundärer spreading-Achsen anbelangt, so lassen sich vorerst folgende eingrenzende Überlegungen anstellen. Ein - beispielsweise durch regionale Inhomogenität bedingter - unregelmäßiger Verlauf einer spreading-Achse würde, wie die nachstehenden Darstellungen veranschaulichen wollen, die Lithosphäre an der konvexen Seite der Axialtrasse besonderen Schub-Dehnungsbeanspruchungen aussetzen (s. Abb. 3). Vorgeprägte Schwächungszonen würden dabei dort zusätzlichen Spaltungskräften unterworfen, die sie im Verlauf der auseinanderstrebenden Plattendrift zwangsläufig verlängern und weiten müßten. Dem Aufwärtstrennen der Asthenosphärenmaterie (der bereits im Teil A in seinen Auslösungsursachen untersucht wurde), würde damit ein neuer Weg eröffnet werden.



Die wirklichen Verhältnisse im Einzelfall kann allein die Auswertung zusätzlicher Beobachtungsdaten aus komplex angelegten Spezialuntersuchungen ausweisen, die zur Zeit noch ausstehen. Ansätze in dieser Richtung sind in [6] enthalten.

### Ozeanische Resorptionszonen

Die Subduktion an Kontinentalrändern (als Folge einer Blockierung der horizontalen Driftbewegung an der Plattenvorderfront im Zusammenwirken mit den daher stetig zunehmenden Schubkräften von den spreading-Achsen aus) ist bereits im Teil A behandelt und bezüglich der Kräftebilanz untersucht worden. Ozeanische Subduktionszonen stellen eine Variante hierzu dar, wobei deren Auslösungsmechanismus in erster Linie hier von Interesse ist.

Entscheidend in diesem Zusammenhang ist die Tatsache, daß die Topographie - bezogen auf die beiden Maxima der hypsometrischen Kurve (bei NN + 100 m und -4500 m) - einander ähnlich ist. Seamounts, ozeanische Rücken, Mulden und Gräben zeigen dem Festland verwandte Höhenprofile. Sie lassen im übrigen weit besser die ursprünglichen Deformationen erkennen, als die der Verwitterung und Abtragung ausgesetzte und damit nachträglich veränderte Festlandsoberfläche. Diese Deformationen, deren Auswirkungsbereich die Lithosphäre ist, zeigen mitunter eine Parallelität der Extrema: seamount-Ketten werden von Tiefseegräben begleitet, was sich im Einzelfall aus dem jeweils beteiligten Verformungstyp ableiten läßt. Die Lithosphäre ist somit bereits in einzelnen Streifenregionen vorgeprägt und besitzt daher keinen einheitlichen Blockcharakter. Bei beginnender Driftbewegung wird sie naturgemäß uneinheitlich reagieren; insbesondere wird an Tiefseegräben die Lithosphärenmaterie dahin tendieren, unter die dahinter liegende Kettenregion abzusinken. Das bedeutet ein ähnliches Verhalten wie an den Kontinentalrändern. Im Gegensatz zu den Verhältnissen dort, bestehen hier jedoch keine wesentlichen Dichteunterschiede zwischen den abtauchenden und den angehobenen Lithosphärenteilen, was nicht ohne Einfluß auf den Resorptionsvorgang sein kann. Mit diesen ozeanischen Subduktionszonen wird im übrigen der zirkumpazifische Gürtel des Absinktrends geschlossen, so daß hier die Resorption gegenüber der Neuentstehung ozeanischer Kruste (längs der spreading-Achsen) dominiert. Die daraus resultierende Schrumpftendenz des Pazifik steht damit im Gegensatz zu der - auf Grund passiver Kontinentalränder bestehenden - Ausweitung des Atlantik.

### Anomalien im Asthenosphärenbereich

Wir wollen nunmehr zu dem - den Teil A einleitenden - globalen seismischen Befund hinsichtlich der low-velocity-Region zurückkehren, der dort zunächst zur Ableitung einer Zustandscharakteristik der Asthenosphäre genutzt wurde. Unter Punkt b sind dort entartete low-velocity-Gebiete zusammengestellt mit außergewöhnlich niedrigen Werten der Ausbreitungsgeschwindigkeit seismischer Wellen  $-v_p, v_s$  (und zwar direkt unterhalb der MOHOROVICIC-Diskontinuität).

Zu diesen Anomalien, die in Japan, den Kurilen, im Westen der USA und in Island nachgewiesen wurden, kommt als weiterer Fakt (s. [4]) hinzu, daß die Dicke der low-velocity-Region vom Osten der USA zum Westen hin zunimmt, was die Auswertung seismischer Beobachtungen in diesem Kontinentalbereich ausweist.

Diese Besonderheiten sind Bestandteil des Gesamtprozesses der globalen Plattentektonik und als solche speziell Auswirkungen des Prozessablaufs, der von den regional verschiedenen Gegebenheiten ebenso beeinflusst wird wie naturgemäß auch durch die entsprechenden Ausgangsbedingungen. Demzufolge mußte die Klärung dieser Frage an den Schluß dieser Komplexuntersuchungen an Prozeßmodellen zur Paläogeodynamik gestellt werden, die ja im Teil A außer der globalen Plattentektonik auch beispielsweise das Differentiationsproblem u. a. m. in die Betrachtung einbeziehen. Dabei ist insbesondere anzustreben, die Existenz dieser Anomalien im Asthenosphärenbereich zwanglos aus dem Zusammenwirken der verschiedenartigen Aspekte herzuleiten.

Gehen wir zunächst aus von den nachgewiesenen Zustandsunterschieden zwischen den subkontinentalen und subozeanischen Zonen des oberen Erdmantels, die weder bei un-terstellter Expansion des Erdkörpers, noch mit Hilfe der Ozeanisierungs-Hypothese verständlich zu machen sind, sondern nur durch zonal begrenzte Differentiation, was wiederum andererseits geeignete Möglichkeiten zur thermischen Abschirmung voraussetzt, um nicht im Widerspruch zur globalen thermischen Vorgeschichte der Erde zu stehen. Wie die festkörperphysikalischen Auswertungen von Hochdruck-Hochtemperatur-Untersuchungen beispielsweise am Phasenübergang: Olivin  $\rightarrow$  Spinell zeigen (s. Teil A), sind solche thermische Abschirmeffekte eine natürliche Folge der beim Phasenübergang sprunghaft zunehmenden elektrischen Leitfähigkeit, wodurch die Transparenz der Hochdruckphase stark vermindert wird. Dieser neue Aspekt konnte somit erst durch die experimentelle Simulierung der PT-Bedingungen des Erdmantels erschlossen werden.

Mit dieser neuen Konzeption besteht nunmehr auch Übereinstimmung mit der Tatsache, daß die hypsometrische Kurve der terrestrischen Topographie zwei Maxima aufweist, was auf eine unabhängige Entwicklung von Kontinenten und Ozeanen verweist. Die Alternativwahrscheinlichkeiten für Durchlaß bzw. Abschirmung im Gesamtmischungsbereich des Olivin zeigt - in Beziehung gesetzt zu den Kontinental- und ozeanischen Anteilen - analoges Verhalten.

Aus der Sicht der Konzeption der globalen Plattentektonik folgt nun zwangsläufig, daß die ursprüngliche Kontinent-Ozean-Verteilung (am Ende der Differentiationsepoche) nachträglichen Veränderungen unterworfen war, die zu der gegenwärtigen Situation führten. Zu diesen Veränderungen liefert die letztere Konzeption gewisse Aspekte - jedoch nur für den letzten Zeitabschnitt ihres Verlaufs, so daß die Ausgangssituation unbestimmt bleibt. Unabhängig davon besteht dagegen die Tatsache, daß solche Driftvorgänge die Verhältnisse im Asthenosphärenbereich verändern müssen, darüber hinaus aber auch (temperatur- und deformationsbedingt) in der Lithosphäre, speziell dort, wo eine Subduktionszone kontinentalseitig "überfahren" wurde. In diese abgeleiteten Folgerungen fügen sich die eingangs erwähnten Anomalien zwanglos ein. Bei reinem spreading (Atlantik-Typ) (s. Teil A) bleibt dagegen die differenzierte subkontinentale Lithosphäre im wesentlichen erhalten, insbesondere in ihren Merkmalen gegenüber den restlichen Lithosphärenteilen; allerdings ist zu erwarten, daß ihre Dicke - und zwar von den Rändern aus - allmählich verringert wird (vgl. hierzu die Ausführungen zur Kontinentaldrift im Teil A).

### Zusammenfassung

Während die Überprüfung der realen Möglichkeiten für eine globale Großplatten-tektonik im ersten (allgemeinen) Teil A an folgenden Punkten einsetzte:

Asthenosphärenzustand,  
 Gleichgewichtssituation des oberen Erdmantels,  
 Auftriebstendenz und Schwere,  
 Lithosphärenreaktionen,  
 Initialprozesse und ihre Horizontalkraftkomponenten,  
 Asthenosphärenwiderstand gegenüber Driftung,  
 Initialphase der Subduktion,  
 Kraftkomponenten der Subduktion,  
 Auswirkungen an der Plattenoberfläche,  
 rheologische Mobilität,  
 Energiebilanz,  
 Kontinentaldrift,  
 ozeanische Entwicklungszyklen,

waren im Teil B die Besonderheiten:

Transform-Störungen: Energiebedarf, Entstehungsphasen, Orientierung,  
 Tripel-Punkte,  
 ozeanische Resorptionszonen,  
 Anomalien im Asthenosphärenbereich

die Ansatzpunkte entsprechender Testuntersuchungen. Wie die Ausführungen im einzelnen zeigen, führt eine Analyse dieser Art, die hochdruck- und festkörperphysikalische Aspekte ebenso wie rheologische, thermische, seismologische und energetische einbezieht, zu keinen grundlegenden Bedenken gegenüber der Konzeption einer globalen Plattentektonik. Das schließt jedoch nicht aus, daß weitere Detailuntersuchungen in geophysikalischer und geologischer Richtung Modifizierungen des Konzepts bewirken könnten.

### Literatur

- [1] BULLARD, Sir E.; EVERETT, J.E.; SMITH, A.G. in: Symposium on continental drift. Phil. Transact. Roy. Soc., 258 (1965), 41-51, 322-323
- [2] BULLEN, K.E. Theory of seismology. Cambridge Univ. Press, 1953
- [3] CHASE, C.G. The N Plate Problem of Plate Tectonics. Geophys. J.R. astr. Sol. 29 (1972), 117-122
- [4] HALES, A.L.; CLEARY, J.R.; DOYLE, H.A.; GREEN, R.; ROBERTS, J. P-Wave station anomalies and the structure of the upper mantle. J. Geophys. Res., 73 (1968), 3885-3896
- [5] Le PICHNON, X. Sea-floor spreading and continental drift. J. Geophys. Res., 73 (1968), 3661-3697



[6] MOHR, P.A. The Afar triple junction and sea-floor spreading. J. Geophys. Res., 75 (1970), 7340-7352

[7] RAFT, A.D. Sea-floor spreading - another rift. J. Geophys. Res., 73 (1968), 3699-3705

[8] REID, H.F. California Earthquake 1906, 4. 18. vol. II. Carnegie Inst. Washington

Übersicht zu Arbeiten über Konvektion im Erdmantel

von

Uwe Walzer

Bei der Konvektion im Erdmantel handelt es sich um ein äußerst verwickeltes Phänomen. Ein großer Teil der Literatur ist deshalb beschreibend spekulativ, es gibt jedoch auch mehr physikalisch orientierte Arbeiten, die man im wesentlichen in zwei Abteilungen gliedern kann:

1. grobe Abschätzungen, die vor allem dazu äußerst wertvoll sind, unmögliche Mechanismen auszuschließen und
2. hydrodynamische Modelle.

Die Stärke letzterer Modelle besteht darin, daß sie im Sinne der analytischen Mechanik und der Thermodynamik klar definiert sind, d. h., Voraussetzungen, Folgerungen und Ergebnisse können deutlich unterschieden werden und über die Richtigkeit des Ergebnisses läßt sich zweifelsfrei urteilen, wenn man die Voraussetzungen akzeptiert. Letzterer Nebensatz aber bezeichnet die erste Schwäche der hydrodynamischen Modelle. Die zweite besteht darin, daß nach allem, was man bis jetzt weiß, die Zahl der möglichen Variablen so groß ist, daß man jetzt und in nächster Zukunft nur einen oder eine geringe Zahl gleichzeitig in einem Modell berücksichtigen kann. Daraus folgt, daß sowohl bei der Wahl als auch bei der Interpretation der Ergebnisse hydrodynamischer Modelle für den Mantel die Spekulation weiterhin ihr Feld behauptet, das durch die Resultate der Modellrechnungen nun allerdings stark verkleinert wurde.

Der Beitrag des Verfassers zur Konvektionstheorie des Erdmantels besteht in der Entwicklung einer neuartigen Theorie der Kinematik der Mantelkonvektion [1, 2, 3], die sich weder unter 1. noch 2. subsumieren läßt, einer Diskussion [4] und Berechnung [5] über den Zusammenhang dieser Theorie mit geologischen und geophysikalischen Beobachtungen sowie einigen hydrodynamischen Modellen [6, 7, 8].

In [1, 2, 3] wird als Ausgangspunkt ein System logisch einfacher Grundsätze zur Kinematik der Konvektionsströme im Erdmantel vorausgesetzt. Voraussetzung ist u. a., daß die Vertikal- und Horizontalabmessungen geschlossener Stromlinien etwa gleich groß sind und daß der Mantel sich nach unten hin der Homogenität immer mehr nähert. Die Auswahl des richtigen Strömungssystems erfolgt mit Hilfe der Theorie der Punktgruppen. Berechnet man von den Grundsätzen ausgehend analytisch und anschließend mit elektronischen Rechnern die zu erwartende Verteilung orientierungsabhängiger Funktionen der Kugelfunktionskoeffizienten der Topografie der Erde, so stellt man bezüglich der Extrema bis zur 31. Ordnung, d. h. soweit sie überhaupt bisher bekannt sind, Übereinstimmung fest. Das System ergibt als Nebenprodukt die seismischen Diskontinuitäten des Erdmantels. Das heißt nicht, daß es sie erklärt, sondern daß es genau mit ihnen verträglich ist. Auch der Einfluß der einzelnen Strömungstypen auf die einzelnen orientierungsabhängigen Größen  $h_n$  wurden untersucht. Die  $h_n$  sind Funktionen der Kugelfunktionskoeffizienten der Ordnung  $n$ , die von der Orientierung des Gradnetzes unabhängig sind. Die Theorie ist bis ins Detail nachprüfbar, wenn man [3] und [2] kennt. Das Wesen der kinematischen Konvektionstheorie ist, daß aus wenigen, relativ plausiblen Grundannahmen die kinematisch möglichen Strömungstypen hergeleitet werden, wobei die Verifikation in den erwähnten numerischen Übereinstimmungen liegt. Weil die Zahl der möglichen Strömungstypen groß und weil das Ineinandergreifen der wenigen Grundsätze verwickelt ist und dadurch ein hoher Rechenmaschinenaufwand nötig war, ist auch ein „Anpassen“ der Grundsätze an die „beobachteten“ Kugelfunktionskoeffizienten praktisch unmöglich.

In [4] werden die Grundsätze (Voraussetzungen der kinematischen Theorie [2, 3]) noch eingehender motiviert, der Zusammenhang zwischen den Fragen der 'Episodizität der Orogenesen und der Stationarität bzw. Instationarität der Konvektionsströmungen erörtert und die Beziehungen der kinematischen Konvektionstheorie zur Ocean-Spreading-Theorie besprochen.

In [5] wurde vor allem durch numerische Maschinenrechnungen gezeigt, daß die Koeffizienten der Kugelfunktionsentwicklung der Topographie der Erde und daraus gebildete orientierungsunabhängige Größen hauptsächlich die Verteilung von Kontinenten und Ozeanen widerspiegeln. Daraus folgt im Zusammenhang mit [2, 3], daß die Mantelströmungen in erster Linie die Kontinentaldrift und erst sekundär andere tektonische Phänomene bewirken.

Die Reihe der hydrodynamischen und damit im engeren Sinne physikalisch fundierten Arbeiten beginnt mit [6]. Der Arbeit liegt die Überlegung zugrunde, daß sich Phasengrenzflächen im Mantel im Laufe der thermischen Entwicklung der Erde (Aufheizung) oder aus kosmologischen oder anderen Gründen säkular verschoben können, wobei eine flächenhafte Wärmequelle oder -senke entstünde. Um zu sehen, welchen Einfluß das auf die Konvektion haben würde, wurde folgendes Modell vorausgesetzt: Es gelten die linearisierten Konvektionsdifferentialgleichungen für eine inkompressible Newtonsche Flüssigkeit in einer ebenen Schicht, die senkrecht zu einem homogenen Schwerfeld steht. Die Grenzebenen werden auf konstanten Temperaturen gehalten, wobei die an der unteren Ebene höher liegen als die an der oberen. Im Inneren der Schicht existiert eine wärmeproduzierende Ebene parallel zu den Grenzebenen. Diese Ebene wird durch die Strömungen nicht verschoben, sie behindert diese nach Voraussetzung aber auch nicht außer eventuell durch den Einfluß der Wärmeproduktion. Diese Voraussetzung ist den Verhältnissen im Mantel angepaßt, denn die Phasengrenzflächen sind in erster Linie durch den hydrostatischen Druck bedingt, weil die hydrodynamischen Druckanteile wegen der sehr kleinen Strömungsgeschwindigkeit sehr klein sind und auch der dynamisch bedingte Temperaturänderungseinfluß klein ist. Es war möglich, eine exakte analytische allgemeine Lösung für stationäre Strömungen zu finden. Auch die Konstanten konnten bestimmt werden. Es liegt auf der Hand, daß die Lösung sehr verwickelt ist. Es ergeben sich Konvektions"rollen" (die natürlich keine exakten Kreislinien enthalten), die einander an der wärmeproduzierenden Ebene tangieren. Damit kehrt ein wichtiger Aspekt der kinematischen Theorie in diesem Modell wieder.

In [7] wurde die Theorie der Konvektion für eine Kugelschale entwickelt. In der Kugelschale ist der Vektor der Schwerebeschleunigung überall auf den Mittelpunkt gerichtet und dem Betrag nach konstant. Die äußere und die innere Begrenzungskugelfläche werden auf konstanten Temperaturen gehalten, wobei die Temperatur der inneren die höhere ist. Zusätzlich werden eine in der Kugelschale homogene Wärmequellendichte und eine flächenhafte Wärmequelle an einer zum Modell konzentrischen inneren Kugelfläche eingeführt (die man in den Lösungen natürlich auch einzeln oder gemeinsam gleich Null setzen kann). Das Wesentliche der Arbeit besteht jedoch darin, daß die Newtonsche Flüssigkeit nicht als inkompressibel vorausgesetzt wird.

Bekanntlich gibt es im Mantel einen Dichteanstieg von ca.  $3,31 \text{ g/cm}^3$  unter der Moho auf  $5,53 \text{ g/cm}^3$  über der Kern-Mantel-Grenze. Auch innerhalb einzelner Schalen des Mantels beobachtet man fast überall eine mit dem Radius variable Dichte, so daß

hydrodynamische Rechnungen mit quasikonstanter Dichte (Boussinesq-Approximation) nur für Teile der GUTENBERG'schen Langsamschicht (low velocity layer) unmittelbar anwendbar sind. Der Hauptgedanke der Arbeit [7] besteht darin, Zustandsgleichungen, die nach den Arbeiten anderer Autoren für den Erdmantel oder einzelne Schalen desselben bekannt sind, in die Konvektionsdifferentialgleichungen einzuführen und diese möglichst weitgehend analytisch zu lösen. Eine Voraussetzung dafür, daß das Modell sinnvoll konstruiert wurde, besteht in Ringwoods Ergebnis, daß die Dichtezunahme für  $200 \text{ km} < \text{Tiefe} < 1200 \text{ km}$  quantitativ durch die Druckzunahme erklärt werden kann. Analytische Lösungen konnten nur für den stationären Fall hergeleitet werden.

In [8] wurde das in [7] behandelte Kugelschalenmodell auf den inkompressiblen Fall ohne Flächenwärmequellen vereinfacht und dafür die Temperaturabhängigkeit der effektiven Viskosität berücksichtigt. Es werden die Differentialgleichungen des Problems für den instationären Fall aufgestellt und nach vielfachen Umformungen so vereinfacht, daß eine Lösung durch Übergang zu den Differenzgleichungen und Benutzung elektronischer Rechenmaschinen auch praktisch als möglich und sinnvoll erscheint. Die Lösungen werden vermutlich zeitlich periodisches Verhalten zeigen. Im Anschluß an diese Rechnungen und gewisse energetische Abschätzungen wird die Hypothese vorgeschlagen, daß Konvektion dauernd im oberen Mantel, episodisch jedoch auch im unteren Mantel stattfindet. Letzteres würde durch die Temperaturabhängigkeit der Viskosität bewirkt. Durch langsame radioaktive Aufheizung würde die Viskosität des unteren Mantels allmählich niedriger, bis die kritische Rayleigh-Zahl erreicht wäre. Damit setzte im unteren Mantel die Konvektion ein, d. h., es würde Wärme abgegeben. Dadurch aber stiege die effektive Viskosität wieder, wodurch die Konvektion im unteren Mantel wieder zum Erliegen käme. Diese episodische Wärmeabgabe würde sich in der Kruste durch zeitweilige Verstärkung der magmatischen und tektonischen Aktivität bemerkbar machen. Die Hypothese wird in Verbindung zu Beobachtungstatsachen gesetzt, die zum Teil in [8], zum anderen in [4] erörtert werden.

Literatur

- [1] WALZER, U. Konvektionsströmungen im Erdmantel, die Kugelfunktionsentwicklung der Topographie und seismische Diskontinuitäten.  
Vermessungstechnik, Berlin, 18. Jg. (1970) 12, S. 460 - 462
- [2] WALZER, U. Convection Currents in the Earth's Mantle and the Spherical Harmonic Development of the Topography of the Earth.  
Pure Appl. Geophysics, 87 (1971) IV, S. 73 - 92
- [3] WALZER, U. A Quantitative Kinematic Theory of Convection Currents in the Earth's Mantle.  
Pure Appl. Geophysics (im Druck)
- [4] WALZER, U. Discussion of the New Kinematic Convection Theory.  
Pure Appl. Geophysics (im Druck)
- [5] WALZER, U. The Distribution of Continents and Oceans and its Relation to Mantle Convection.  
Gerl. Beitr. Geophysik 81 (1972) 6, S. 471 - 480
- [6] WALZER, U. Cellular Convection with Inner Areal Heat Source.  
Pure Appl. Geophysics (im Druck)
- [7] WALZER, U. Convection in a Spherical Shell under Consideration of Equations of State.  
Gerl. Beitr. Geophysik (im Druck)
- [8] WALZER, U. A Convection Mechanism for Explaining Episodicity of Magmatism and Orogeny.  
Pure Appl. Geophysics (im Druck)