

Werk

Jahr: 1984

Kollektion: fid.geo

Signatur: 8 Z NAT 2148:54

Digitalisiert: Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen

Werk Id: PPN1015067948_0054

PURL: http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN1015067948_0054

LOG Id: LOG_0022

LOG Titel: Die thermische Evolution der Erde

LOG Typ: article

Übergeordnetes Werk

Werk Id: PPN1015067948

PURL: <http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN1015067948>

OPAC: <http://opac.sub.uni-goettingen.de/DB=1/PPN?PPN=1015067948>

Terms and Conditions

The Goettingen State and University Library provides access to digitized documents strictly for noncommercial educational, research and private purposes and makes no warranty with regard to their use for other purposes. Some of our collections are protected by copyright. Publication and/or broadcast in any form (including electronic) requires prior written permission from the Goettingen State- and University Library.

Each copy of any part of this document must contain these Terms and Conditions. With the usage of the library's online system to access or download a digitized document you accept the Terms and Conditions.

Reproductions of material on the web site may not be made for or donated to other repositories, nor may be further reproduced without written permission from the Goettingen State- and University Library.

For reproduction requests and permissions, please contact us. If citing materials, please give proper attribution of the source.

Contact

Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen
Georg-August-Universität Göttingen
Platz der Göttinger Sieben 1
37073 Göttingen
Germany
Email: gdz@sub.uni-goettingen.de

*Review article***Die Thermische Evolution der Erde**
Thermal evolution of the earth

T. Spohn

Institut für Meteorologie und Geophysik, Johann-Wolfgang-Goethe-Universität,
Feldbergstraße 47, D-6000 Frankfurt, BRD

Zusammenfassung. Die Abkühlrate der Erde wird bestimmt durch a) die Wärmeübertragungseigenschaften der Mantelkonvektion, b) die Rate der Wärmezeugung in der Erde und c) durch den ursprünglichen Wärmehalt nach Entstehung der Erde aus dem solaren Urnebel. Der ursprüngliche Wärmehalt betrug etwa 10^{31} J. Die Rate der Wärmezeugung durch Zerfall radioaktiver Isotope beträgt heute $2-3 \cdot 10^{13}$ W, etwa 50–75% des gegenwärtigen Oberflächenwärmeflusses, und hat während der Erdgeschichte um eine Größenordnung abgenommen. Latente Wärme und Gravitationsenergie, die während der Differentiation des Kerns freigesetzt werden, tragen etwa 10^{12} W zum Wärmebudget bei. Bei geschichteter Mantelkonvektion (oberer und unterer Mantel) bestimmen die Wärmeübertragungseigenschaften des oberen, bei den ganzen Mantel durchgreifender Konvektion die des gesamten Mantels die Abkühlrate. Aus den Verhältnissen der Schichtmächtigkeiten und dem Anwachsen der Nusseltzahl Nu mit der Rayleighzahl Ra folgt, daß eine Erde mit chemisch homogenem Mantel erheblich schneller abkühlt als eine chemisch geschichtete Erde. Der Wärmeüberschuß des geschichteten Modells befindet sich im unteren Mantel und im Kern. Die hohe Viskosität des unteren Mantels von wenigstens 10^{21} Pa s ist daher am ehesten mit durchgreifender Mantelkonvektion vereinbar. Die Abkühlrate des Kerns und damit die Wachstumsrate des inneren Kerns sind gleichfalls von dem Wärmeübertragungsvermögen der Mantelkonvektion bestimmt. Evolutionsrechnungen mit einfacher Nu - Ra -Parametrisierung des konvektiven Wärmetransports ergeben, unabhängig von der Schichtung der Mantelkonvektion, ein Alter des inneren Kerns von 2–3 Ga. Da das Alter des Magnetfeldes wenigstens 3,5 Ga beträgt, ist der Geodynamo in frühen Stadien der Erdgeschichte wahrscheinlich durch thermische Konvektion danach (auch) durch chemische Konvektion betrieben worden. In einem vollständig geschmolzenen Kern ohne innere Wärmequellen kann thermische Konvektion nicht während des gesamten Alters des Sonnensystems aufrecht erhalten werden, da die Mantelkonvektion Wärme zu schnell abführt. Das Fehlen eines intrinsischen Magnetfeldes bei Venus und Mars könnte auf das Fehlen eines wachsenden inneren Kerns zurückzuführen sein. Die Wechselwirkung von thermischer und chemischer Evolution der Erde ist bedeutsam. Die Differentiation des Erdmantels durch Abscheiden der kontinentalen Kruste entzieht dem Mantel Wärmequellen, hinterläßt aber die Kontinente als Wärmedämmschilde. Die Wirkung der Kontinente könnte

die Mantelkonvektion zu ständiger Umordnung ihres Strömungsmusters zwingen und der Grund der Kontinentaldrift sein.

Abstract. Earth's cooling rate is determined by a) the heat transfer properties of mantle convection, b) the rate of internal heat production, and c) Earth's primordial heat. The primordial heat is around 10^{31} J. Radioactive decay of longlived isotopes generates heat at a rate of $2-3 \cdot 10^{13}$ W, about 50–75% of the present surface heat flow. The release of latent heat and gravitational energy during inner core growth contributes about 10^{12} W to the heat budget. The cooling rate with layered mantle convection (upper and lower mantles) is governed by the heat transfer properties of upper mantle convection, while for whole mantle convection it is governed by the heat transfer properties of the whole mantle. From the ratio of the layer thicknesses and the increase of the Nusselt number Nu with increasing Rayleigh number Ra it is concluded that a chemically homogeneous mantle cools much faster than a chemically layered mantle. The excess heat of the layered model is located in the lower mantle and the core. The large lower mantle viscosity of at least 10^{21} Pa s thus favours whole mantle convection. The core's cooling rate and, accordingly, the inner core's growth rate are likewise dependent on the heat transfer properties of mantle convection. Thermal evolution models with convective heat transfer parameterized by a simple Nu - Ra -relation give an age of the inner core of 2–3 Ga, independent of mantle layering if the core liquidus is appropriately chosen. This suggests that the geodynamo was powered by thermal convection early in the Earth's history and (also) by chemical convection in its later stages. Completely fluid cores, devoid of intrinsic heat sources, are not likely to sustain thermal convection for the age of the solar systems because mantle convection removes heat too effectively. The present lack of Venus and Mars of an intrinsic magnetic field could be due to still completely liquid cores. The thermal and the chemical evolution of Earth are related, with probably important consequences. The differentiation of the mantle by production of crustal rock transfers heat sources from the mantle to the continents which, however, act as thermal blankets. The thermal blanketing could force the mantle convection to continually change its flow pattern and might well be the cause of continental drift.

Key words: Earth evolution – Thermal state – Mantle convection – Mantle layering – Inner core growth – Geodynamo

Einleitung

Aus den Beobachtungen des Oberflächenwärmeflusses kann gefolgert werden, daß die Erde Wärme mit beträchtlicher Rate verliert. Der heutige Wärmeverlust beträgt $4,2 \cdot 10^{13}$ W (Sclater et al. 1980; Pollack, 1982). Der Oberflächenwärmefluß kann nicht im Gleichgewicht mit der im Erdkörper (z.B. durch radioaktiven Zerfall) erzeugten Wärme stehen. Eine zeitliche Änderung des Oberflächenwärmeflusses eines Körpers, in dem Wärme durch Wärmeleitung oder Konvektion zur Oberfläche transportiert wird, hat immer auch eine zeitliche Änderung seiner inneren Energie zur Folge (Schubert et al., 1980; Stacey, 1981). Im Gleichgewicht wäre aber eine zeitliche Änderung des Wärmeverlusts allein schon durch den Zerfall der radioaktiven Elemente und der daraus folgenden Abnahme der Wärmeproduktion gegeben. Ein beträchtlicher Anteil des Oberflächenwärmeflusses, 10–50% (Sharpe und Peltier, 1979; Schubert et al., 1980; Davies, 1980; Spohn und Schubert, 1982a), rührt deshalb vom Abkühlen des Planeten her. Da die endogene Dynamik der Erde aus dem Wärmehalt der Erde gespeist wird, werden sich beobachtbare Größen wie Verschiebungsraten der Lithosphärenplatten, Raten der Gebirgsbildung, Stärke des Magnetfeldes im Laufe der Erdgeschichte ändern. Modellrechnungen zur thermischen Evolution der Erde (und anderer Planeten) (z.B. Sharpe und Peltier, 1978, 1979; Schubert et al., 1979a, b; Cook und Turcotte, 1981; Lubimova und Parphenuk, 1981; Stacey, 1981; Spohn und Schubert, 1982a; Stevenson et al., 1983) versuchen, den heutigen Zustand der Erde aus Annahmen über den Anfangszustand abzuleiten. Dabei können Beiträge zum Verständnis des Aufbaus und Funktionierens des Erdinnern geleistet werden, da die Evolutionsrechnungen angeben, wie ein Modell sich zeitlich entwickeln wird. Beispiele für Fragestellungen, zu denen thermische Evolutionsrechnungen beitragen können oder beigetragen haben, sind:

- a) Gehalt der Erde an und Verteilung der radiogenen Wärmequellen (Davies, 1980; Schubert et al., 1980; Spohn und Schubert, 1982a).
- b) Chemische und physikalische Schichtung des Mantels (Spohn und Schubert, 1982a).
- c) Antrieb des Geodynamos (Stevenson et al., 1983).
- d) Temperaturverteilung.

Als erste thermische Evolutionsrechnung für die Erde kann vielleicht Lord Kelvins (1864) Abschätzung des Erdalters gelten. Mit der Modellvorstellung einer anfänglich vollständig geschmolzenen, sich von außen nach innen verfestigenden Erde errechnete er, daß der gegenwärtige Oberflächenwärmefluß nach 25 Millionen Jahren erreicht wäre. Dieses Alter ist falsch um einen Faktor von ≈ 200 . Zwei wichtige Elemente des Wärmehaushalts der Erde waren damals noch nicht bekannt, bzw. in ihrer Bedeutung für die thermische Evolution der Erde nicht erkannt: Radioaktivität und konvektiver Wärmetransport.

Aus einer Reihe von Argumenten kann gefolgert werden, daß die Erde Wärme durch Konvektion abführt und Wärmeleitung eine untergeordnete Rolle spielt:

1) Der Erdmantel ist über geologische Zeiten betrachtet fluid. Er hat eine effektive dynamische Viskosität von 10^{20} – 10^{21} Pa s (Cathles, 1975; Peltier, 1981; Yuen et al., 1982). Das fluide Verhalten des Erdmantels ist eine Folge des Festkörperkriechens der Mantelsilikate (Weertman und Weertman, 1975; Carter, 1976).

2) Die beobachteten Horizontalverschiebungen und die Subduktion der Lithosphärenplatten verlangen aus Gründen der Massenerhaltung Fließbewegungen wenigstens in Teilen des Erdmantels.

3) Lineare Stabilitätsuntersuchungen zeigen, daß der Mantel thermische Konvektion erfahren sollte (Pekeris, 1935; Knopoff, 1964; Tozer, 1965; Schubert et al., 1969).

4) Wärmeleitung ist nicht effektiv genug, um die im Erdkörper durch radioaktiven Zerfall erzeugte Wärme abzuführen. Als Folge müßte sich der Erdmantel aufheizen und wegen der Temperaturabhängigkeit der Viskosität notwendigerweise zu thermischer Konvektion führen (Tozer, 1965; Stevenson und Turner, 1979).

5) Außer dem „Geodynamo“ ist gegenwärtig kein Modell bekannt, das die Existenz des Erdmagnetfeldes erklären könnte. Der Geodynamo setzt Strömung im äußeren Kern voraus, die am ehesten auf thermische oder chemische Konvektion zurückzuführen ist (Gubbins, 1974; Busse, 1978a).

Nach heutigen Vorstellungen entstanden die terrestrischen Planeten etwa gleichzeitig mit der Sonne und den Riesenplaneten durch Akkretion aus einem kondensierten Urnebel (Safronov, 1972; Weidenschilling, 1974; Cameron, 1978; Wetherill, 1980). Dies geschah vor etwa 4,6 Milliarden Jahren; der Vorgang war vermutlich nach nicht mehr als einigen 10^8 Jahren abgeschlossen (Wetherill, 1980, 1981; Safronov, 1981). Während der Akkretion sind die terrestrischen Planeten durch den Einschlag von Körpern, die bis zu Planetoidengröße erreicht haben mögen, bis zum Schmelzpunkt aufgeheizt worden (Safronov, 1978, 1981; Kaula, 1979; Sharpe und Peltier, 1979; Stacey 1981). Eine weitere Aufheizung ist nicht wahrscheinlich, da die zugeführte Energie durch Konvektion schnell abgeführt worden wäre. Aus der Kenntnis der Schmelztemperaturen terrestrischer Materialien und ihrer Wärmekapazität – $7 \cdot 10^{27}$ JK⁻¹ für die Erde (Stacey, 1981) – kann der ursprüngliche Wärmehalt der Erde zu einigen wenigen 10^{31} J abgeschätzt werden. Der ursprüngliche Wärmehalt der übrigen terrestrischen Planeten Merkur, Venus und Mars verhält sich zu dem der Erde wie die Volumina der Planeten. Wir erhalten einige 10^{30} J für Mars und Merkur und 10^{31} J für Venus. Seit ihrer Akkretion sind die terrestrischen Planeten abgekühlt. Zu einem fernen Zeitpunkt werden sie ausgekühlt und jede geodynamische Aktivität erloschen sein (Kaula, 1975). Der Zeitraum, der von der Akkretion bis zum Erkalten verstreicht, hängt von

- a) dem ursprünglichen Wärmehalt,
- b) den inneren Wärmequellen und
- c) den Wärmeübertragungseigenschaften

des Planeten ab. Je geringer der ursprüngliche Wärmehalt, je geringer die Wärmeproduktion und je besser die Wärmeübertragungseigenschaften, desto eher kühlt er aus. Während etwa $\frac{2}{3}$ der Erdoberfläche jünger als 200 Ma ist, sind die größten Teile der Oberflächen von Mars und Merkur einige Milliarden Jahre alt (Head, 1981). Erinnern wir uns, daß der ursprüngliche Wärmehalt von Mars und Merkur um eine Zehnerpotenz kleiner als der der Erde ist,

so leuchtet der Unterschied der Alter der Oberflächen qualitativ ein.

Im nächsten Abschnitt dieser Arbeit werden die wärmeerzeugenden Vorgänge in der Erde kurz diskutiert, danach die Transporteigenschaften von Wärmeleitung und Konvektion. Es folgt dann eine Beschreibung von Modellansätzen für Evolutionsrechnungen. Der fünfte Abschnitt enthält eine Diskussion von Evolutionsmodellen des Erdmantels und -kerns bei durchgreifender und geschichteter Mantelkonvektion und den Versuch, in Ansätzen, die Rolle der Kontinente und der Differentiation des Mantels durch Abscheiden der Kruste aufzuzeigen. Einige Schlußbemerkungen beenden die Arbeit.

Wärmequellen

Als wärmeerzeugende Vorgänge im Innern terrestrischer Planeten kommt der Zerfall radioaktiver Isotope, das Freiwerden gravitativer Energie bei Differentiation des Planeten sowie das Freiwerden latenter Wärme in Betracht. Latente Wärme ist eine wichtige Wärmequelle im Erdkern. Modellrechnungen (Stevenson et al., 1983) haben eine gegenwärtige Wachstumsrate des festen inneren Kerns von 250 m Ma^{-1} ergeben. Bei einer latenten Wärme von $5 \cdot 10^5 \text{ J kg}^{-1}$ ergibt sich daher eine Wärmeerzeugung von $\approx 10^{12} \text{ W}$, etwa ein Drittel des bei den Modellrechnungen erhaltenen gegenwärtigen Wärmeflusses vom Kern und etwa 2,5% des gegenwärtigen Wärmeverlustes der Erde von $4 \cdot 10^{13} \text{ W}$. Die beim Ausfrieren des inneren Kerns umgesetzte potentielle Energie ist von derselben Größenordnung wie die latente Wärme (Stevenson et al., 1983). Ob der Kern insgesamt heute durch Differentiation des Mantels wächst, ist umstritten. Neuere Diskussionen des Themas finden sich bei Keondijan (1981) und Stevenson (1981). Der Autor neigt zu der Ansicht, daß die Bildung des Kerns während der Akkretionsphase oder bald danach im wesentlichen abgeschlossen war. Der Schmelzpunkt von Eisen, insbesondere wenn dieses mit einem leichten Element legiert ist, liegt unterhalb des Schmelzpunkts von Mantelsilikaten. In einem Planeten, dessen Temperatur sich am oder nahe am Schmelzpunkt von Silikaten befindet, wird Eisen wegen der nichtlinearen temperaturabhängigen Rheologie der Silikate rasch nach unten sinken (Elsasser, 1963; Walker et al., 1978; Stevenson, 1981). Die dabei dissipierte Energie hat sicherlich nicht unerheblich zum Wärmebudget des Proto-planeten beigetragen. Abschätzungen (Fلاسar und Birch, 1973; Shaw, 1978) ergeben eine während der Bildung des Erdkerns dissipierte Energie von 10^{31} J . Die Existenz des Erdmagnetfeldes ist zumindest für die letzten 3,5 Ga (McElhinny und Senanayake, 1980) belegt. Wenn der Erdkern früh entstanden ist, ist diese Beobachtung ohne weiteres verständlich. Es ist wahrscheinlich, daß der Kern sich nicht im chemischen Gleichgewicht mit dem tiefen Mantel befindet (Brett, 1976; Ringwood, 1978; Stevenson, 1981). Materialtransport über die Kern-Mantelgrenze ist aber beschränkt auf die sehr langsame Festkörperdiffusion, es sei denn, der tiefe Mantel wäre, etwa in der Seismischen D''-Schicht, partiell geschmolzen.

Der Gehalt der Erde an radioaktiven Isotopen ist nach wie vor unsicher. Zwar sind die Konzentrationen der thermisch relevanten, langlebigen Elemente U, Th und K in Krustengesteinen und einigen Mantelxenolithen bestimmt worden (eine neue Zusammenfassung der Daten findet sich in "The Basaltic Volcanism Study Project", 1981), doch

kann aus diesen Daten nicht ohne weiteres auf den Gehalt der Erde an radioaktiven Elementen geschlossen werden. Allenfalls kann davon ausgegangen werden, daß die Verhältnisse der Konzentrationen K/U von 10^4 und Th/U von 3,5 (Taylor und McLennan, 1981) repräsentativ sind. Der Wert des Verhältnisses von Th/U von 3,5 (im Mittel) scheint für terrestrische Gesteine und Meteorite zu gelten (Stacey, 1977a), während K/U in Mondgesteinen $2 \cdot 10^3$ (Gast, 1972), in chondritischen Meteoriten aber bis zu $7 \cdot 10^4$ (Mason, 1971) betragen kann. Das Krustengestein der Venus zeigt (an drei Stellen) K/U-Werte, die denen des irdischen Krustengesteins gleichen, Marsgestein gleicht eher dem Oberflächengestein des Mondes (Surkov, 1977). Die radioaktiven Elemente mit langen Halbwertszeiten (vergleichbar mit dem Alter des Sonnensystems) sind wegen ihrer großen Ionenradien und ihrer Valenzen stark lithophil. Es ist daher zu erwarten, daß die Kruste als Differentiationsprodukt des Mantels an radioaktiven Elementen angereichert, der Mantel entsprechend verarmt ist. In der Tat tragen die radioaktiven Elemente der Erdkruste mehr als 10% zum gesamten Oberflächenwärmefluß bei (Sclater et al., 1980). Schon aus diesen Gründen können die absoluten Konzentrationen von K, U und Th im Krustengestein nicht repräsentativ für den Erdmantel sein, wenn der Oberflächenwärmefluß nicht geringer als die Wärmeproduktionsrate sein soll. Ultrabasische Mantelgesteine zeigen Wärmequellichten von bis zu weniger als 1% der Werte kontinentaler Krustengesteine (Basaltic Volcanism Study Project, 1981).

Man findet in der älteren Literatur und auch in einigen Lehrbüchern (Stacey, 1977a; Brown und Mussett, 1981) Wärmeproduktionsraten für die Erde (z.B. Wasserburg et al., 1964) und den Mond (Langseth et al., 1976), die unter der Annahme eines Gleichgewichts zwischen radiogener Wärmeerzeugung und Oberflächenwärmefluß berechnet worden sind. Man erhält für die Erde $9,1 \cdot 10^{-12} \text{ W kg}^{-1}$, wenn man annimmt, daß im Kern keine nennenswerten Konzentrationen radioaktiver Elemente vorkommen (Oversby und Ringwood, 1972; Ganguly und Kennedy, 1977; Spohn und Schubert, 1982a). Mit Hilfe der obigen Konzentrationsverhältnisse K/U und Th/U sowie den Wärmeerzeugungsraten von ^{238}U , ^{235}U , ^{232}Th , ^{40}K (Tabelle 1) können die mittleren Konzentrationen von U, Th und K dann zu 41 und 142 ppb und 407 ppm abgeschätzt werden.

Theoretische Überlegungen zu den Wärmeübertragungseigenschaften der Mantelkonvektion haben jedoch gezeigt, daß radiogene Wärmeerzeugung und Oberflächenwärmefluß nicht im Gleichgewicht sein können (Schubert et al., 1980; Stacey, 1981). Wenigstens 25–50% des gegenwärtigen Oberflächenwärmeflusses sind auf den Verlust an innerer Energie zurückzuführen. Andere Modellrechnungen (Davies, 1980; Spohn und Schubert, 1982a) ergeben einen Anteil der Wärmeproduktion am Oberflächenwärmefluß von 60–80%. Dies wird auch bestätigt durch Modellrechnungen, über die in dieser Arbeit berichtet wird. Ähnliche Anteile sind auf Grund geochemischer Argumente von Ringwood (1975), Taylor (1979a) und O'Nions et al. (1979) errechnet worden. Unabhängige Abschätzungen des K-Gehalts der Erde (auf Grund von ^{40}Ar -Systematiken und K/Rb-Konzentrationsverhältnissen) ergeben Werte von 100–200 ppm (Hurley, 1968; Ozima und Kudo, 1972; Hart und Hogan, 1978; Taylor 1979a), 25–50% der weiter oben errechneten Konzentrationen. Man darf daher die oben errechnete spezifische Wärmeproduktionsrate von

Tabelle 1. Wärmeerzeugung durch langlebige Isotope (Quelle: Basaltic Volcanism Study Project, 1981)

	Spez. Wärmeerzeugungsrates $10^{-5} \text{ W kg}^{-1}$	Zerfallskonstante 10^{-10} a^{-1}	Relative Häufigkeit des Isotops
^{238}U	9,40	1,55125	0,9928
^{235}U	57,9	9,8485	0,0072
^{232}Th	2,60	0,49475	1,0
^{40}K	3,02	5,543	$1,167 \cdot 10^{-4}$

$9,1 \cdot 10^{-12} \text{ W kg}^{-1}$ als obere Schranke ansehen, der wahrscheinliche Wert liegt näher bei $5\text{--}7 \cdot 10^{-12} \text{ W kg}^{-1}$.

Die Zerfallskonstanten λ der Isotope ^{238}U , ^{235}U , ^{232}Th und ^{40}K sind gut bekannt (Tabelle 1). Daher können die Konzentrationen C dieser Isotope mittels

$$C = C_p e^{\lambda(t_p - t)} \quad (1)$$

in die Vergangenheit zurückgerechnet werden. In (1) ist C_p die heutige Konzentration des betreffenden Isotops, t_p ist das heutige Alter der Erde. Aus den Konzentrationen und den Wärmeerzeugungsrates (Tabelle 1) findet man dann die Wärmeerzeugungsrates im Erdkörper als Funktion der Zeit. Sie hat in 4,5 Ga um etwa einen Faktor 10 abgenommen.

Es ist möglich, daß kurzlebige radioaktive Isotope in der frühen Geschichte der terrestrischen Planeten merklich zum Wärmehaushalt beigetragen haben. Hier ist vor allem ^{26}Al zu nennen (Fish et al., 1960). Allerdings ist die Halbwertszeit von ^{26}Al mit $7 \cdot 10^5$ a klein gegen die Akkretionszeit von $10^7\text{--}10^8$ a. Darüber hinaus ist die Wärmeerzeugungsrates von ^{26}Al um 1–2 Größenordnungen kleiner als die der vorgenannten langlebigen Isotope.

Wärmetransport

Wärmeleitung

Grundsätzlich kann Wärme durch Wärmeleitung, Konvektion und elektromagnetische Strahlung transportiert werden. Die Frage, welcher Mechanismus dominiert, wird durch die Materialeigenschaften und die geometrischen Eigenschaften eines Körpers beantwortet. Wärmeleitung ist eine Folge des Austauschs kinetischer Energie zwischen Molekülen, Konvektion ist Wärmetransport durch makroskopische Bewegung. In stark absorbierenden Materialien kann der Beitrag der Strahlung zum Wärmetransport in die Definition der Wärmeleitfähigkeit aufgenommen werden. Die Wärmeleitfähigkeiten von Mantelsilikaten bei hohen Temperaturen und Drücken sind nicht gut bekannt. Für den unteren Erdmantel besteht eine Unsicherheit um den Faktor 4 (Basaltic Volcanism Study Project, 1981). Über den Tiefenbereich des Erdmantels kann die Wärmeleitfähigkeit um den Faktor 30 zunehmen. Für globale Modellrechnungen wird gewöhnlich $5 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ als repräsentativ für den gesamten Mantel angenommen. Die Wärmeleitfähigkeit im flüssigen äußeren Kern kann mit der Wiedemann-Franz-Beziehung (Kittel, 1976) aus der elektrischen Leitfähigkeit zu $40 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ abgeschätzt werden (Stevenson, 1980).

Man kann leicht zeigen, indem man die Wärmeleitungsgleichung skaliert (Spohn und Schubert, 1982b), daß die Zeiteinheit für Wärmetransport durch Wärmeleitung

$$\tau = \frac{H^2}{\kappa} \quad (2)$$

beträgt. Hier ist H eine charakteristische Länge (z.B. die Dicke des Mantels) und $\kappa = \frac{k}{\rho c}$ die Temperaturleitfähigkeit, ρ die Dichte und c die spezifische Wärmekapazität. Ein charakteristischer Wert für κ ist $10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Mit $H = 3 \cdot 10^6 \text{ m}$ folgt $\tau = 9 \cdot 10^{18} \text{ s}$, etwa $3 \cdot 10^{11}$ Jahre, eine lange Zeit im Vergleich zum Alter der Erde. Dies bedeutet, daß Wärme, die radiogen im tiefen Mantel erzeugt wurde, durch Wärmeleitung allein noch nicht an die Oberfläche transportiert werden konnte. Wärmeleitung durch die Lithosphäre ($H = 10^5 \text{ m}$) wird dagegen in Einheiten von $3 \cdot 10^8$ Jahren gemessen und ist daher von Bedeutung für die Wärmebilanz. Auf der anderen Seite ist auch diese Zeit groß genug, um denkbare thermische Vorgänge im tiefen Bereich der Lithosphäre lange Zeit nicht als Veränderung des Oberflächenwärmeflusses erkennbar zu machen. So könnte ein konvektiver Aufstrom die Lithosphäre bis zur Kruste thermisch erodiert haben, bevor der Oberflächenwärmefluß sich, als Folge des in die Lithosphäre konvektiv getragenen Wärmestroms, um einige Prozent erhöht hätte (Spohn und Schubert, 1982b, 1983). Daher sind Bestimmungen der Lithosphärenmächtigkeiten aus dem Oberflächenwärmefluß (Chapman und Pollack, 1977) nur bedingt aussagekräftig.

Thermische Konvektion

Freie Konvektion kann nur in einem fluiden Medium auftreten. Terrestrische Gesteine verformen sich bei genügend hoher Temperatur ($T \geq 0,5 \cdot T_m$, T_m : Schmelztemperatur) durch das Wandern von atomaren Fehlstellen (Diffusionskriechen) und Versetzungen (Dislokationskriechen) (Weertman und Weertman, 1975; Carter, 1976). Die Verformungsrates sind derart, daß sich der Mantel, über geologische Zeiträume gesehen, wie eine viskose Flüssigkeit verhält. Die Temperaturabhängigkeit der effektiven, dynamischen Viskosität kann durch ein Gesetz der Form

$$\mu = \mu_0 \exp\left(a \frac{T_m}{T}\right) \quad (3)$$

mit der empirischen Konstanten $a \approx 30$, dargestellt werden (Weertman und Weertman, 1975). Im Falle des Dislokationskriechens ist die effektive Viskosität proportional zum Quadrat der Scherspannung, im Falle des Diffusionskriechens ist sie unabhängig von der Scherspannung. Die Viskosität des Erdmantels ist aus Spuren der Relaxation des Erdkörpers nach dem Schmelzen der Eismassen am Ende der letzten Eiszeit zu $10^{20}\text{--}10^{21} \text{ Pa s}$ bestimmt worden (Cathles, 1975; Peltier, 1981). Aus Polwanderungsdaten und dem Anteil der Abbremsung der Erdrotation, der nicht auf Gezeiten zurückzuführen ist, haben Yuen, Sabadini und Boschi (1982) die Viskosität des tiefen Mantels zu $1\text{--}4 \cdot 10^{21} \text{ Pa s}$ abgeschätzt.

Sind in einem fließfähigen Material Temperaturgradienten zu finden, die größer als der adiabatische Temperaturgradient sind, so kann durch Fluktuationen thermische Konvektion ausgelöst werden. Die Strömung fließt von Gebieten hoher Temperatur zu solchen niedriger Temperatur und, wegen der Massenerhaltung, zurück. Dabei wird Wärme transportiert. Die treibende Kraft ist der Auftrieb, der auf die Änderung der Dichte mit der Temperatur zurückzuführen ist. Eine adiabatische Temperaturverteilung

ist gerade stabil, nur Abweichungen davon können Auftrieb erzeugen. Die Stabilität einer Flüssigkeit gegenüber thermischer Konvektion kann mit Hilfe der linearen Stabilitätstheorie (Chandrasekhar, 1961) untersucht werden. Betrachten wir den einfachsten Fall einer Schicht der Dicke H , die von unten beheizt werde. Der obere Rand habe die Temperatur T_1 , der untere die Temperatur $T_2 > T_1$. Die Flüssigkeit sei inkompressibel bis auf die thermische Ausdehnung (Boussinesq-Approximation). Bei sonst temperatur- und druckunabhängigen Materialparametern setzt Konvektion ein, wenn die Rayleighzahl Ra

$$Ra = \frac{\alpha g \Delta T H^3}{\kappa \nu} \quad (4)$$

größer als eine kritische Rayleighzahl Ra_c wird. In (4) bezeichnet α den thermischen Ausdehnungskoeffizienten

$$\alpha \equiv -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} \quad (5)$$

ρ die Dichte, g die Schwerebeschleunigung, ΔT die Temperaturdifferenz über die Schicht vermindert um die adiabatische Temperaturdifferenz, κ die Temperaturleitfähigkeit und ν die kinematische Viskosität ($\nu \equiv \mu/\rho$). Die Rayleighzahl gibt das Verhältnis des thermisch erzeugten Auftriebs (treibende Kraft, $\sim g\rho\alpha\Delta TH$) zur inneren Reibung ($\sim \nu\rho uH^{-1}$, u : Strömungsgeschwindigkeit) und zum Auftriebsverlust durch Wärmeleitung ($\sim \kappa u^{-1}H^{-1}$) an. Innere Reibung und Wärmeleitung wirken als dissipierende Vorgänge stabilisierend. Die kritische Rayleighzahl ist in gewissem Maße abhängig von den Randbedingungen und der Geometrie des Problems, aber gewöhnlich von der Ordnung 10^3 , abgekürzt: $O(10^3)$. Das Verhältnis Ra/Ra_c ist ein Maß für die Stärke der Konvektion. Repräsentative Zahlenwerte der obigen Parameter für den Erdmantel sind

$$\alpha = 3 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}, g = 10 \text{ ms}^{-2}, \Delta T = O(10^3) \text{ K}, H = 3000 \text{ km}$$

$$\nu = 10^{17} \text{ m}^2\text{s}^{-1} (\approx 5 \cdot 10^{20} \text{ Pa s}), \kappa = 10^{-6} \text{ m}^2\text{s}^{-1}.$$

Daraus errechnet sich die Rayleighzahl zu

$$Ra = O(10^8). \quad (6)$$

Für den äußeren Erdkern setzen wir (Stevenson, 1981)

$$\alpha = 5 \cdot 10^{-6}, g = O(1) \text{ ms}^{-2}, H = 2000 \text{ km},$$

$$\nu = 10^{-6} \text{ m}^2\text{s}^{-1}, \kappa = 10^{-5} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$$

und erhalten

$$Ra = O(10^{24}) \Delta T. \quad (7)$$

Aus (6) und (7) folgt, bei schlichter Übertragung des einfachen Falls, daß sowohl der Mantel als auch der äußere Kern thermische Konvektion erfahren sollten. Im äußeren Kern würden selbst kleine überadiabatische Temperaturgradienten genügen, um thermische Konvektion aufrecht zu erhalten. Dies ist vor allem eine Folge der geringen Viskosität der flüssigen Eisen-Nickel-Schwefel(Sauerstoff)-Legierung im äußeren Erdkern. Es ist allerdings nicht auszuschließen, daß Schichten des äußeren Erdkerns stabil gegen thermische Konvektion sind. Diese Schichten werden unteradiabatische Temperaturgradienten aufweisen.

Natürlich sind der thermische Ausdehnungskoeffizient α , die Temperaturleitfähigkeit κ und insbesondere die kinematische Viskosität ν terrestrischer Materialien temperatur- und druckabhängig. Sieht man von der Lithosphäre ab, so scheinen sich diese Größen aber weder im Mantel noch im Kern um viel mehr als eine Größenordnung zu ändern

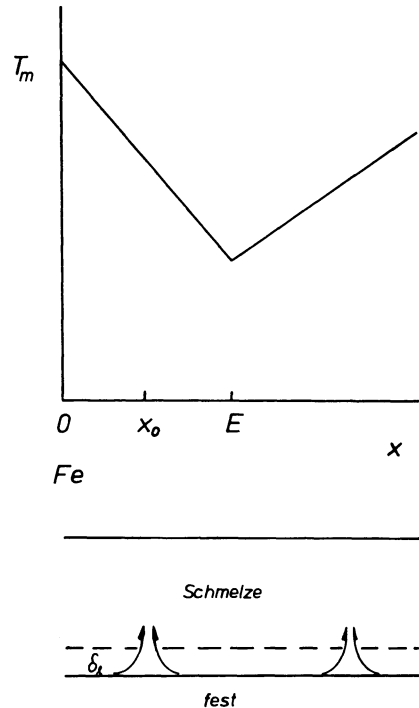


Abb. 1. Chemisch herbeigeführte Konvektion beim Ausfrieren einer Schmelze. Die Abbildung zeigt – schematisch – oben den Liquidus einer Legierung von Eisen mit einem leichten Element als Funktion von dessen Konzentration x . E bezeichnet das Eutektikum, x_0 die Anfangskonzentration. Unten wächst eine feste Schicht Eisen auf Kosten der Schmelze. Ist die Zusammensetzung der Schmelze vom Eutektikum verschieden, so entsteht eine an Eisen verarmte Grenzschicht δ_2 . Das Material in der Grenzschicht besitzt Auftrieb gegenüber der Restschmelze

(Peltier, 1981; Basaltic Volcanism Study Project, 1981; Brown und Shankland, 1981). Die Inkompressibilität der Erde ist so groß, daß die Boussinesq-Approximation nicht zu großen Fehlern führen sollte (Jarvis und McKenzie, 1980). Bei interner Heizung führt eine geeignete Wahl von ΔT zu ähnlich großen Rayleighzahlen. Sie sind so groß im Vergleich zu den Variationen der relevanten Materialeigenschaften, daß diese für die Frage nach der Stabilität eine untergeordnete Rolle spielen (s.a. Schubert et al., 1969).

Chemische Konvektion

Konvektion kann auch durch chemisch erzeugten Auftrieb angetrieben werden. Betrachten wir eine Schicht einer ideal gemischten zweikomponentigen Schmelze, deren Komponenten A und B keine festen Lösungen bilden sollen und deren augenblickliche Zusammensetzung vom Eutektikum abweicht (Abb. 1). Die Zusammensetzung sei angereichert in A . Unter der Schicht befindet sich eine weitere Schicht aus fester Phase, die aus der Schmelze kristallisiert sei. Die Temperatur auf der Grenzfläche sei die Liquidustemperatur. Weiter nehmen wir an, daß ein Temperaturgradient über der geschmolzenen Schicht vorhanden sein möge, so daß Wärme abgeführt werden kann. Da die Schmelze abkühlt, wird die Schicht fester Phase auf Kosten der Schmelze wachsen. Die Zusammensetzung der Schmelze ist aber nicht-eutektisch, daher wird die feste Phase aus reinem A bestehen. Wenn die feste Schicht nun um die Dicke δ_2

wächst, wird unmittelbar über ihr eine Schicht vergleichbarer Dicke δ_i entstehen, die im Vergleich zur restlichen Schmelze verarmt in A ist. Ist nun A spezifisch schwerer als B , so wird die Materie in δ_i Auftrieb gegenüber der darüberliegenden Schmelze erfahren. Falls der Auftrieb die dissipativen Verluste (Diffusion, innere Reibung etc.) zu überwinden vermag, wird Konvektion in Gang gesetzt, die die Schmelze durchmischt. Diese Konvektion transportiert Wärme, trägt zur Kühlung bei und erhält sich damit selbst. Sie wird zum Erliegen kommen, wenn das Eutektikum erreicht ist; von da an wird die feste Phase ebenfalls die eutektische Zusammensetzung haben. Diese Form von Konvektion ist weitgehend unabhängig vom Temperaturgradienten, sie kann sogar Wärme gegen den Temperaturgradienten transportieren. Chemische Konvektion könnte im Kern vor sich gehen, wobei der innere Kern aus Fe-Ni aus einer Fe-Ni-S-Legierung wächst. Sie könnte den Geodynamo in Betrieb halten. Es ist auch vorgeschlagen worden, daß chemische Konvektion im Mantel auftritt (Artyushkov, 1979; Keondijan, 1981). Da der Mantel und der Kern kaum im chemischen Gleichgewicht sein können, könnte der Kern durch Aufnahme von Eisen wachsen. Die Schwierigkeit ist aber hier, wie wir schon bemerkt haben, daß Eisen aus einer Grenzschicht des Mantels (also aus einer festen Phase) in den Kern transportiert werden müßte. Durch Festkörperdiffusion allein kann Auftrieb mit genügender Rate schwerlich erzeugt werden, zumindest wenn unsere Vorstellungen über Diffusion bei mäßigen Drücken auch bei den extremen Drücken des tiefen Mantels gelten. Es wäre wohl notwendig, partielle Schmelze in der genannten Grenzschicht vorzusetzen.

Wärmetransport durch Konvektion

Das Wärmeübertragungsvermögen von Konvektion ist auch in den Ingenieurwissenschaften von erheblichem Interesse (Bird et al., 1960; Eckert und Drake, 1972; Holman, 1981). Empirisch ist eine Korrelation der Nusseltzahl

$$Nu = \frac{qH}{k\Delta T} \quad (8)$$

mit der Rayleighzahl und der Prandtlzahl

$$Pr = \frac{\nu}{\kappa} \quad (9)$$

gut bekannt. In (8) ist q der über die Oberfläche der Schicht gemittelte Wärmefluß und k die Wärmeleitfähigkeit. Die Nusseltzahl gibt das Verhältnis der Wärme q pro Fläche und Zeit an, die durch Konvektion transportiert wird zu der Wärme $\frac{k\Delta T}{H}$ pro Fläche und Zeit, die durch Wärmeleitung transportiert würde. Die Prandtlzahl gibt das Verhältnis zwischen Viskosität ν (Impulsdiffusivität) und der Temperaturleitfähigkeit κ (Wärmediffusivität) an. Ihr Wert für den Erdmantel ist praktisch unendlich. Bei gerade einsetzender Konvektion ($Ra \approx Rac$) wird Wärme mit der gleichen Rate transportiert, die auch die Wärmeleitung erbringen würde. Die Nusseltzahl hat in diesem Fall den Wert 1. Bei gegebener Prandtlzahl nimmt die Nusseltzahl mit steigender Rayleighzahl entsprechend der Abb. 2 zu. Im Bereich $Ra > 10^4$ (die Übergänge in Abb. 2 sind von der Prandtlzahl abhängig) gilt

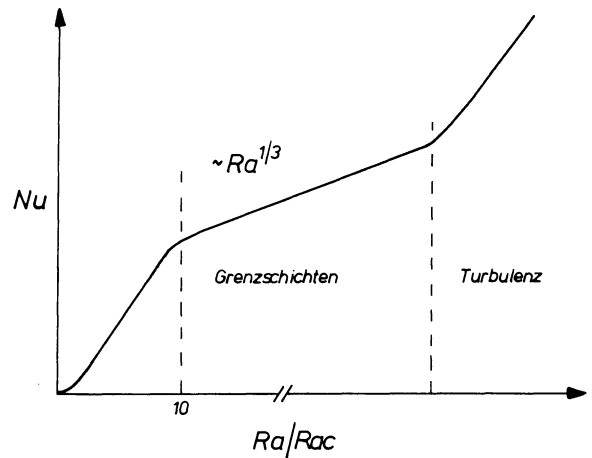


Abb. 2. Schematische Darstellung der Nusseltzahl Nu als Funktion des Verhältnisses von Rayleighzahl Ra zur kritischen Rayleighzahl Rac nach McGregor und Emery (1969). Der Übergang vom Grenzschichtgebiet, in dem Nu proportional zu $Ra^{1/3}$ zunimmt, zur Turbulenz ist abhängig von der Prandtlzahl und ist für den Erdmantel vermutlich nicht relevant

$$Nu = a \left(\frac{Ra}{Rac} \right)^\phi \quad (10)$$

mit $\phi \approx \frac{1}{3}$. Der Zusammenhang (10) ist in einer Vielzahl von Experimenten unter verschiedensten Umständen (dünne und dicke Schichten, sphärische Geometrie, von unten beheizt, von innen beheizt, stark temperaturabhängige Viskosität) bestätigt worden (McGregor und Emery, 1969; Busse, 1978b; Booker und Stengel, 1978; Schubert et al., 1979; Richter et al., 1983; Frick et al., 1983).

Mit Hilfe der Grenzschichttheorie (Prandtl, 1904; Schlichting, 1951; Turcotte und Oxburgh, 1967) kann man (10) verstehen. Die Grenzschichtinterpretation der stationären freien Konvektion ist gültig ab Rayleighzahlen von etwa 10^4 . Sie unterteilt die Konvektionszelle (Abb. 3) in einen adiabatischen Kern, dünne, heiße und kalte Grenzschichten sowie heiße und kalte Auf- bzw. Abströme. In der Nähe der heißen Grenzfläche ist die Strömung horizontal und Wärmetransport in vertikaler Richtung erfolgt durch Wärmeleitung. Daher hat das Temperaturprofil in der Grenzschicht eine recht hohe Steigung. Die Flüssigkeit in der Grenzschicht erwärmt sich, bis sie an einer Stelle instabil wird. Es bildet sich der heiße Aufstrom, in dem Wärme durch Konvektion transportiert wird. In der Nähe der kalten Grenzfläche ist die Strömung wieder horizontal ausgerichtet, der vertikale Wärmetransport geschieht durch Wärmeleitung. Wird die Konvektionszelle nur von unten beheizt, so ist der Wärmefluß über die kalte gleich dem über die heiße Grenzschicht. Irgendwann wird die erkaltete Flüssigkeit instabil und der Kreislauf durch einen kalten Abstrom geschlossen. Die Flüssigkeit im adiabatischen Kern rotiert mit den Grenzschichten um eine gemeinsame Achse. Falls die Flüssigkeit nicht von unten, sondern von innen durch Wärmequellen beheizt wird, sind nur der kalte Abstrom und die kalte Grenzschicht vorhanden. Die Strömung außerhalb der Grenzschichten kann dann sehr kompliziert sein. Falls die Flüssigkeit sowohl von innen als auch von unten beheizt wird, ist die heiße Grenzschicht dünner als die kalte. Der Temperaturgradient und der Wärmefluß über die kalte ist dann größer als über die heiße Grenzschicht.

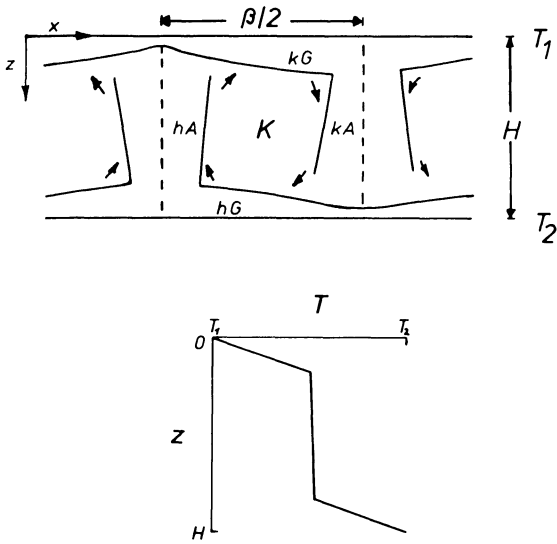


Abb. 3. Schematische Darstellung der Grenzschichtstruktur von stationärer Rayleigh-Benardkonvektion bei genügend hoher Rayleighzahl. kG bezeichnet die kalte, hG die heiße Grenzschicht; hA den heißen Auf-, kA den kalten Abstrom, K den Kern der Konvektionszelle. H bezeichnet die Schichtmächtigkeit, β die Wellenlänge der Konvektion, z die Tiefe und x die horizontale Koordinate. T ist die Temperatur, T_1 die konstante Temperatur der oberen Grenzfläche, T_2 die der unteren Grenzfläche, $T_2 > T_1$. Das Temperaturprofil über der Schicht wurde im Abstand $\beta/4$ von der Symmetrieachse des Aufstroms genommen

Der Widerstand gegen den Wärmetransport ist hauptsächlich in den dünnen Grenzschichten konzentriert, über die die Wärme durch die uneffektive Wärmeleitung transportiert wird. Der Wärmefluß über die obere Grenzschicht ist (Turcotte und Schubert, 1982):

$$q = 4 \frac{k \Delta T_k}{\beta} \left(\frac{U_0 \beta}{2\pi \kappa} \right)^{1/2} \quad (11)$$

β ist die Wellenlänge der Konvektion (Abb. 3), ΔT_k die Temperaturdifferenz über die Grenzschicht und U_0 die (konstante) Strömungsgeschwindigkeit in der Grenzschicht. Aus Impuls- und Massenerhaltung ergibt sich (bei konstanten Materialeigenschaften):

$$U_0 = a_1 \frac{\kappa}{H} \left(\frac{Ra}{Rac} \right)^{2/3} \quad (12)$$

Aus (11) und (12) folgt

$$q = a_2 \frac{k \Delta T_k}{H} \left(\frac{Ra}{Rac} \right)^{1/3} \quad (13)$$

Nach Division durch $\frac{k \Delta T}{H}$ ergibt sich mit $a_2 = a \frac{\Delta T}{\Delta T_k}$ unmittelbar (10). Aus (13) kann außerdem die mittlere Dicke der Grenzschicht zu

$$\delta = \frac{k \Delta T_k}{q} = \frac{H}{a_2} \left(\frac{Rac}{Ra} \right)^{1/3} \quad (14)$$

bestimmt werden. Die Werte der Konstanten a_1 und a_2 sind abhängig vom Querverhältnis $\frac{\beta}{2H}$ der Konvektionszelle und auch etwas von der Art der Heizung. Bei einem Querverhältnis von 1 sind $a_1 = 0,1$ und $a_2 = 1,0$ repräsentative Werte. Man kann also qualitativ die Nusseltzahl als das

Verhältnis des Wärmeleitvermögens durch eine Grenzschicht der Dicke δ zu dem durch die ganze Schicht sehen und den Wärmetransport bei Konvektion durch die Wärmeleitung über eben jene Grenzschichten modellieren.

Wie gut beschreibt die einfache Grenzschichttheorie Konvektion im Erdmantel? Schließlich ist die Viskosität in (12) als konstant angenommen worden. Darüber hinaus ist (12) für die Rollenmode der Rayleigh-Benard-Konvektion abgeleitet worden. Die Konvektion im Erdmantel wird sicher wesentlich komplexer sein.

Die Ausbildung von thermischen Grenzschichten in jeder Konvektion mit genügend hoher Rayleighzahl ist allerdings ein gut beobachtetes Phänomen und (13) und (14) können auch aus der Skalierung der Differentialgleichungen (16)–(18) und der Annahme, daß q und δ unabhängig von der Schichtmächtigkeit H sind, gewonnen werden (z.B. Elsassner et al., 1979). Die gerade publizierte Parametrisierung von Konvektion mit stark temperaturabhängiger Viskosität von Kenyon und Turcotte (1983) ergibt ebenfalls $q \sim Ra^{1/3}$. Die Vorstellung, daß die ozeanische Lithosphäre die obere thermische (und rheologische) Grenzschicht der Mantelkonvektion darstellt, ist weitgehend akzeptiert. Die Grenzschichttheorie sagt, ohne hier spezielle Annahmen über die Form der Konvektion machen zu müssen, die Abnahme des Wärmeflusses und die Zunahme der Wassertiefe und der Lithosphärendicke mit der Quadratwurzel des Alters der Lithosphäre (< 100 Ma) richtig voraus. Die Annahme einer konstanten Strömungsgeschwindigkeit ist eine Vereinfachung, die die Verhältnisse in der Natur sogar ziemlich gut wiedergibt, da die kalte Lithosphäre sich wie eine starre Platte bewegt. Neuere Konvektionsrechnungen (Cserepes, 1982; Christensen, 1983) mit temperatur- und spannungsabhängiger Viskosität zeigen ein plattenähnliches Verhalten der oberen Grenzschicht, während die Stromfunktion und die Temperaturverteilung in der darunterliegenden Flüssigkeit Modellen mit konstanter Viskosität ähneln. Viskositätsbestimmungen aus der Relaxation des Erdkörpers nach Abschmelzen von Eislasten deuten auf einen annähernd isoviskosen Mantel (Peltier, 1981). Starke Änderungen der Viskosität könnten daher auf die Grenzschichten beschränkt sein, in denen sich auch die Temperaturänderungen konzentrieren. Untere heiße Grenzschichten sollten in der Erde in Analogie zu den oberen Grenzschichten existieren. Seismische Hinweise auf eine thermische Grenzschicht an der Kern-Mantelgrenze sind allerdings umstritten (Mula und Müller, 1980; Doornboos, 1983). Bei temperaturabhängiger Viskosität nimmt die Viskosität in der heißen Grenzschicht stark ab, während sie in der kalten Grenzschicht stark zunimmt. Die heiße Grenzschicht sollte weniger stabil als die kalte sein und könnte im Mittel dünner sein als durch (14) vorhergesagt. Die Dicke δ der heißen Grenzschicht kann durch ein lokales Stabilitätskriterium bestimmt werden. Sie sollte gerade so dick sein, daß ihre Rayleighzahl gleich der kritischen ist.

$$\delta = \left(\frac{\alpha g \Delta T_l}{\nu_l \kappa Rac} \right)^{1/3} \quad (15)$$

Die Größen mit Subskript l sind lokal definiert.

Eine Anwendung der Grenzschichttheorie auf den Erdmantel gibt Resultate, die mit Beobachtungen konsistent sind. Aus (12) und (13) kann die Tiefenerstreckung der Konvektion aus dem Oberflächenwärmefluß und den mittleren Plattenverschiebungsraten ($U_0 = 4 \text{ cm a}^{-1}$, $q = 70 \text{ mW m}^{-2}$, $\kappa = 10^{-6}$) zu ~ 3000 km abgeschätzt werden.

Dies deutet auf eine den ganzen Mantel durchgreifende Konvektion mit einem Querverhältnis von ≈ 1 . Thermische Evolutionsmodelle, die auf (13) basieren, geben korrekte Werte für den mittleren Oberflächenwärmefluß, die Mantelviskosität, die Lithosphärendicke und die mittlere Plattengeschwindigkeit bei weithin akzeptierten Werten der Modellparameter (Spohn und Schubert, 1982a; Stevenson et al., 1983).

Konvektions- und thermische Modelle der Erde

Will man Konvektion mathematisch modellieren, so müssen die Feldgleichungen der klassischen Hydrodynamik – ein System von Differentialgleichungen mit entsprechenden Randbedingungen – gelöst werden, die man aus dem Prinzip der Erhaltung der Masse (16), des Impulses (17) und der Energie (18) gewinnt. Dazu kommt eine geeignete Zustandsgleichung (19). Mit der Boussinesq-Approximation und bei Vernachlässigung der Trägheitskräfte (wegen $Pr \approx 10^{23}$) gilt (Landau und Lifshitz, 1959)

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0, \quad (16)$$

$$-\nabla p + \rho \vec{g} + \nabla \cdot [\tau] = 0, \quad (17)$$

$$\rho c \frac{DT}{Dt} - \nabla \cdot (k \nabla T) - Q = 0, \quad (18)$$

$$\rho = \rho_0 (1 - \alpha(T - T_0)). \quad (19)$$

In (16)–(19) ist \vec{u} der Geschwindigkeitsvektor der Strömung, p der Druck, \vec{g} die Schwerebeschleunigung, $[\tau]$ der deviatorische Spannungstensor und Q die Wärmeproduktionsrate pro Einheitsvolumen; ρ_0 und T_0 sind geeignete Bezugswerte der Dichte und der Temperatur.

Das Gleichungssystem ist numerisch einigermaßen einfach zu lösen, wenn man sich auf den ebenen und stationären Fall und auf konstante Materialparameter beschränkt. Will man, um die Erde realistischer zu modellieren, sphärische Geometrie evtl. mit Kern, Zeitabhängigkeit und wenigstens temperatur- und spannungsabhängige Viskosität einführen, so werden die numerischen Modelle, im Hinblick auf Speicherplatzbedarf und Rechenzeit, sehr teuer. Man schneidet daher das Problem durch geeignete Vereinfachungen auf die Fragestellung zu. Meines Wissens sind bisher keine Modelle publiziert worden, die alle oben genannten Wünsche erfüllen. Die meisten Modelle behandeln den ebenen und stationären Fall. Manche berücksichtigen sphärische Geometrie (z.B. Young, 1974; Zebib et al., 1980). Hsui und Toksöz (1978), Toksöz und Hsui (1978), Toksöz et al., (1978) und Arkani-Hamed et al., (1981) geben thermische Evolutionsrechnungen für die terrestrischen Planeten aus numerischen Lösungen von (16)–(19) für den kugelsymmetrischen Fall. Zum Teil wurden temperaturabhängige Viskosität, Kernbildung und Differentiation der Kruste berücksichtigt. In jüngster Zeit sind einige zweidimensionale, stationäre Modelle mit temperatur- und spannungsabhängiger Mantelviskosität bekannt geworden (Schmelting und Jacoby, 1981; Jacoby und Schmelting, 1982; Cserepes, 1982; Christensen, 1983). Frick et al. (1983) haben kürzlich dreidimensionale numerische Lösungen für stationäre Konvektion in ebenen Schichten vorgelegt.

Ein nicht strenger, aber ökonomischer Weg besteht darin, das Wärmeübertragungsvermögen der Konvektion mit ihrer Stärke über die Nusseltzahl (10) zu verknüpfen und eine zeitabhängige Wärmebilanz zu erstellen. Dies ist das

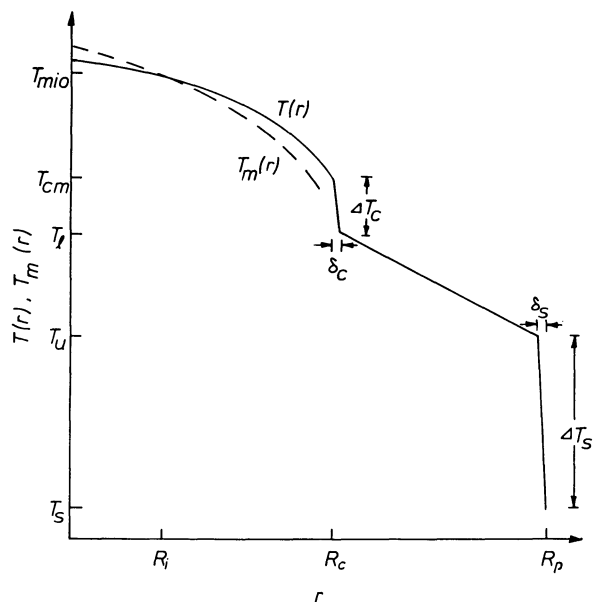


Abb. 4. Schematische Verläufe von Geotherme $T(r)$ und Kernliquidus $T_m(r)$ bei Mantelkonvektion mit Grenzschichtstruktur. R_p ist der Erdradius, R_c der Radius des Kerns, R_i der des inneren Kerns. Die Temperatur steigt von der Oberflächentemperatur T_s um ΔT_s auf T_u über die obere Grenzschicht, deren Dicke δ_s ist. Der Temperaturanstieg über die untere Grenzschicht mit Dicke δ_c beträgt $T_c = T_c - T_l$. Die Temperatur an der Grenze zum inneren Kern ist T_{mio} .

Prinzip der parametrisierten Konvektionsmodelle. Hierbei verzichtet man auf eine Kenntnis des Strömungsfeldes, das ja im Mantel eine sehr komplizierte Form haben kann und möglicherweise sehr verschieden ist vom Strömungsfeld in vereinfachten Modellen (McKenzie und Richter, 1976). Es ist dann auch leicht möglich, detaillierte Modelle des Kerns einzubauen.

Parametrisierte Konvektion

Mit Hilfe der Gl. (13)–(15) der Grenzschichttheorie können thermische Evolutionsmodelle leicht aufgebaut werden (s.a. Spohn und Schubert, 1982a; Stevenson et al. 1983). Betrachten wir eine Kugelschicht der Dicke $H = R_p - R_c$ (Abb. 4), die Wärmequellen besitzen möge. Die Wärmeproduktionsrate pro Volumen sei gegeben durch

$$Q = Q_0 \exp(-\lambda t), \quad (20)$$

wobei λ die mittlere Zerfallskonstante aus (1) ist. Die kinematische Viskosität sei temperaturabhängig entsprechend (3):

$$v = v_0 \exp\left(a \frac{T_m}{T}\right) \quad (21)$$

Sei T_s die Oberflächentemperatur, $T_u - T_s$ die Temperaturdifferenz über die kalte Grenzschicht (Abb. 4), T_l die Temperatur an der unteren Grenzfläche und $T_c - T_l$ die Temperaturdifferenz über die untere Grenzschicht. Ist dann noch der adiabatische Temperaturgradient bekannt, so ist die mittlere Temperaturverteilung $T(z)$ als Funktion der Tiefe z gegeben und die innere Energie E der Schicht kann aus dem Integral über das Volumen V

$$E = \int_V \rho c T(z) dV \quad (22)$$

bestimmt werden. Die zeitliche Änderung der inneren Energie ist

$$\frac{dE}{dt} = -q_s F_s + q_c F_c + Q, \quad (23)$$

wobei q_s der über die äußere Oberfläche F_s gemittelte Wärmefluß und q_c der über die innere Grenzfläche F_c gemittelte Wärmefluß ist. Die Wärmeflüsse q_s und q_c können nun aus (13) – indem man ΔT_k durch $T_u - T_s$ bzw. $T_c - T_l$ ersetzt – bestimmt werden. Wegen der Temperaturabhängigkeit der Viskosität benutzt man zur Berechnung von q_c besser (15). Identifizieren wir die Kugelschicht mit dem Mantel, so ist q_c der Wärmefluß vom Kern und F_c die Kernoberfläche. Besteht der Mantel aus zwei konvektierenden Schichten, so ist für jede eine Bilanz (23) aufzustellen (s.a. Spohn und Schubert, 1982a). Wir können eine weitere Energiebilanz für den Kern anschreiben und dabei die spezifische Energie L , die beim Ausfrieren des inneren Kerns frei wird, berücksichtigen:

$$\frac{d}{dt}(E_c + Lm) = -q_c F_c. \quad (24)$$

E_c ist die innere Energie des Kern und m die Masse des inneren Kerns.

Um die inneren Energien E und E_c , die Wärmeflüsse q_s und q_c und die Masse des inneren Kerns als Funktionen der Zeit bestimmen zu können, benötigt man ein thermisches Modell der Erde. Es muß zumindest den mittleren thermischen Ausdehnungskoeffizienten im Mantel, die mittleren Dichten und Wärmekapazitäten von Mantel und Kern, die adiabatischen Temperaturgradienten in Mantel und Kern und die Schmelztemperatur im Kern geben.

Thermisches Modell für Erdmantel und -kern

Thermische Modelle der Erde unter der Annahme weitgehend adiabatischer Temperaturverteilung in Erdmantel und -kern sind bisher von Stacey (1975, 1977b), Brown und Shankland (1981) und – auch für die anderen terrestrischen Planeten – von Anderson und Baumgardner (1980, 1982) vorgelegt worden. Kennt man den Grüneisenparameter γ sowie die Dichte ρ , die Schwerebeschleunigung g und die adiabatische Inkompressibilität B_s (s steht für Entropie) als Funktionen der Tiefe, so ist der adiabatische Temperaturgradient $\left. \frac{dT}{dz} \right|_s$ (bei hydrostatischem Druck) gegeben durch:

$$\left. \frac{dT}{dz} \right|_s = \frac{g\rho\gamma T}{B_s}. \quad (25)$$

Stacey (1975, 1977b) hat vorgeschlagen, daß der Temperaturgradient im Erdmantel wegen der Konvektion etwas steiler als der adiabatische sein könnte. Die Adiabate selber sowie verschiedene thermodynamische Parameter wie α und c hat er mit Hilfe des seismischen Erdmodells PEM von Dziewonski, Hales und Lapwood (1975) und der Annahme berechnet, daß der Grüneisenparameter des oberen Mantels proportional zu ρ^{-1} und der des unteren Mantels proportional zu $\rho^{-1/2}$ ist. Das adiabatische Temperaturprofil von Jeanloz und Richter (1979) für den tiefen Mantel basiert ebenfalls auf PEM, aber der Grüneisenparameter wurde aus Schockwellenexperimenten an MgO und SiO₂ bestimmt. Brown und Shankland (1981) benutzten ein Debye-Modell zur Zustandsbeschreibung des Erdmantels und

PEM zur Berechnung von thermodynamischen Parametern und einer Isentropen. Die Modelle von Anderson und Baumgardner (1980, 1982) basieren auf einem selbstkonsistenten Erdmodell und der Born-Mie-Zustandsgleichung. Der Grüneisenparameter wurde proportional zu $\rho^{-1,35}$ genommen.

Direkte Messungen der adiabatischen Temperaturänderung mit dem Druck $\left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_s$ an Flüssigkeiten und Festkörpern, darunter Olivin und MgO (Boehler, 1982, 1983), ermöglichen jetzt die Konstruktion thermischer Modelle des Erdmantels, ohne daß Annahmen über den Grüneisenparameter gemacht werden müssen (Spohn und Boehler, 1984). Dabei werden im Prinzip die Labordaten mit Hilfe der empirischen Gleichung

$$\left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_s = \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_{s,0} \left(\frac{\rho_{OT}}{\rho} \right)^m \quad (26)$$

zu den Kompressionen $\frac{\rho_{OT}}{\rho}$ des Mantels extrapoliert. In (26) ist $\left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_{s,0}$ die adiabatische Temperaturänderung mit dem Druck bei Standarddruck (1 atm) und Temperatur T , ρ_{OT} ist die Dichte bei Standarddruck und der Temperatur T und ρ ist die Dichte beim Druck P und der Temperatur T ; m ist eine empirisch bestimmte Konstante. Die Gültigkeit von (26), auch bei hohen Kompressionen, ist hervorragend belegt (Boehler, 1982, 1983). Die Kompression im Erdmantel kann mit der Modellvorstellung einer der Eigengravitation unterliegenden, radialsymmetrischen Kugel aus der hydrostatischen Grundgleichung und einer Zustandsgleichung, am besten der Birch-Gleichung (Birch, 1952), errechnet werden. Außer der adiabatischen Temperaturverteilung gibt dann das Modell den Druck, die Schwerebeschleunigung, die Dichte und die adiabatische Inkompressibilität, so daß es mit seismischen Modellen verglichen werden kann, sowie den adiabatischen Temperaturgradienten, den Grüneisenparameter, den thermischen Expansionskoeffizienten und die spezifische Wärme. Da es nur von Labordaten abhängt (aber nicht von einem seismischen Erdmodell), wird man die Evolution eines derart detaillierten Modells in Zukunft berechnen können.

Bis dahin nimmt man als mittleren Wert für ρc des Mantels $4,2 \cdot 10^6 \text{ J m}^{-3} \text{ K}^{-1}$. Als mittlerer Wert für den Kern kann $11,0 \cdot 10^6 \text{ J m}^{-3} \text{ K}^{-1}$ gelten (Stacey, 1977b). Aus Gl. (25) folgt, daß man für Evolutionsrechnungen besser Verhältnisse von Temperaturen festlegt als Temperaturgradienten, da letztere wieder direkt von der Temperatur selbst abhängen. Die mittlere Temperatur im Mantel beträgt etwa $\eta = 1,3$ mal der Temperatur direkt unterhalb der Lithosphäre ($z \approx 80 \text{ km}$). Die mittlere Temperatur des Kerns beträgt etwa $\eta = 1,2$ mal der Temperatur an der Kern-Mantelgrenze, und die Temperatur steigt über den adiabatischen Teil des Mantels zwischen den beiden Grenzschichten um einen Faktor ε von etwa 1,6. Dies gilt natürlich nur bei durch den ganzen Mantel greifender Konvektion. Bei geschichteter Konvektion wären $\varepsilon = 1,15$ für den oberen Mantel und $\varepsilon = 1,20$ für den unteren Mantel sowie $\eta = 1,07$ für beide Mantelschichten repräsentative Werte (s.a. Stacey, 1977b; Jeanloz und Richter, 1979). Die heutigen mittleren adiabatischen Temperaturgradienten betragen dann $0,2\text{--}0,5 \text{ K km}^{-1}$.

Um das Ausfrieren des inneren Kerns zu modellieren, benötigt man neben der Adiabaten auch die Liquiduskurve des Kerns. Bei gegebenen Werten an der Kern-Mantelgrenze kann die Adiabate durch Polynomapproximation (Stevenson et al., 1983) des Modells von Stacey (1977b) gewonnen werden. Dabei kann man durch geeignete Wahl der Koeffizienten neuere Erkenntnisse über den Grüneisenparameter, der näher bei 2 liegen soll (Stevenson, 1980), berücksichtigen.

Wenn der innere Kern durch fraktionierte Kristallisation entstanden ist und wächst (Verhoogen, 1961; Stevenson, 1981), dann ist die Liquidustemperatur von der augenblicklichen chemischen Zusammensetzung des äußeren Kerns abhängig. Die Dichte des äußeren Kerns ist um 8–11% (Ahrens, 1979; Jeanloz, 1979; Brown und McQueen, 1982) geringer als die aus Schockwellendaten berechnete Dichte von reinem Eisen. Als leichte legierende Elemente kommen vor allem Schwefel aber auch Sauerstoff (Ringwood, 1977; Basaltic Volcanism Study Project, 1981) in Frage; 5–12% Schwefel können die Dichte erklären (Ahrens, 1979; Brown und McQueen, 1982). Nach Stevenson (1980) kann aber auch der Effekt von sehr kleinen Konzentrationen von Si, C, N, MgO und H dem von Schwefel oder Sauerstoff gleichkommen oder ihn überwiegen. Der innere Kern könnte, im Gegensatz zum äußeren Kern, aus reinem Eisen bestehen (Jeanloz, 1979; Ahrens, 1980; Anderson, 1982). Der Dichteunterschied betrüge dann etwa 1 g cm^{-3} (Anderson, 1982). Leider ist dieser aus seismischen Daten nicht besser als auf $\pm 5\%$ der Kerndichte bestimmt (Masters, 1979; Häge, 1983), so daß eine Wertung auf seismischer Basis nicht möglich ist.

Die Liquiduskurve des Fe-S-Systems weist einen eutektischen Punkt auf, sie ist von Usselman (1975) bis zu Drücken von 10 GPa untersucht worden. Auf der eisenreichen Seite des Liquidusdiagramms nimmt die Schmelztemperatur mit der Konzentration x des Schwefels in etwa proportional zu $(1-2x)$ ab. Dieses Verhalten ist konsistent mit der Van-Laar-Gleichung (Prigogine und Defay, 1954) für ein ideales binäres System, dessen Komponenten in der Schmelze aber nicht im festen Zustand mischbar sind.

Schmelztemperaturen von reinem Eisen sind bis zu Kerndrücken bekannt (Mao und Bell, 1979; Brown und McQueen, 1982). Sie können mit Hilfe des verallgemeinerten Lindeman-Gesetzes (Stevenson, 1980)

$$\frac{dT_m}{dP} = \frac{2(C_v \gamma - R)}{B_s(2C_v - 3R)} T_m \quad (27)$$

interpoliert werden (Anderson, 1982). In (27) ist T_m die Schmelztemperatur, C_v der Phononenbeitrag zur spezifischen Wärme bei konstantem Volumen und R die Gaskonstante. In Festkörpern ist $C_v = 3R$ für Temperaturen sehr viel höher als die Debyetemperatur (Debye, 1912), die im Kern kleiner als 1400 K wäre (Stacey, 1977b). Mit $C_v = 3R$ reduziert sich (27) zur gewohnten Form des Lindeman-Gesetzes, das Stacey (1977b) zur Extrapolation der Usselmanschen Daten zu Kerndrücken benutzt hat. Die Anwendung dieser speziellen Form des Lindeman-Gesetzes auf reines Eisen ergibt aber zu hohe Temperaturen bei hohen Drücken (Brown und McQueen, 1982). Anderson (1982) schlägt unter Hinweis auf experimentelle Daten von Grover (1971) $C_v = 3,5R$ vor. Bei der Anwendung auf den Erdkern verliert diese Korrektur durch die Unsicherheit im Grüneisenparameter zumindest vorläufig an praktischer Bedeutung. Wie die Adiabate kann auch die Liquiduskurve durch

Polynomapproximation angenähert werden, wobei man die Konstanten in Anlehnung an die Liquiduskurven von Stacey (1977b) oder Anderson (1982) bestimmen und die Abhängigkeit von der Konzentration des leichten Elements durch einen Faktor $(1-2x)$ modellieren kann.

Durch das Ausfrieren des inneren Kerns reichert sich die Schmelze im äußeren Kern an Schwefel an. Die Konzentration ist daher in einem Evolutionsmodell eine Funktion der Zeit. Ist x_0 die Konzentration des Schwefels im vollständig geschmolzenen Kern, m die Masse des inneren Kerns zur Zeit t und M die gesamte Masse des Kerns, dann ist

$$x = x_0 \frac{M}{M-m} \quad (28)$$

Zu einem gegebenen Zeitpunkt bestimmt der Schnittpunkt der Adiabaten mit der Liquiduskurve den Radius R_i und damit die Masse des inneren Kerns. Bei weiterer Abkühlung mit einer Rate, die durch Gl. (24) bestimmt wird, verschiebt sich der Schnittpunkt um dR_i , die Masse des inneren Kerns wächst um dm , wobei die Energie $L dm$ freigesetzt wird. Diese Energie setzt sich zusammen aus latenter Wärme und der potentiellen Energie, die bei der Ausfällung der schweren Bestandteile des Materials des inneren Kerns frei wird. Die Zunahme der Konzentration der leichten Bestandteile im äußeren Kern senkt die Liquiduskurve und regelt daher, zusammen mit dem Abtransport der Energie L durch die Mantelkonvektion, die Wachstumsrate des inneren Kerns.

Thermische Evolutionsmodelle

Die Art und Weise, wie thermische Konvektion im Erdmantel und Konvektion (thermisch oder chemisch) im Kern die thermische Evolution des Erdkörpers beeinflusst, wird am deutlichsten bei Modellen, die von einem anfänglich heißen Zustand abkühlen. Wir haben schon darauf hingewiesen, daß die Erde während ihrer Akkretionsphase durch Einschlag von Körpern und durch frühe Kernbildung bis zum Schmelzpunkt aufgeheizt worden sein könnte. Die Abb. 5 und 6 zeigen die Temperaturen im oberen Mantel und an der Kern-Mantelgrenze, die Viskosität des Mantels und den Oberflächenwärmefluß als Funktionen der Zeit, bezogen auf ihre heutigen Werte. Darüber hinaus ist das Verhältnis von radioaktiv erzeugter Wärme zum Oberflächenwärmefluß gegeben. Die Werte der Modellparameter für diese Evolutionsrechnung unter der Annahme von Konvektion im ganzen Mantel finden sich in Tabelle 2. Aus den Abbildungen ist zu entnehmen, daß man die thermische Geschichte in zwei Abschnitte unterteilen kann: ein Übergangsregime in der frühen Geschichte, in der die Erde rasch abkühlt und die Viskosität und das Verhältnis von erzeugter zu abgeführter Wärme rasch ansteigen; danach folgt ein stetiges Regime, in dem die Änderungsraten der Größen in etwa konstant bleiben. Der Übergang erfolgt nach etwa 1 Ga. Aus (23) und (13) sowie der Definition der Rayleighzahl (4) kann man folgern, daß die Rate, mit der die innere Energie abnimmt, durch die Temperaturabhängigkeit der Viskosität „gepuffert“ wird. Der Oberflächenwärmefluß q_s ist proportional zu $Ra^{1/3}$, die Rayleighzahl wiederum ist umgekehrt proportional zur Viskosität. Die Viskosität (21) wächst exponentiell mit abnehmender Temperatur. Eine Abnahme der Temperatur hat daher eine Abnahme des Oberflächenwärmeflusses über das Maß hinaus zur Folge, das durch die ebenfalls abnehmende Temperaturdifferenz

Tabelle 2. Parameter-, Anfangs- und Randwerte der Evolutionsmodelle (r : radialer Abstand vom Erdmittelpunkt, $P(r)$: Druck als Funktion von r)

	Parameter	Durchgreifende Mantelkonvektion		Geschichtete Mantelkonvektion		Einheit
				oberer Mantel	unterer Mantel	
Mantel	R	6371,0		6371,0	5671,0	km
	g		10,0			$m s^{-2}$
	ρc		$4,0 \cdot 10^6$			$J m^{-3} K^{-1}$
	v_0	$4,0 \cdot 10^3$		$1,0 \cdot 10^3$	$1,0 \cdot 10^8$	$m^2 s^{-1}$
	aT_m	$5,2 \cdot 10^4$		$5,2 \cdot 10^4$	$7,2 \cdot 10^4$	K
	α		$2,0 \cdot 10^{-5}$			K^{-1}
	k		4,0			$W m^{-1} K^{-1}$
	Rac		500,0			
	ϕ		0,3			
	Q_0	$1,7 \cdot 10^{-7}$		$1,24 \cdot 10^{-7}$	$1,69 \cdot 10^{-7}$	$W m^{-3}$
	λ		$1,23 \cdot 10^{-17}$			s^{-1}
	ε	1,6		1,15		
	η	1,2			1,07	
Kern	R		3485,0			km
	$g(r)$		$10,0 \cdot (r/R)$			$m s^{-2}$
	ρc		$4,0 \cdot 10^6$			$J m^{-3} K^{-1}$
	k		40,0			$W m^{-1} K^{-1}$
	L		$1,0 \cdot 10^6, 2,0 \cdot 10^6$			$J kg^{-1}$
	$T(r)$		$0,68 \cdot T_c \cdot (1,0 + 3,96 \cdot P(r) - 3,30 \cdot P(r)^2)$			K
	$T_m(r)$		$(1,0 - 2x) \cdot (1,0 + 6,14 \cdot P(r) - 4,50 \cdot P(r)^2)$			K
Anfangs- und Randwerte	x_0		0,1			K
	T_s		293,0			K
	T_u	2300,0		1800,0	3800,0	K
	T_c		5000,0			K

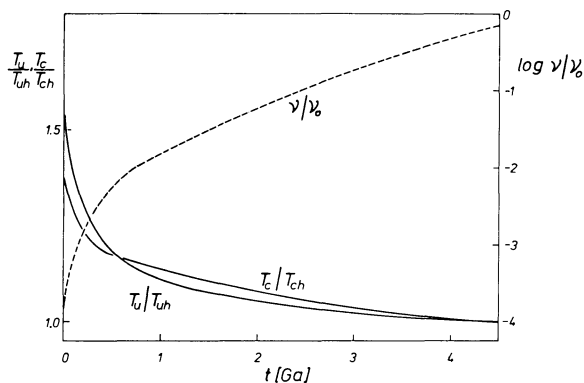


Abb. 5. Zeitlicher Verlauf der Temperaturen T_u/T_{uh} im oberen Mantel und T_c/T_{ch} an der Kern-Mantelgrenze sowie der Mantelviskosität v/v_0 bei durchgreifender Mantelkonvektion ($T_{uh}=1600$ K, $T_{ch}=3000$ K, $v_0=10^{17}$ m²/s)

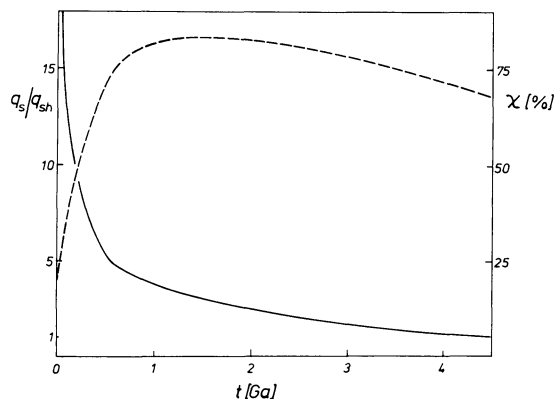


Abb. 6. Zeitlicher Verlauf des Oberflächenwärmeflusses q_s/q_{sh} und des Verhältnisses χ von Oberflächenwärmefluß zu Wärmeproduktion durch radioaktive Elemente im Mantel (gestrichelt). Die Konvektion durchgreift den ganzen Mantel ($q_{sh}=70$ mW/m²)

über die obere Grenzschicht gegeben ist. Dieses Ergebnis ist sehr wichtig. Es bedeutet:

a) Die Viskosität ist neben der Wärmeerzeugungsrates die wichtigste Größe in der Evolution des Erdinnern (s.a. Tozer, 1967, 1972). Sie reguliert wie ein Thermostat die Abkühlrate.

b) Die thermische Evolution des Modellplaneten verläuft über den größten Teil seiner Geschichte stetig.

c) Der heutige Zustand ist weitgehend unabhängig von den Anfangsbedingungen.

Die Folgerung b) bedeutet nicht, daß alle geologischen Prozesse etwa gleichförmig ablaufen müßten. Die charakteristische Umwälzzeit der Konvektionszellen, die die Zeitskala für plattentektonische Vorgänge darstellt, ist um $(H^2/\kappa Nu)/(H/U_0) = (Ra/Rac)^{1/3}$ kleiner als die Zeitskala der thermischen Evolution. Darüber hinaus handelt es sich bei den in den Abb. 5 und 6 dargestellten Werten um mittlere Werte für den gesamten Planeten.

Es wird vielfach angenommen, daß die Erde auch im Präkambrium Plattentektonik, nicht unähnlich der heutigen, aufgewiesen hat (Bickle, 1978; Kröner, 1983), obwohl

die paläomagnetischen Daten bisher noch keine eindeutigen Schlüsse erlauben (Van der Voo, 1982). Kürzlich haben Guinness et al. (1982) über die Entdeckung eines präkambrischen Riftarms in Missouri mit seismischen und gravimetrischen Methoden berichtet. Die Geologie birgt Hinweise auf geothermische Gradienten in der Kruste, die steiler als die heutigen gewesen sind sowie Hinweise auf eine damals wärmere und leichter deformierbare Lithosphäre (Windley, 1977; Burke und Kidd, 1978; Tarling, 1978; Watson, 1978). Vulkanische Gesteine (Komatiite) sind damals bei etwa 200 K höheren Temperaturen als heute entstanden (Green, 1972; Green et al., 1975; Arndt, 1977; Watson, 1978). Die Ergebnisse der Modellrechnungen stimmen mit diesen Beobachtungen recht gut überein: Die Temperatur im oberen Mantel war demnach am Ende des Archaikums um 100 K und vor 3,5 Ga um 200 K höher als heute (bei einer heutigen Temperatur im oberen Mantel von 1600 K (Basaltic Volcanism Study Project, 1981)). Der mittlere Wärmefluß vom Mantel war vor 2,6 Ga doppelt so groß und vor 3 Ga viermal so groß wie heute.

Bickle (1978) glaubt, daß der konduktive Wärmefluß durch die Kontinente im Archaikum nur unwesentlich höher als der heutige gewesen ist. Dann müßte der konvektive Wärmetransport im Archaikum wesentlich effektiver als heute gewesen sein, um den höheren Betrag an radiogener Wärme abzuführen. Dazu benötigt man höhere Plattendrifttraten und/oder kleinere Platten und damit mehr Riftzonen. Nach Bickle soll das Alter der ozeanischen Lithosphäre, bevor sie subduziert wurde, im Archaikum nur 20 Ma betragen haben. Die heutige ozeanische Lithosphäre wird etwa 10mal so alt. Man muß allerdings vorsichtig sein, wenn man aus Daten der kontinentalen Kruste Rückschlüsse auf den Wärmetransport durch die gesamte Erdoberfläche ziehen will. Wegen des hohen Gehaltes an Wärmequellen pausen sich Änderungen des Wärmeflusses vom Mantel nur abgeschwächt im kontinentalen Oberflächenwärmefluß durch (Spohn und Schubert, 1972b). Unter heutigen Bedingungen der radiogenen Wärmeproduktion in der Kruste müßte ein fünffacher Anstieg des Wärmeflusses vom Mantel nicht mehr als eine Verdopplung des kontinentalen Oberflächenwärmeflusses zur Folge haben. Wegen der höheren Wärmeerzeugung im Präkambrium ist der kontinentale geothermische Gradient damals sicher noch weniger als heute vom Wärmefluß in den Kontinent beeinflusst gewesen. Unsere Ergebnisse stimmen aber mit Bickles Folgerungen überein. Mittlere Plattenverschiebungsraten, die wir mit Hilfe von (12) berechnet haben, nehmen, wenn wir in der Zeit 3,5 Ga zurückschauen, um etwa das Zehnfache zu (Abb. 7). Die Abbildung illustriert übrigens noch einmal, daß der Einfluß der Anfangsbedingung auf die thermische Evolution im wesentlichen auf die ersten Ga beschränkt bleibt. (Modell a startet mit einer im Vergleich zu b wesentlich höheren Anfangstemperatur.) Zusätzlich sind in Abb. 7 Polwanderungsraten eingetragen, die ich aus Polwanderungskurven berechnet habe, die mir A. Kröner dankenswerterweise zur Verfügung gestellt hat (s.a. Kröner, 1983). Es ist nicht ohne weiteres möglich, scheinbare Polwanderungsraten in Kontinentaldrifttraten zu übersetzen (s.a. Van der Voo, 1982) und sie darüber hinaus mit den errechneten Plattenverschiebungsraten zu vergleichen, da die letzteren sich auf die ozeanische Lithosphäre beziehen, die wir als kalte Grenzschicht der Mantelkonvektion auffassen. Man müßte zunächst die wahre Polwanderung in diesem Zeitraum kennen. Dann müßte man über eine Relation zwi-

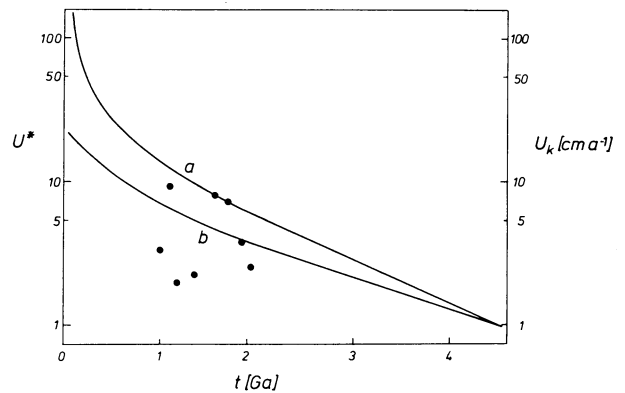


Abb. 7. Plattendrifttraten U^* des Modells mit den ganzen Mantel durchgreifender Konvektion (a) und des Modells mit geschichteter Mantelkonvektion von Spohn und Schubert (1982a) (b), bezogen auf heutige Werte. Darüber hinaus sind Daten von Kontinentdrifttraten U_k , berechnet aus paläomagnetischen Daten, gegeben

schen Kontinentdrifttraten und Verschiebungsraten ozeanischer Platten verfügen. Heute sind ozeanische Platten bis zu zehnmal schneller als kontinentale Platten. Trotz dieser Vorbehalte können wir, wenn wir 1 cm a^{-1} als typische heutige Kontinentaldrifttrate akzeptieren, sagen, daß die Daten in Abb. 7 mit den Modellrechnungen verträglich sind.

Thermische Evolution des Kerns

Während die Abkühlrate des Mantels weitgehend nur von seinen eigenen Wärmeübertragungseigenschaften bestimmt wird, ist der Abkühlrate des Kerns durch die des Mantels eine obere Grenze gesetzt (auf die Rolle der Kontinente als Wärmeschilde gehen wir im nächsten Abschnitt ein). Der Kern kann also nur so kühlen, wie es der Mantel erlaubt, zumal wegen der um fast 30 Zehnerpotenzen größeren Mantelviskosität keine wirksame dynamische Kopplung möglich ist. Die Energie- und Entropiebilanzen des Kerns werden daher von der Mantelkonvektion weitgehend mitbestimmt. Gubbins et al. (1979) haben sehr detaillierte Bilanzgleichungen für den Kern abgeleitet, aber in ihren Evolutionsrechnungen den Mantel nicht explizit berücksichtigt. Sie kommen zu dem Schluß, daß die Energie, die bei Ausfrieren des inneren Kerns freigesetzt wird, am ehesten den Geodynamo betreiben kann und radiogene Wärme kaum in Frage kommt. Dies würde chemisch angetriebene Konvektion im Kern bedeuten. Gubbins et al. haben angenommen, daß der innere Kern schon bald nach der Kernbildung zu wachsen begann und haben seine Wachstumsrate aus seinem heutigen Radius und dem Alter der Erde abgeschätzt. Die Idee, daß der Geodynamo so betrieben werden könnte, geht auf Braginsky (1964) zurück und ist insbesondere von Loper (1978) vertreten worden.

Stevenson et al. (1983) haben thermische Evolutionsrechnungen für die terrestrischen Planeten vorgelegt, wobei sie Mantel und Kern als thermisch gekoppelte Systeme behandelt haben. Ein wesentlicher Schluß dieser Arbeit ist, daß Venus und möglicherweise Mars deshalb kein Magnetfeld aufweisen, weil beide Planeten noch keinen inneren Kern besitzen. In Abb. 8 sind thermische Evolutionsmodelle des Erdkerns und des Kerns der Venus dargestellt durch den Wärmefluß vom Kern zum Mantel als Funktion

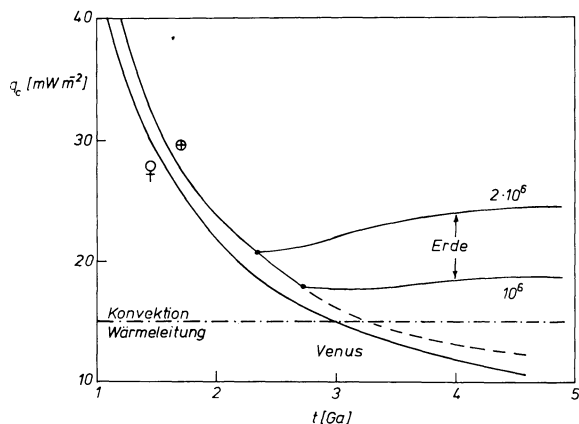


Abb. 8. Thermische Evolution der Kerne von Erde und Venus bei den ganzen Mantel durchgreifender Konvektion. Der Kurvenparameter ist die spezifische Energie L in J/kg , die beim Ausfrieren des inneren Kerns freigesetzt wird. Die gestrichlen-gepunktete Linie deutet den Übergang an von einem Zustand, in dem der Kern durch thermische Konvektion kühlt, zu einem Zustand, in dem nur Wärmeleitung möglich ist (aus: Stevenson et al., 1983)

der Zeit. Die Werte der Modellparameter entsprechen denen der Tabelle 2. Der Wärmefluss fällt anfänglich schnell ab (die Modelle starten „heiß“), nach 2–3 Ga beginnt im Erdkern das Ausfrieren des inneren Kerns. Die zusätzliche Energie, die nun freigesetzt wird, hält den Wärmefluss zum Mantel auf einem annähernd konstanten Wert, der von den Wärmeübertragungseigenschaften des Mantels bestimmt wird. Daß der Mantel einen annähernd konstanten Wärmefluss vom Kern aufnehmen kann, bei gleichzeitig ansteigender Viskosität und abnehmendem Oberflächenwärmefluss, ist auf die temperaturabhängige Viskosität und ihren Einfluß auf die Stabilität der heißen Grenzschicht zurückzuführen, deren Dicke wir aus (15) statt aus (14) bestimmt haben. Wären die thermischen Grenzschichten gleich dick, so würde der Wärmefluss vom Kern ähnlich dem Oberflächenwärmefluss mit der Zeit abnehmen, und der innere Kern würde etwas langsamer wachsen.

Ein interessantes Ergebnis dieser Arbeit ist der späte Beginn des Wachstums des inneren Erdkerns. Da das Magnetfeld der Erde mindestens 3,5 Ga alt ist, müßte die Art und Weise, wie der Geodynamo betrieben wurde, sich im Laufe der Erdgeschichte geändert haben. Vor dem Einsetzen des Wachstums des inneren Kerns – als der Kern noch vollständig geschmolzen war – ist der Geodynamo durch thermische Konvektion alleine betrieben worden. Danach hat chemische Konvektion zum Betrieb beigetragen. Da ein rein thermischer Dynamo einen niedrigen Wirkungsgrad besitzt, könnte man vermuten, daß sich der Wechsel der Antriebsart im Magnetfeld widerspiegelt. Stevenson, Spohn und Schubert (1983) haben die Geschichte des Magnetfeldes ihres Modells aus der im Kern dissipierten Energie berechnet (Abb. 9). Dies ist der zeitliche Verlauf der Stärke des Magnetfeldes, so, wie sie auf der Kernoberfläche gemessen werden würde, und nicht – wegen des unbekanntes Beitrages eines möglichen torroidalen Feldes, das man auf der Erdoberfläche nicht messen kann – eine Geschichte der Stärke des Dipolfeldes. Wie zu erwarten war, macht sich der Wechsel in der Betriebsart des Dynamos durch einen Sprung in der Feldstärke bemerkbar. Es ist wegen der beschränkten Genauigkeit der paläomagnetischen Daten frag-

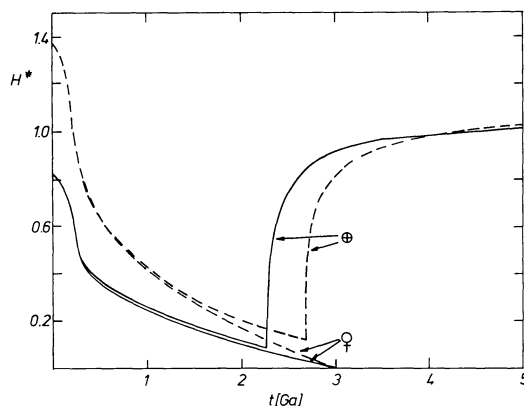


Abb. 9. Nominelle Stärke H^* der magnetischen Felder auf den Kernoberflächen von Erde und Venus als Funktion der Zeit bei den ganzen Mantel durchgreifender Konvektion berechnet aus der im Kern dissipierten Energie. Die gestrichelten Kurven beziehen sich auf Modelle mit $L = 10^6 \text{ J/kg}$, die ausgezogenen auf Modelle mit $L = 2 \cdot 10^6 \text{ J/kg}$. Die Feldstärken der Venusmodelle sind entsprechend denen der Erdmodelle normiert worden (aus: Stevenson et al., 1983)

lich, ob man eine solche Anomalie entdecken kann, aber es ist bisher auch nicht danach gesucht worden.

Wie die thermische Evolution ohne das Wachsen des inneren Kerns verlaufen würde, kann man an der Evolution des Venusmodells ablesen. Dies ist ein Modell für eine weitgehend erdähnliche Venus. Da Venus einen etwas geringeren Radius besitzt, sind Druck und Temperatur im Mittelpunkt, trotz der höheren Oberflächentemperatur, kleiner als die entsprechenden Werte an der Grenze zum inneren Kern der Erde. Es ist daher möglich, daß Venus bis heute keinen inneren Kern besessen hat. Dann entfielen für Venus bis dato die für die Erde wahrscheinlich bedeutendste Antriebsquelle des Geodynamos. Dies könnte das ansonsten unverständliche Fehlen eines signifikanten Magnetfeldes erklären. Venus könnte aber ebenso wie Mars, der heute auch kein selbsterzeugtes Magnetfeld besitzt [Russell (1978), eine gegenteilige Meinung vertritt u.a. Dolginov (1977)], in der Vergangenheit eines besessen haben, das wie das frühe Magnetfeld der Erde seine Energie aus der Abkühlung des Kerns allein durch thermische Konvektion bezogen hat.

Einfluß geschichteter Mantelkonvektion auf die thermische Evolution

Während man die Vorstellung, daß die Erde und die terrestrischen Planeten Wärme durch Konvektion im Mantel abführen, als weitgehend gesichert betrachten darf, stellt die Frage nach der Schichtung der Mantelkonvektion nach wir vor ein ungelöstes Problem dar. Wie so oft in den Geowissenschaften, ist eine einfache Lösung der Frage nicht in Sicht, man ist vielmehr auf das Zusammensuchen von Beweisstücken aus vielen Disziplinen angewiesen. Letztlich ist die tiefere Frage die nach der Natur des unteren Mantels und der Grenzfläche zum oberen Mantel, über die die Dichte um ca. 6% abnimmt. Handelt es sich um eine chemische Diskontinuität, etwa weil der tiefe Mantel merklich eisenreicher wäre (Liu, 1979), so bleiben die Konvektionssysteme im oberen und unteren Mantel materiell getrennt (Richter und Johnson, 1974). Jede Schicht ist für sich genommen instabil gegenüber Konvektion. Jeanloz und

Thompson (1983) haben kürzlich die Frage der chemischen Schichtung vom petrologischen Standpunkt diskutiert. Sowohl chemisch heterogene als auch homogene Modelle, für die die Schichtgrenze eine Phasengrenze darstellt, sind möglich und auch mit seismischen Daten verträglich. Eine Phasengrenze mit positiver Wärmetönung stellt kein Hindernis für Konvektion dar (Schubert et al., 1975). Das Fehlen von Erdbeben in Tiefen von mehr als 700 km sowie die kompressive Natur der Tiefbeben wird oft als Hinweis auf das Unvermögen der abtauchenden Lithosphärenplatten gesehen, die Grenze zum tiefen Mantel zu durchdringen. Es ist aber auch möglich, daß die Platte in dieser Tiefe so duktil geworden ist, daß keine Beben mehr auftreten können. Creager und Jordan (1982) wollen durch Laufzeitresiduen Lithosphäre gesehen haben, die um wenigstens 200 km die Grenzfläche durchdrungen hat. Materiell getrennte Konvektion von oberem und unterem Mantel könnte nach Busse (1983) laterale Heterogenitäten im unteren Mantel erklären.

In den vergangenen Jahren ist die These aufgestellt worden, daß der obere und der untere Mantel sich zumindest in geochemischer Hinsicht getrennt entwickelt haben. Die relativen Konzentrationen von inkompatiblen Spurenelementen in kontinentalen Basalten und Basalten von mittelozeanischen Rücken, scheinen die Existenz von wenigstens zwei verschiedenen geochemischen Reservoiren im Erdmantel zu verlangen (O'Nions et al., 1979; Wasserburg und DePaolo, 1979; Jacobsen und Wasserburg, 1979; DePaolo, 1981; Anderson, 1981a), von denen das eine verarmt an radioaktiven Elementen, das andere aber primitiv oder doch wesentlich weniger verarmt sein soll. Auf Grund der relativen Massen der beiden Reservoire und da die ozeanische Kruste aus dem verarmten Reservoir stammt, wird der obere Mantel mit dem verarmten, der untere mit dem primitiven Reservoir identifiziert. Damit die Reservoire sich nicht vermischen können, wird materiell getrennte Konvektion des oberen und unteren Mantels verlangt. Die relativen Massen der beiden Reservoire sind aber nicht so sicher, wie oft behauptet wird (Davies, 1981). Die Daten erlauben auch keine eindeutige Lokalisierung der Reservoire, und andere Interpretationen sind möglich (O'Nions et al., 1979; Davies, 1981; Anderson, 1981a; Spohn und Schubert, 1982a). Hofmann und White (1982) haben auf einige geochemische Schwierigkeiten des Modells hingewiesen.

Die Frage nach der Schichtung der Mantelkonvektion ist die zur Zeit vielleicht wichtigste Frage in der Physik der Mantelkonvektion. Sie hat weitreichende Konsequenzen für unser Verständnis vom Aufbau des Erdinnern. Ist die Konvektion geschichtet, so werden wir an der Grenze vom oberen zum unteren Mantel zusätzliche thermische Grenzschichten erwarten dürfen, durch die die beiden Konvektionssysteme thermisch gekoppelt wären. Da Wärme über Grenzschichten durch Wärmeleitung transportiert wird, wird der untere Mantel im Vergleich zu durchgreifender Konvektion höhere Temperaturen aufweisen (Abb. 11). Nach Jeanloz und Richter (1979) besteht zwischen Abschätzungen der Temperaturen an der Kern-Mantelgrenze und der unteren Grenze des oberen Mantels ein Temperaturunterschied von 800–1300 K, von dem nur 500–700 K auf den adiabatischen Temperaturanstieg über den unteren Mantel und auf Phasenübergänge zurückführbar sind. Die verbleibende Temperaturdifferenz von 300–800 K könnte, wenigstens zum Teil, über eine Grenzschicht zum oberen Mantel bestehen. Die Temperaturdifferenz über diese Grenzschicht

hängt von der Verteilung der radiogenen Wärmequellen ab. Ein primitiver unterer Mantel wäre heißer als ein an radioaktiven Elementen verarmter. Schubert und Spohn (1981), Spohn und Schubert (1982a) und Kenyon und Turcotte (1983) haben auf Schwierigkeiten hingewiesen, die Temperaturverteilung geschichteter Mantelkonvektion mit dem gegenwärtigen Verständnis der Rheologie des Mantels in Einklang zu bringen. Die effektive Viskosität des oberen Mantels von $\approx 10^{17} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ sowie die in Frage kommenden Deformationsmechanismen, Diffusions- und Dislokationskriechen (Carter, 1976), bedeuten nach unserem gegenwärtigen Verständnis, daß die homologe Temperatur im oberen Mantel größer als 0,5 wenn nicht sogar größer als 0,8 ist. In der Asthenosphäre könnte der Solidus sogar überschritten sein. Da der tiefe Mantel fest ist, muß der Anstieg der homologen Temperatur über die Grenzschicht zum unteren Mantel kleiner als 0,2 bis höchstens 0,5 sein, zu wenig, wenn der untere Mantel geochemisch primitiv ist. Kenyon und Turcotte (1983) finden, daß v_0 (vergl. (21)) im tiefen Mantel sehr viel größer und aTm sehr viel kleiner als in relevanten Materialien einschließlich MgO bisher gemessen sein müßte, um eine Abnahme der Viskosität durch den Temperaturanstieg in der Grenzschicht zu vermeiden.

In einer früheren Arbeit (Spohn und Schubert, 1982a) haben wir die Wärmeübertragungseigenschaften geschichteter Mantelkonvektion untersucht. Bei diesen numerischen Experimenten haben wir den Mantel von einer stetigen Soliduskurve als Anfangsbedingung abkühlen lassen. Die Viskositätsparameter für beide Mantelschichten wurden so gewählt und die Wärmequellen so verteilt, daß der heutige Oberflächenwärmefluß und ein insgesamt isoviskoser Mantel ($\nu = 10^{17} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$) erreicht wurde. Wie man nach der obigen Argumentation schon erwarten kann, finden wir, daß der untere Mantel weitestgehend verarmt sein muß, wenn er nicht partiell aufschmelzen soll. Die radiogenen Wärmequellen, die hier 80% des gegenwärtigen Oberflächenwärmeflusses verursachen, sind fast gänzlich im oberen Mantel konzentriert. Dieses Ergebnis ist im Widerspruch zu den neueren geochemischen Modellen eines weitgehend primitiven unteren und verarmten oberen Mantels.

Bei geschichteter Mantelkonvektion wird der untere Mantel durch die Grenzschicht zum oberen Mantel thermisch isoliert. In diesem Fall wird die Wärmeabfuhr vom unteren Mantel und vom Kern von dem Wärmeübertragungsvermögen des oberen Mantels bestimmt. Da das Volumen des gesamten Mantels dreimal größer als das Volumen des oberen Mantels ist, wird man erwarten, daß durchgreifende Mantelkonvektion den Erdkörper effektiver kühlen kann. In unseren Modellrechnungen finden wir, daß das geschichtete Modell in 4,5 Ga 3mal weniger Wärme von der gesamten Erde und 6mal weniger Wärme vom Kern entfernt. Die thermische Isolation des tiefen Mantels bei geschichteter Konvektion wird deutlich, wenn man Temperaturen als Funktionen der Zeit vergleicht. In Abb. 10 ist die homologe Temperatur des Mantels sowie die Temperatur des Kerns an der Kern-Mantelgrenze, bezogen auf die Solidustemperatur des Mantels an dieser Stelle, für beide Moden der Mantelkonvektion dargestellt. Die Modelle beginnen am Solidus im Mantel, der stetig über den ganzen Mantel angenommen wurde; die Anfangstemperatur im Kern ist eine stetige adiabatische Extrapolation des Mantelsolidus. Daher gibt es anfänglich nur eine thermische Grenzschicht an der Oberfläche des Modellplaneten. Die homologen Temperaturen des ganzen Mantels bei durch-

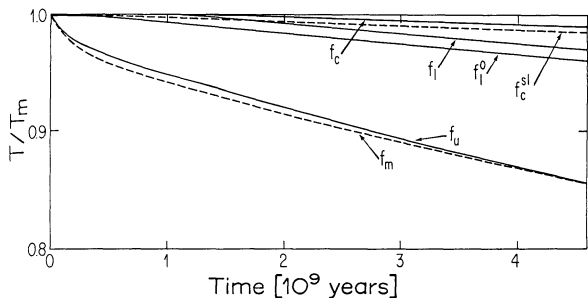


Abb. 10. Geschichte der homologen Temperaturen T/T_m (T_m bezeichnet hier die Solidustemperatur) des Mantels bei durchgreifender und geschichteter Konvektion nach Spohn und Schubert (1982a). f_m bezeichnet die homologe Temperatur des ganzen Mantels bei durchgreifender, f_u die des oberen, f_l die des unteren Mantels bei geschichteter Konvektion. f_c^{sl} und f_c bezeichnen die Temperaturen des Kerns an der Kern-Mantelgrenze geteilt durch die Solidustemperatur des Mantels an dieser Stelle bei durchgreifender und geschichteter Konvektion

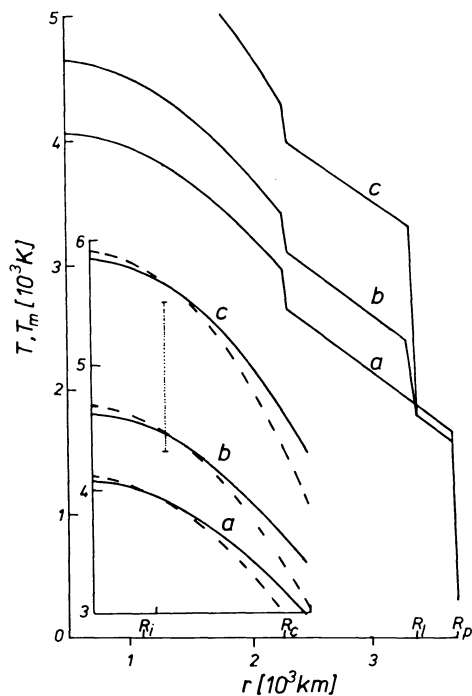


Abb. 11. Modellgeothermen bei den ganzen Mantel durchgreifender Konvektion (a) und geschichteter Mantelkonvektion (b) und (c). In Modell (b) ist der untere Mantel stark verarmt an radioaktiven Elementen, in (c) ist er primitiv. Im Einsatz sind die Temperaturen im Kern und die entsprechenden Liquiduskurven (gestrichelt) gegeben. Der Bereich möglicher Temperaturen an der Grenze zum inneren Kern ist gepunktet eingetragen

greifender Konvektion und des oberen Mantels bei geschichteter Konvektion entwickeln sich sehr ähnlich. Beide zeigen das schon bekannte Übergangs- und das stetige Regime. Die Evolution des unteren Mantels bei geschichteter Konvektion ähnelt dagegen der des Kerns der beiden Moden, eine Folge der thermischen Isolation durch darüberliegende Mantelschichten.

In einem weiteren Satz von Modellrechnungen habe ich die thermische Evolution des Kerns bei geschichteter Konvektion näher untersucht. Abbildung 11 zeigt heutige Geothermen für beide Moden der Konvektion für Modelle mit

isoviskosem Mantel, $\nu \approx 10^{17} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, heutigem Wärmefluß von 70 mW m^{-2} und einem Radius des inneren Kerns von 1215 km. Die beiden Modelle mit geschichteter Konvektion unterscheiden sich dadurch, daß der untere Mantel einmal primitiv (c) und einmal stark verarmt (b) ist. Der Fall b entspricht den oben besprochenen geschichteten Modellen, im Fall c ist der obere Mantel verarmt um die radiogenen Quellen, die sich heute in der kontinentalen Kruste befinden. Die Werte der Modellparameter findet man in Tabelle 2. Man erkennt, daß der primitive untere Mantel bei geschichteter Konvektion um $\approx 1300 \text{ K}$ heißer als bei durchgreifender Konvektion wäre. Der Kern ist hier sogar um 1700 K heißer. Dies bedeutet natürlich auch, daß die Liquiduskurve der Kernmaterie, die ich so gewählt habe (Abb. 11), daß sich der richtige Radius des heutigen inneren Kerns einstellt, entsprechend höher läge. Im Falle des verarmten unteren Mantels beträgt der Unterschied der Temperaturen an der Grenze zum inneren Kern nur 540 K .

Sollte der innere Kern tatsächlich das feste Produkt des abkühlenden Kerns sein, dann wäre die Temperatur an der Grenze zum inneren Kern ein Fixpunkt der Temperaturverteilung in der Erde. Ein Vergleich der Modellgeothermen der Abbildung mit experimentell gesicherten Daten über den Liquidus des Kerns könnte daher, so hofft man, eine Bewertung der Konvektionsmodelle erlauben. Brown und McQueen (1982) finden aus ihren Schockwellenexperimenten eine Schmelztemperatur von reinem Eisen bei 330 GPa – dem Druck an der Grenze zum inneren Kern – von $6200 \pm 500 \text{ K}$. Die Kernadiabate des Modells c liegt dort etwas unterhalb dieses Temperaturbereichs. Es kommt nun darauf an, um welchen Betrag die Liquidustemperatur durch das leichte legierende Element herabgesetzt wird. Bei genügend kleinen Konzentrationen des Lösungsmittels hängt die Verschiebung der Liquiduskurve nur von der Konzentration und nicht von den chemischen Eigenschaften des legierenden Elements ab (Prigogine und Defay, 1954). Stevenson (1980) findet unter dieser Voraussetzung eine Reduktion der Liquidustemperatur um $\sim 1000 \text{ K}$, Brown und McQueen (1982) finden 1400 K für einen Eisen-Schwefel-Kern mit 5–10 Gewichtsprozent Schwefel, die Anwendung des Faktors (1–2 x) erbringt 1200 K bei 10 Gewichtsprozent Schwefel. Demnach betrüge die Temperatur an der Grenze zum inneren Kern $5000 \pm 700 \text{ K}$. Dieser Bereich wird von den Modellgeothermen gerade begrenzt. Es ist ohne weiteres möglich, die Kerntemperaturen für durchgreifende Mantelkonvektion (a) entsprechend zu erhöhen, indem man radiogene Wärmequellen im Kern zuläßt. Um die Kerntemperaturen im Fall von materiell getrennter Konvektion im Mantel mit primitivem unterem Mantel zu senken, genügt es, die Wärmeleitfähigkeit im unteren Mantel um etwa einen Faktor 2 anzuheben, wodurch sich die Temperaturdifferenz über die Grenzschicht zum oberen Mantel entsprechend verringern würde. Beide Modelle der Mantelkonvektion sind also mit den Liquidustemperaturen des Kerns verträglich.

Auch im Hinblick auf die Evolution des Kerns und des nominellen Magnetfeldes sind die beiden Modelle wenig verschieden, wie ein Vergleich der Abb. 12 und 13 mit 8 und 9 ergibt. Wesentliche Elemente, wie das relativ junge Alter des inneren Kerns und der Anstieg der Feldstärke mit Beginn des Ausfrierens des inneren Kerns bleiben bestehen. Der heutige Wärmefluß vom Kern ist allerdings im geschichteten Fall mit primitivem unterem Mantel doppelt so groß wie im Falle durchgreifender Konvektion. Die bei-

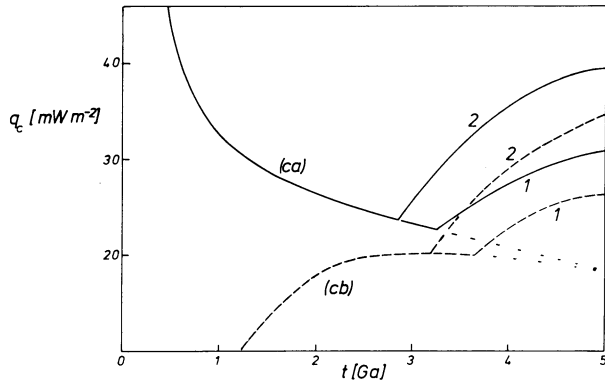


Abb. 12. Thermische Evolution des Kerns bei geschichteter Mantelkonvektion und primitivem unteren Mantel für $L=10^6$ und $L=2 \cdot 10^6$ J/kg. Die beiden Modelle (ausgezogene und gestrichelte Kurven) unterscheiden sich hinsichtlich ihrer Anfangsbedingungen. Bei Modell (cb) ist anfänglich $\Delta T_c=0$ (vgl. Abb. 4), bei Modell (ca) ist $T_c=1000$ K am Anfang

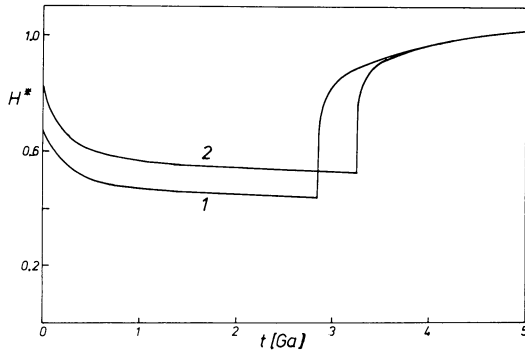


Abb. 13. Nominelle magnetische Feldstärke H^* auf der Kernoberfläche als Funktion der Zeit für das geschichtete Mantelkonvektionsmodell (ca) mit primitivem unteren Mantel. Der Kurvenparameter ist L , die spezifische Energie, die beim Ausfrieren des inneren Kerns frei wird

den Modelle in Abb. 12 unterscheiden sich hinsichtlich ihrer Anfangsbedingungen. Im Falle (ca) ist der Kern schon am Anfang erheblich wärmer als der Mantel, im Fall (cb) ist die Kerntemperatur anfänglich eine adiabatische Fortsetzung der Mantelgeotherme. Im letzten Fall nehmen wir an, daß die Kernmaterie sich bei der Differentiation nicht mehr erwärmt hat als das Mantelgestein.

Die Einwände gegen eine geschichtete Mantelkonvektion bleiben, was die Evolutionsrechnungen und die Wärmeübertragungseigenschaften anbetrifft, beschränkt auf das Verhältnis von Rheologie und Temperaturanstieg zum unteren Mantel. Zuwenig ist über die Natur des unteren Mantels und seine Rheologie bekannt, um eines der beiden Modelle völlig ausschließen zu können.

Einfluß der chemischen Differentiation und der Kontinente

Die chemische Differentiation des Mantels durch das Abscheiden der Kruste ist für thermische Evolutionsmodelle noch nicht berücksichtigt worden. Aus radiometrischen Altersbestimmungen weiß man, daß die Kontinente im Laufe der Erdgeschichte mehr oder weniger kontinuierlich ge-

wachsen sind (DePaolo, 1981). Die ältesten bekannten Krustengesteine sind 3,8 Ga alt (Moorbath, 1978). Da Kruste durch partielle Aufschmelzung des Mantels entsteht (Taylor, 1979b), wird man erwarten, daß auch vor diesem Zeitpunkt Kruste gebildet wurde, zumal die Kruste des Mondes zum größten Teil älter als 3,8 Ga ist (Wasserburg et al., 1977). Das Schicksal der sehr alten Erdkruste bleibt Spekulation, möglicherweise ist sie wieder in den Mantel zurückgeführt worden. Die Evolution der jüngeren kontinentalen Kruste ist noch nicht vollständig geklärt. Es ist strittig, ob das Volumen der kontinentalen Kruste bis heute zugenommen hat (Moorbath, 1978), oder ob schon im ausgehenden Archaikum ein Gleichgewicht zwischen Erzeugung und Zurückführung in den Mantel erreicht wurde (Fyfe, 1978). Dann wäre das Volumen der kontinentalen Kruste seither konstant geblieben. McCulloch und Wasserburg (1978) glauben, daß die Zuwachsrate vor 2,7 Ga ein Maximum erreicht haben könnte. Die Evolution der Kruste hat mindestens zwei wichtige Konsequenzen für die thermische Evolution des Mantels. Zunächst sind dem Mantel beim Abscheiden der Kruste radiogene Wärmequellen entzogen worden. Die radioaktiven Elemente U, Th, K reichern sich ja bevorzugt in der Schmelze an. Unter dem Gesichtspunkt einer möglichst effektiven Abkühlung des Erdkörpers ist die Verschiebung der Wärmequellen zur Oberfläche günstig. Dieser Vorteil wird aber „erkauft“ durch die Existenz der offenbar nicht subduzierbaren Kontinente, die wie Wärmedämmschilde wirken. Dagegen reicht in den Ozeanen die Konvektion bis zur Oberfläche. Es stellt sich die Frage, ob ein Gleichgewicht zwischen der Wärmeabfuhr durch Entzug der Wärmequellen und der Wärmeabfuhr durch Konvektion besteht und ob dieses Gleichgewicht die Fläche der Kontinente begrenzt.

Die Wechselwirkung der Mantelkonvektion mit den Kontinenten hat sicherlich auch interessante Konsequenzen für die Evolution der Kontinente. Es ist denkbar, daß der von den letzteren erzeugte Wärmestau zu konvektiven Instabilitäten und Aufströmen, sog. „plumes“, führen kann (s.a. Anderson, 1981 b). Diese Aufströme können zu kontinentaler Riftbildung führen, die die Wärmedecke zu zerschneiden vermag. In zwei anderen Arbeiten (Spohn und Schubert, 1982b; Spohn und Schubert, 1983) haben wir die Wechselwirkung der Lithosphäre mit einem konvektiven Aufstrom untersucht. Es zeigte sich, daß die kontinentale Lithosphäre von einem Aufstrom, der bis zu zehnmal mehr Wärme als der normale subkontinentale Wärmefluß in die Lithosphäre trägt, in einigen 10 Ma bis zur Kruste erodiert werden kann. Der anomale Wärmefluß zeigt sich erst verspätet, wenn überhaupt, im Oberflächenwärmefluß. Ein guter Teil der vom Aufstrom herangeführten Wärme erreicht die Oberfläche durch Vulkanismus. Ein weiterer Teil kann z.B. durch Dehydrationsreaktionen in der Kruste verbraucht werden. Nachdem der Kontinent durchtrennt ist, werden die Teile als Folge von lateralen Temperaturgradienten auseinandergetrieben (Elder, 1976). Die Lücke wird durch ozeanische Lithosphäre gefüllt, die Konvektion hat die Oberfläche erreicht. Das Riffen der Kontinente und die Öffnung neuer Ozeane ist ein wichtiger Bestandteil des Wilson-Zyklus der Plattentektonik (s. z.B. Turcotte und Schubert, 1982), der aber auch das Zusammenschweißen von Kontinenten kennt.

Akzeptiert man den oben dargestellten Hintergrund der kontinentalen Riftbildung, dann fragt man sich, wieso Rieskontinente wie Pangäa überhaupt existiert haben. Schon

im Proterozoikum soll ein Riesenkontinent bestanden haben (Piper, 1976). Nach den von Ziegler (1981) zusammengetragenen Rekonstruktionen der Plattenbewegungen war das Phanerozoikum gekennzeichnet durch das Zusammenschieben einzelner Kontinente zu einem Riesenkontinent. Was könnte die Ursache des Zusammenschiebens sein?

Nehmen wir einmal die Fläche der Kontinente als gegeben an, so können wir uns zwei extreme Verteilungen der Ozeanflächen und der Kontinente – der für die Mantelkonvektion offenen und abgedeckten Flächen – vorstellen: Die Kontinente können alle zusammengeschoben sein, wobei die zusammenhängende freie Fläche am größten wäre. Die Kontinente können aber auch gleichmäßig verteilt sein, in Stücken, deren Größe durch die Geschichte des Systems und die Zellgrößen der Mantelkonvektion irgendwie festgelegt wäre. Dann wäre die zusammenhängend bedeckte Fläche am kleinsten. Die Geologie zeigt, daß beide Konfigurationen nicht stabil sind. Wir können vermuten, daß der Riesenkontinent wegen des durch ihn verursachten Wärmestaus zerstört wird. Die Konfiguration mit verteilten Kontinenten könnte zerstört werden, weil die Konvektion bestrebt ist, die freie Fläche zu vergrößern. Es ist denkbar, daß die Verteilung der Kontinente zwischen beiden Extremen hin und her pendelt. Die Rückwirkung der Kontinente auf die Mantelkonvektion könnte in einem beständigen Zwang zur Umorganisation der Konvektionszellen bestehen, die aber auf die langfristige thermische Evolution vielleicht nur einen geringen Einfluß hat. Es ist aber auch denkbar, daß der mittlere Oberflächenwärmefluß durch die Wanderung der Kontinente Schwankungen unterworfen wird. Beide Aspekte, sowohl der Entzug der Wärmequellen als auch die Veränderungen der freien Oberfläche der Mantelkonvektion, sollten in zukünftigen thermischen Evolutionsrechnungen untersucht werden.

Schlußbemerkungen

In dieser Arbeit habe ich eine Diskussion der thermischen Evolution der Erde auf der Basis von parametrisierten Konvektionsmodellen versucht. Die Bedeutung der radiogenen Wärmequellen, der Differentiation des Kerns, der Wärmeübertragungseigenschaften und der Schichtung der Mantelkonvektion wurde dargestellt. Besonders hervorgehoben wurde die Wirkung der temperaturabhängigen Viskosität als Regulator der Abkühlrate und das Ungleichgewicht zwischen Wärmeproduktion und Oberflächenwärmefluß. Die Untersuchung hat sicher mehr Fragen offen gelassen, oder vielleicht auch aufgeworfen, als sie beantworten konnte, nicht zuletzt die Frage nach der Gültigkeit des Ansatzes der parametrisierten Konvektionsmodelle. Trotz ihrer inneren Konsistenz – die Modelle ergeben schließlich für akzeptable Werte der Materialparameter den richtigen Oberflächenwärmefluß, die Mantelviskosität, die Lithosphärendicke, Plattenverschiebungsraten, den Radius des inneren Kerns und akzeptable Geothermen – bleiben Zweifel, vor allem wegen der ungenügenden Kenntnis der Wärmeübertragungseigenschaften von Konvektion bei stark temperatur- und spannungsabhängiger Viskosität.

Die Frage nach der Schichtung der Mantelkonvektion konnte nicht abschließend beantwortet werden, wenn auch die hohe Viskosität des tiefen Mantels darauf hindeutet, daß die Konvektion den ganzen Mantel durchgreift. Das Studium der Evolution einfacher geschichteter und unge-

schichteter Planetenmodelle ist nützlich zur Fokussierung der Diskussion und der Fragestellung künftiger Forschung.

Die Erkenntnis des Ungleichgewichts zwischen Oberflächenwärmefluß und Wärmeproduktion hat die geophysikalischen und geochemischen Abschätzungen des Gehalts der Erde an radioaktiven Elementen näher zueinander gebracht.

Die thermische Evolution des Kerns ist erstaunlich unabhängig von den Details der Mantelkonvektion. Zwei Ergebnisse parametrisierter Evolutionsrechnungen könnten von weitertragender Bedeutung sein: Man benötigt kein K im Kern, und der innere Kern ist möglicherweise nur etwa 2 Ga alt. Diese Ergebnisse könnten von Bedeutung sein für Forschungen auf den Gebieten des Geodynamos, der Paleomagnetik und der Geochemie.

In der Zukunft sollte man versuchen, chemische und thermische Evolutionsmodelle zu verknüpfen. Dabei wird die kontinentale Kruste von großer Bedeutung sein. Auch die Entstehung der Atmosphäre und der Ozeane durch Ausgasen des Erdkörpers ist ein wesentliches Element der Evolution, das in unserem Zusammenhang bisher nicht betrachtet wurde. Bedenkt man den Einfluß der volatilen Elemente auf die Rheologie und die Schmelztemperaturen terrestrischer Gesteine, ist man geneigt, dem Vorgang Bedeutung für die thermische Evolution des Erdkörpers beizumessen.

Wir haben die Erde als einen Körper dargestellt, der auf möglichst effektive Weise einen gegebenen Vorrat an Energie abführt und dabei, quasi nebenher, Topographie und Magnetfeld erzeugt. Wie jede Abstraktion eines Ausschnittes des Weltbildes ist auch diese Sicht vereinfachend und unvollständig. Wollen wir hoffen, daß sie zum Verständnis des Wirkens der Natur beiträgt und zu weiteren Untersuchungen und kritischen Überlegungen anregen kann.

Danksagung. Ich danke G. Schubert, D.J. Stevenson und R. Boehler für die Zusammenarbeit, durch die viele der in dieser Arbeit geschilderten Ergebnisse gewonnen wurden. Diskussionen mit F.H. Busse, U. Christensen, R.M. Clever und W.R. Jacoby waren anregend und nützlich. Die Rechnungen sind auf den Rechenanlagen der Universität Frankfurt und der University of California Los Angeles durchgeführt worden. Die Arbeiten wurden finanziell von der Deutschen Forschungsgemeinschaft, der National Science Foundation der USA und der NASA gefördert.

Literaturverzeichnis

- Ahrens, T.J.: Equations of state of iron sulfide and constraints on the sulfur content of the Earth. *J. Geophys. Res.* **84**, 985–999, 1979
- Ahrens, T.J.: Dynamic compression of Earth materials. *Science* **207**, 1035–1041, 1980
- Anderson, D.L.: Hot spots, basalts, and the evolution of the mantle. *Science* **213**, 82–89, 1981a
- Anderson, D.L.: A global geochemical model for the evolution of the mantle. In: *Evolution of the earth*, R.J. O'Connell, W.S. Fyfe, eds., pp. 6–18, *Geodynamics Ser. 5*; Washington D.C.: AGU 1981b
- Anderson, O.L.: The Earth's core and the phase diagram of iron. *Phil. Trans. R. Soc. London* **A306**, 21–35, 1982
- Anderson, O.L., Baumgardner, J.R.: Equation-of-state in planet interior. In: *Proc. 11th Lunar Planet. Sci. Conf.* Pergamon, New York, 1999–2014, 1980
- Anderson, O.L., Baumgardner, J.R.: The temperature profile of Venus. In: *The Moon and Planets*, in press 1983
- Arkani-Hamed, J., Toksöz, M.N., Hsui, A.T.: Thermal evolution of the earth. *Tectonophysics* **75**, 19–30, 1981

- Arndt, N.T.: Ultrabasic magmas and high-degree melting of the mantle. *Contrib. Mineral. Petrol.* **64**, 205–221, 1977
- Artyushkov, E.V.: *Geodynamics*, Moskau: Nauka Press, 1979
- Basaltic Volcanism Study Project: *Basaltic Volcanism on the Terrestrial Planets*, Oxford: Pergamon Press, 1981
- Bickle, N.J.: Heat loss from the Earth: a constraint on Archean tectonics from the relationship between geothermal gradients and the rate of plate production. *Earth Planet. Sci. Lett.* **40**, 301–315, 1978
- Birch, R.: Elasticity and constitution of the Earth's interior. *J. Geophys. Res.* **57**, 227–286, 1952
- Bird, R.B., Stewart, W.E., Lightfoot, E.N.: *Transport Phenomena*, Wiley, 1960
- Boehler, R.: Adiabats of Quartz, Coesite, Olivine, and Magnesium Oxide to 50 kbar and 1000K, and the adiabatic gradient in the Earth's mantle. *J. Geophys. Res.* **87**, 5501–5506, 1982
- Boehler, R.: Melting temperature, adiabats, and Grüneisen parameter of Lithium, Sodium and Potassium versus pressure. *Phys. Rev.*, in press 1983
- Booker, J.R., Stengel, K.C.: Further thoughts on convective heat transport in a variable viscosity fluid. *J. Fluid Mech.* **86**, 289–291, 1978
- Braginsky, S.I.: Kinetic models of the Earth's hydromagnetic dynamo. *Geomagn. Aeron. Engl. Transl.* **4**, 572–583, 1964
- Brett, R.: The current status of speculations on the composition of the core of the Earth. *Rev. Geophys. Space Phys.* **14**, 375–384, 1976
- Brown, G.C., Mussett, A.E.: *The Inaccessible Earth*, Allen and Unwin Ltd 1981
- Brown, J.M., McQueen, R.J.: The equation of state for iron and the Earth's core. In: *High-Pressure Research in Geophysics* (S. Akimoto and M. Manghani, Eds.), Tokio: Center for Academic Publication, 611–624, 1982
- Brown, J.M., Shankland, T.J.: Thermodynamic parameters in the Earth as determined from seismic profiles. *Geophys. J. R. Astr. Soc.* **66**, 579–596, 1981
- Burke, K., Kidd, W.S.F.: Were Archean continental geothermal gradients much steeper than those of today? *Nature* **272**, 240–241, 1978
- Busse, F.H.: Non-linear properties of thermal convection. *Rep. Prog. Phys.* **41**, 1929–1967, 1978 a
- Busse, F.H.: Magnetohydrodynamics of the Earth's dynamo. *Annu. Rev. Fluid Mech.* **10**, 435–462, 1978 b
- Busse, F.H.: Quadrupole convection in the Lower Mantle? *Geophys. Res. Lett.* **10**, 285–288, 1983
- Cameron, A.G.W.: Physics of the primitive solar accretion disk. *The Moon and the Planets* **18**, 5–40, 1978
- Carter, N.L.: Steady state flow of rocks. *Rev. Geophys. Space Phys.* **14**, 301–360, 1978
- Cathles, L.M. III.: *The viscosity of the Earth's Mantle*. Princeton University Press, 1975
- Chandrasekhar, S.: *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*. Oxford Clarendon Press, 1961
- Chapman, D.S., Pollack, H.N.: Regional geotherms and lithospheric thickness, *Geology* **5**, 265–268, 1977
- Christensen, U.: Convection in a variable viscosity fluid: Newtonian versus power-law rheology. *Earth Planet. Sci. Lett.*, in press 1983
- Cook, F.A., Turcotte, D.L.: Parameterized convection and the thermal evolution of the earth. *Tectonophysics* **75**, 1–17, 1981
- Creager, K.C., Jordan, T.H.: Slab penetration into the Lower Mantle. *EOS* **63**, 381, 1982
- Cserepes, L.: Numerical studies of non-Newtonian mantle convection. *Phys. Earth Planet. Inter.* **30**, 49–61, 1982
- Davies, G.F.: Thermal histories of convective earth models and constraints on radiogenic heat production in the earth. *J. Geophys. Res.* **85**, 2517–2530, 1980
- Davies, G.F.: Earth's neodymium budget and structure and evolution of the mantle. *Nature* **290**, 208–213, 1981
- Debye, P.: Zur Theorie der spezifischen Wärmen. *Ann. d. Phys.* **39**, 789–839, 1912
- DePaolo, D.J.: Radiogenic isotopes and crustal evolution. In: *The Evolution of the Earth*, R.J. O'Connell and W.S. Fyfe, eds.: pp. 59–68. *Geodynamic Ser. 5*; Washington D.C.: AGU 1981
- Dolginov, Sh.Sh.: Planetary magnetism. *Geomagn. Aeronom.* **17**, 569–595, 1977
- Doornbos, D.J.: Present seismic evidence for a boundary layer at the base of the mantle. *J. Geophys. Res.* **88**, 3498–3505, 1983
- Dziewonski, A.M., Hales, A.L., Lapwood, E.R.: Parametrically simple earth models consistent with geophysical data. *Phys. Earth Planet. Int.* **10**, 12–48, 1975
- Eckert, E.R.G., Drake, R.M.: *Analysis of Heat and Mass Transfer*. New York: McGraw-Hill, 1972
- Elder, J.: *The Bowels of the Earth*, Oxford Press, 1976
- Elsasser, W.M.: Early history of the Earth. In: *Earth Science and Meteorites*, J. Geiss and E. Goldberg, eds.: pp. 1–30, Interscience Publishers, 1963
- Elsasser, W.M., Olson, P., Marsh, B.D.: The depth of mantle convection. *J. Geophys. Res.* **84**, 147–155, 1979
- Fish, R.A., Goles, G., Anders, E.: The record in meteorites III. On the development of meteorites in asteroidal bodies. *Astrophys. J.* **132**, 243–258, 1960
- Flasar, F.M., Birch, F.: Energetics of core formation: A correction. *J. Geophys. Res.* **78**, 6101–6103, 1973
- Frick, H., Busse, F.H., Clever, R.M.: Steady three dimensional convection at high Prandtl numbers. *J. Fluid Mech.* **127**, 141–153, 1983
- Fyfe, W.S.: The evolution of the Earth's crust: modern plate tectonics to ancient hot spot tectonics. *Chem. Geol.* **23**, 89–114, 1978
- Ganguly, J., Kennedy, G.C.: Solubility of K in Fe-S liquid, silicate-K-(Fe-S) equilibria, and their planetary implications. *Earth Planet. Sci. Lett.* **35**, 411–420, 1977
- Gast, P.W.: The chemical composition and structure of the Moon. *The Moon* **5**, 121–148, 1972
- Green, D.H.: Magmatic activity as the major process in the chemical evolution of the Earth's crust and mantle. *Tectonophysics* **13**, 47–71, 1972
- Green, D.H., Nicols, J.A., Viljoen, M., Viljoen, R.: Experimental demonstration of the existence of peridotite liquids in earliest Archaean magmatism. *Geology* **3**, 11–14, 1975
- Grover, R.: Liquid metal equation of state based on scaling. *J. Chem. Phys.* **55**, 3435–3441, 1971
- Gubbins, D.: Theories of the geomagnetic and solar dynamos. *Rev. Geophys. Space Phys.* **12**, 137–154, 1974
- Gubbins, D.: Masters, T.G., Jacobs, J.A.: Thermal evolution of the earth's core. *Geophys. J. R. Astron. Soc.* **59**, 57–99, 1979
- Guinness, E.A., Arvidson, R.E., Strebeck, J.W., Schulz, K.J., Davies, G.F., Leff, C.E.: Identification of a Precambrian rift through Missouri by digital image processing of geophysical and geological data. *J. Geophys. Res.* **87**, 8529–8545, 1982
- Häge, H.: Velocity constraints for the inner core inferred from long-period PKP amplitudes. *Phys. Earth Planet. Inter.* **31**, 171–185, 1983
- Hart, R., Hogan, L.: Earth degassing models and the heterogeneous versus homogeneous mantle. In: *Terrestrial Rare Gases*, E.C. Alexander and M. Ozima, eds.: pp. 193–208, Jpn. Sci. Soc. Press 1978
- Head, J.W. III: Surfaces of the terrestrial planets. In: *The New Solar System*, J.K. Beatty et al. eds.: pp. 45–56, Cambridge University Press, 1981
- Hofmann, A.W., White, W.M.: Mantle plumes from ancient oceanic crust. *Earth Planet. Sci. Lett.* **57**, 421–436, 1982
- Holman, J.P.: *Heat Transfer*. New York: McGraw-Hill, 1981
- Hsui, A.T., Toksöz, M.N.: Thermal evolution of planetary size bodies. *Proc. Lunar Sci. Conf.* 9th, 447–461, 1978
- Hurley, P.M.: Absolute abundance and distribution of Rb, K and Sr in the Earth. *Geochim. Cosmochim. Acta* **32**, 273–283, 1968
- Jacobsen, S.B., Wasserburg, G.J.: The mean age of mantle and crustal reservoirs. *J. Geophys. Res.* **84**, 7411–7427, 1979
- Jacoby, W.R., Schmeling, H.: On the effects of the lithosphere

- on mantle convection and evolution. *Phys. Earth Planet. Int.* **29**, 305–319, 1982
- Jarvis, G.T., McKenzie, D.P.: Infinite Prandtl number compressible convection. *J. Fluid Mech.* **96**, 515–521, 1980
- Jeanloz, R., Richter, F.M.: Convection, composition, and the thermal state of the lower mantle. *J. Geophys. Res.* **84**, 5497–5504, 1979
- Jeanloz, R., Thompson, A.B.: Phase transitions and mantle discontinuities. *Rev. Geophys. Space Phys.* **21**, 51–74, 1983
- Kaula, W.M.: The seven ages of a planet. *Icarus* **26**, 1–15, 1975
- Kaula, W.M.: Thermal evolution of Earth and Moon growing by planetesimal impacts, *J. Geophys. Res.* **84**, 999–1005, 1979
- Kelvin Lord: On the secular cooling of the Earth. *Trans. Roy. Soc. Edinburgh* **23**, 157–170, 1864
- Kenyon, P.M., Turcotte, D.L.: Convection in a two-layer mantle with a strongly temperature dependent viscosity. *J. Geophys. Res.* **88**, 6403–6414, 1983
- Keondijan, V.P.: On the mechanism of the gravitational differentiation in the inner Earth. In: *The Evolution of the Earth*, R.J. O'Connell and W.S. Fyfe, eds.: pp. 167–195. *Geodynamic Ser. 5*; Washington, D.C.: AGU 1981
- Kittel, C.: *Introduction to Solid State Physics*, 5. Aufl., Wiley, 1976
- Knopoff, L.: The convection current hypothesis. *Rev. Geophys.* **2**, 89–123, 1964
- Kröner, A.: Archaean paleomagnetism and implications for continental growth and global tectonics. *Terra Cognita* **3**, 241–242, 1983
- Landau, L.D., Lifshitz, E.M.: *Hydrodynamik*. Leipzig: Akademie Verlag, 1966
- Langseth, M.G., Keihm, S.J., Peters, K.: Revised lunar heat flow values. *Proc. Lunar Sci. Conf. 7th*, 3143–3171, 1976
- Liu, L.: Phase transformations and the constitution of the deep mantle. In: *The Earth: Its Origin, structure and Evolution*, M.W. McElhinny, ed.: pp. 177–201, New York: Academic Press 1979
- Loper, D.E.: The gravitationally powered dynamo. *Geophys. J. R. Astron. Soc.* **54**, 389–404, 1978
- Lubimova, E.A., Parphenuk, O.: Terrestrial heat flow history and temperature profiles. In: *The Evolution of the Earth*, R.J. O'Connell and W.S. Fyfe, eds.: pp. 217–228. *Geodynamic Ser. 5*; Washington, D.C.: AGU 1981
- Mao, H.K., Bell, P.M.: Equations of state of MgO and ϵ -Fe under static pressure conditions. *J. Geophys. Res.* **84**, 4533–4536, 1979
- Mason, B.: *Handbook of Elemental Abundances in Meteorites*, Gordon and Breach, 1971
- Masters, G.: Observational constraints on the chemical and thermal structure of the Earth's deep interior. *Geophys. J. R. Astron. Soc.* **57**, 507–534, 1979
- McCulloch, M.T., Wasserburg, G.J.: Sm-Nd and Rb-Sr chronology of continental crust formation. *Science* **200**, 1003–1011, 1978
- McElhinny, M.W., Senanayake, W.E.: Paleomagnetic evidence for the existence of the geomagnetic field 3.5 Ga ago. *J. Geophys. Res.* **85**, 3523–3528, 1980
- McGregor, R.K., Emery, A.F.: Free convection through vertical plane layers – moderate and high Prandtl number fluids. *J. Heat Transfer* **91**, 391–403, 1969
- McKenzie, D.P., Richter, F.M.: Convection currents in the Earth's mantle. *Sci. Am.* **235**, 72–89, 1976
- Moorbath, S.: *Proc. Geol. Assoc. London* **86**, 259–279, 1975
- Moorbath, S.: Age and isotope evidence for the evolution of continental crust. *Phil. Trans. R. Soc. London A* **288**, 401–414, 1978
- Mula, A.H., Müller, G.: Ray parameters of diffracted long period P and S waves and the velocities at the base of the mantle. *Pure Appl. Geophys.* **118**, 1270–1290, 1980
- O'Nions, R.K., Evenson, N.M., Hamilton, P.J.: Chemical modelling of mantle differentiation and crustal growth. *J. Geophys. Res.* **84**, 6091–6101, 1979
- O'Nions, R.K., Carter, S.R., Evenson, N.M., Hamilton, P.J.: Upper mantle geochemistry. In: *The Sea Vol. 7*, E. Emiliani, ed.: pp. 43–71, New York: Wiley 1979
- Oversby, V.M., Ringwood, A.E.: Potassium distribution between metal and silicate and its bearing on the occurrence of potassium in the Earth's core. *Earth Planet. Sci. Lett.* **14**, 345–347, 1972
- Ozima, M., Kudo, K.: Excess argon in submarine basalts and an Earth evolution model. *Nature Phys. Sci.* **239**, 23–24, 1972
- Peltier, W.R.: Ice age geodynamics. *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.* **9**, 199–225, 1981
- Perkeris, C.L.: Thermal convection in the interior of the Earth. *Mon. Not. R. Astr. Soc. Geophys. Suppl.* **3**, 343–367, 1935
- Piper, J.D.A.: Paleomagnetic evidence for a Proterozoic supercontinent. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* **280**, 469–490, 1976
- Pollack, H.N.: The heat flow from the continents. *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.* **10**, 459–481, 1982
- Prandtl, L.: *Verhandlg. d. III. Intern. Math. Kongr., Heidelberg*, 1904
- Prigogine, I., Defay, R.: *Chemical Thermodynamics*. Longmans Green and Co, 1954
- Richter, F.M., Johnson, E.C.: Stability of a chemically layered mantle. *J. Geophys. Res.* **79**, 1635–1639, 1974
- Ringwood, A.E.: *Composition and Petrology of the Earth Mantle*. New York: McGraw-Hill, 1975
- Ringwood, A.E.: Composition of the core and implications for the origin of the Earth. *Geochem. J.* **11**, 111–135, 1977
- Russell, C.T.: The magnetic field of Mars: Mars 3 evidence reexamined. *Geophys. Res. Lett.* **5**, 81–84, 1978
- Safronov, V.S.: *Evolution of the protoplanetary cloud and formation of the Earth and planets*. Moscow: Nauka (Russ.), NASA TT F-677, 1972
- Safronov, V.S.: The heating of the Earth during its formation. *Icarus* **33**, 3–12, 1979
- Safronov, V.S.: Initial state of the Earth and its early evolution. In: *Evolution of the Earth*, R.J. O'Connell and W.S. Fyfe, eds.: pp. 249–255. *Geodynamic Ser. 5*; Washington, D.C.: AGU 1981
- Schlichting, H.: *Grenzschichttheorie*, Verlag G. Braun, 1951
- Schmeling, H., Jacoby, W.R.: On modelling the lithosphere in mantle convection with non-linear rheology. *J. Geophys.* **50**, 89–100, 1981
- Schubert, G., Turcotte, D.L., Oxburgh, E.R.: Stability of planetary interiors. *Geophys. J. R. Astron. Soc.* **18**, 441–460, 1969
- Schubert, G., Yuen, D.A., Turcotte, D.L.: Role of phase transitions in a dynamic mantle. *Geophys. J. R. Astron. Soc.* **42**, 705–735, 1975
- Schubert, G., Cassen, P., Young, R.E.: Subsidiary convective cooling histories of terrestrial planets. *Icarus* **38**, 192–211, 1979a
- Schubert, G., Cassen, P., Young, R.E.: Core cooling by subsolidus mantle convection. *Phys. Earth Planet. Int.* **20**, 194–208, 1979b
- Schubert, G., Stevenson, D.J., Cassen, P.: Whole planet cooling and the radiogenic heat source contents of the Earth and Moon. *J. Geophys. Res.* **85**, 2531–2538, 1980
- Schubert, G., Spohn, T.: Two-layer mantle convection and the depletion of radioactive elements in the lower mantle. *Geophys. Res. Lett.* **8**, 951–954, 1981
- Slater, J.G., Jaupart, C., Galson, D.: The heat flow through oceanic and continental crust and the heat loss of the Earth. *Rev. Geophys. Space Phys.* **18**, 269–311, 1980
- Sharpe, N.H., Peltier, W.R.: Parameterized mantle convection and the Earth's thermal history. *Geophys. Res. Lett.* **5**, 737–740, 1978
- Sharpe, N.H., Peltier, W.R.: A thermal history for the Earth with parameterized convection. *Geophys. J. R. Astron. Soc.* **59**, 171–203, 1979
- Shaw, H.G.: Effects of core formation. *Phys. Earth Planet. Int.* **16**, 361–369, 1978
- Spohn, T., Schubert, G.: Modes of mantle convection and the removal of heat from the Earth's interior. *J. Geophys. Res.* **87**, 4682–4696, 1982a
- Spohn, T., Schubert, G.: Convective thinning of the lithosphere:

- A mechanism for the initiation of continental rifting. *J. Geophys. Res.* **87**, 4669–4681, 1982b
- Spohn, T., Schubert, G.: Convective thinning of the lithosphere: A mechanism for rifting and mid-plate volcanism on Earth, Venus and Mars. *Tectonophysics* **94**, 67–90, 1983
- Spohn, T., Boehler, R.: Earth mantle adiabats. *J. Geophys. Res.*, submitted 1984
- Stacey, F.D.: Thermal regime of the Earth's interior. *Nature* **255**, 44–45, 1975
- Stacey, F.D.: *Physics of the Earth*. London: Wiley, 1977a
- Stacey, F.D.: A thermal model of the Earth. *Phys. Earth Planet. Int.* **15**, 341–348, 1977b
- Stacey, F.D.: Cooling of the Earth – A constraint on paleotectonic hypothesis. In: *Evolution of the Earth*, R.J. O'Connell and W.S. Fyfe, eds.: pp. 272–276. *Geodynamic Ser.* **5**; Washington D.C.: AGU 1981
- Stevenson, D.J.: Applications of liquid state physics to the Earth's core. *Phys. Earth Planet. Int.* **22**, 42–52, 1980
- Stevenson, D.J.: Models of the Earth's core. *Science* **214**, 611–619, 1981
- Stevenson, D.J., Turner, J.S.: Fluid models of mantle convection. In: *The Earth, Its Origin, Evolution, and Structure*, M.W. McElhinny, ed.: pp. 227–263, New York: Academic Press 1979
- Stevenson, D.J., Spohn, T., Schubert, G.: Magnetism and thermal evolution of the terrestrial planets. *Icarus* **54**, 466–489, 1983
- Surkov, Yu.: Geochemical studies of Venus by Venera 9 and 10 automatic interplanetary stations. *Proc. Lunar Sci. Conf. 8th*, 2665–2689, 1977
- Tarling, D.H.: *Evolution of the Earth's Crust*. New York: Academic Press, 1977
- Taylor, S.R.: Lunar and terrestrial potassium and uranium abundances: implications for the fission hypothesis. *Proc. Lunar Sci. Conf. 10th*, 2017–2030, 1979a
- Taylor, S.R.: Chemical composition and evolution of the continental crust: the rare earth element evidence. In: *The Earth: Its Origin, Structure and Evolution*, M.W. McElhinny, ed.: pp. 353–376, Academic Press, 1979b
- Taylor, S.R., McLennan, S.M.: The composition and evolution of the continental crust: Rare earth element evidence from sedimentary rocks. *Phil. Trans. R. Soc. Lond.* **A301**, 381–399, 1981
- Toksöz, M.N., Hsui, A.T.: Thermal history and evolution of Mars. *Icarus* **34**, 537–547, 1978
- Toksöz, M.N., Hsui, A.T., Johnston, D.H.: Thermal evolutions of the terrestrial planets. *The Moon and Planets* **18**, 265–272, 1978
- Tozer, D.C.: Heat transfer and convection currents. *Phil. Trans. R. Soc. Lond.* **A258**, 252–271, 1965
- Tozer, D.C.: Towards a theory of thermal convection in the mantle. In: *The Earth's Mantle*, T.F. Gaskell, ed.: pp. 325–353, Academic Press, 1967
- Tozer, D.C.: The present thermal state of the terrestrial planets. *Phys. Earth Planet. Int.* **6**, 182–197, 1972
- Turcotte, D.L., Oxburgh, E.R.: Finite amplitude convective cells and continental drift. *J. Fluid Mech.* **28**, 29–42, 1967
- Turcotte, D.L., Schubert, G.: *Geodynamics*, London: Wiley, 1982
- Usselman, T.M.: Experimental approach to the state of the core, Part I. The liquidus relations of the Fe-rich portion of the Fe–Ni–S system from 30 to 100 kBar. *Am. J. Sci.* **275**, 278–290, 1975
- Van der Voo, R.: Pre-mesozoic paleomagnetism and plate tectonics. *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.* **10**, 191–220, 1982
- Verhoogen, J.: Heat balance of the Earth's core. *Geophys. J.* **4**, 276–281, 1961
- Walker, D., Stolper, E.M., Hays, J.F.: A numerical treatment of melt/solid segregation: Size of the Eucrite parent body and stability of the terrestrial low-velocity zone. *J. Geophys. Res.* **83**, 6005–6013, 1978
- Wasserburg, G.J., MacDonald, G.J.F., Hoyle, F., Fowler, W.A.: Relative contributions of uranium, thorium, and potassium to heat production in the Earth. *Science* **143**, 465–467, 1964
- Wasserburg, G.J., Papanastassiou, D.A., Tera, F., Huneke, J.C.: Outline of a lunar chronology. *Phil. Trans. R. Soc. Lond.* **A285**, 7–22, 1977
- Wasserburg, G.J., De Paolo, D.J.: Models of Earth structure inferred from neodymium and strontium isotopic abundances. *Proc. Nat. Acad. Sci. U.S.A.* **76**, 3594–3598, 1979
- Watson, J.U.: Precambrian thermal regimes. *Phil. Trans. R. Soc. Lond.* **A288**, 431–440, 1977
- Weertman, J., Weertman, J.R.: High temperature creep of rock and mantle viscosity. *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.* **3**, 293–315, 1975
- Weidenschilling, S.J.: A model for accretion of the terrestrial planets. *Icarus* **22**, 426–435, 1974
- Wetherill, G.W.: Formation of the terrestrial planets. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **18**, 77–113, 1980
- Wetherill, G.W.: Solar wind of ³⁶Ar on Venus. *Icarus* **46**, 70–80, 1981
- Windley, B.F.: *The Evolving Continents*. London: Wiley, 1977
- Young, R.E.: Finite amplitude thermal convection in a spherical shell. *J. Fluid Mech.* **63**, 695–721, 1974
- Yuen, D.A., Sabadini, R., Boschi, E.V.: The viscosity of the lower mantle as inferred from rotational data. *J. Geophys. Res.* **87**, 10745–10762, 1982
- Zebib, A., Schubert, G., Straus, J.M.: Infinite Prandtl number thermal convection in a spherical shell. *J. Fluid Mech.* **97**, 257–264, 1980
- Ziegler, A.M.: Paleozoic Paleogeography. In: *Paleoreconstruction of the Continents*, M.W. McElhinny, D.A. Valencio, eds.: pp. 31–38. *Geodynamic Ser.* **2**; Washington D.C.: AGU 1981

Eingegangen 15. August 1983

Angenommen 30. November 1983