

# DIE WOLKEN

VON R. SURING

2. neubearbeitete Auflage

1941. VI, 139 Seiten mit 12 Abbildungen und 4 Tafeln

Preis RM 8.40, Lw. RM 9.60

Aus Besprechungen der ersten Auflage: Allen Wolkenbüchern ist dieses Buch weit überlegen, denn hier hat ein Fachmann, der selbst jahrelang an der Spitze des Potsdamer Observatoriums Wolkenbeobachtungen durchführte, die Feder ergriffen. *Physikalische Zeitschrift*. — Das Buch bringt nicht nur eine ausgezeichnete Beschreibung und Erklärung der Wolkenarten und Wolkenformen sowie ihrer geographischen und zeitlichen Verteilung, sondern sein besonderer Wert liegt darin, daß es ein tieferes Verständnis für die physikalischen Bedingungen der Wolkenbildung vermittelt. Es ist nicht nur für die Fachmeteorologen, sondern auch für alle Liebhaber der Wetterkunde, insbesondere auch für Piloten, Luftschiefer und Segelflieger wichtig und verständlich, sofern der Leser einfache physikalische Vorkenntnisse besitzt. *Die Umschau*.

Akademische Verlagsgesellschaft Becker & Erler Kom.-Ges., Leipzig

## PROBLEME DER KOSMISCHEN PHYSIK

Herausgegeben von Professor Dr. Chr. Jensen, Hamburg

Soeben erschien:

Band XXII

## Ergebnisse und Probleme der Sonnenforschung

Von Dr. M. Waldmeier

Eidgenössische Sternwarte Zürich/Schweiz

1941. IX, 255 Seiten mit 102 Abbildungen. — Preis RM 18.40, Lw. RM 20.—

Aus dem Inhalt: Die Strahlung der Sonne — Der innere Aufbau und die Energieerzeugung der Sonne — Die Rotation der Sonne — Die Photosphäre — Das Linienspektrum der Sonne — Die Sonnenflecken — Die Sonnenfackeln — Die Chromosphäre — Die Protuberanzen — Die Korona

Akademische Verlagsgesellschaft Becker & Erler Kom.-Ges., Leipzig

SE 6563-A

1942

lern. Abzug v. Titel

Überreicht vom Verfasser

Sonderdruck aus „*Gerlands Beiträge zur Geophysik*“ Bd. 58 (1942) 234—296  
Herausgegeben von J. Bartels, A. Defant, H. Lettau, L. Weickmann  
Akademische Verlagsgesellschaft Becker & Erler Kom.-Ges. Leipzig C1

A 7028

## Über den Wärmehaushalt des Erdballes.

Von

Robert Schwinner  
Graz

(Mit 5 Figuren)



1942

AKADEMISCHE VERLAGSGESELLSCHAFT  
BECKER & ERLER KOM.-GES., LEIPZIG

*Überreicht vom Verfasser*

Sonderdruck aus „**Gerlands Beiträge zur Geophysik**“, Bd. 58, Heft 3/4, 1942  
Akademische Verlagsgesellschaft Becker & Erler Kom.-Ges. in Leipzig

## Über den Wärmehaushalt des Erdballes

Von

Robert Schwinner

Graz



(Mit 5 Figuren)

Geol.B.-A. Wien



0 000001 161809

# Über den Wärmehaushalt des Erdballes.

Von

**Robert Schwinner**, Graz.

(Mit 5 Figuren.)

**Zusammenfassung:** Die Wärmebilanz des Erdinnern ist ungenügend bekannt. Die Wärmemenge, welche heute durch Leitung an die Oberfläche befördert wird, mag  $1 \text{ bis } 2 \cdot 10^{-6} \text{ cal cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$  betragen, wobei nach neueren Beobachtungen die geringere Ziffer wahrscheinlicher ist. Die Wärme, welche durch Vulkane nach außen befördert wird, ist auf  $\frac{1}{50}$  davon zu schätzen. Auf der anderen Bilanzseite ist nur die Wärme, welche durch Zerfall radioaktiver Elemente erzeugt wird, von Bedeutung. Schätzt man den Gehalt der einzelnen Schalen der Erdkugel an diesen Elementen nach Analogie bekannter Gesteine (einschließlich der Meteoriten), und nimmt man an, die Wärmeproduktion dieser sei im Erdinnern eben dieselbe wie im Laboratorium, so ergibt das auf alle Fälle (vgl. die Tabellen) als Wärmeerzeugung im Erdinnern ein hohes Vielfaches dessen, was an die Oberfläche abgeleitet wird. Aber diese Wärmemenge ist doch noch immer unbedeutend gegenüber der Einstrahlung von der Sonne, sie kann daher die Temperatur der Erdoberfläche nicht merklich beeinflussen, diese ist für alle bezüglichen Spekulationen als Konstante anzusehen.

Eigentlich sollte es nur zwei mögliche Hypothesen geben, daß, je nach der Bilanz, das Erdinnere entweder immer kälter, oder immer wärmer werden müßte. JOLY jedoch will beides in periodischem Wechsel der „thermischen Zyklen“ vereinen. Im aufsteigenden Aste eines solchen Zyklus werde es wegen Stauung des Wärmeabflusses (wie heute) immer wärmer, bis das Erdinnere völlig aufgeschmolzen ist; im absteigenden Aste wird dann durch Konvektion die Wärme so ausgiebig abgeführt, daß das Erdinnere immer kälter wird und wieder erstarrt. Diese Hypothese würde geologisch gewisse Vorzüge aufweisen, sie ist aber physikalisch nicht haltbar. Es verbleiben also doch nur die zwei zuerst genannten Annahmen möglich. Von diesen ist die Hypothese einer allmählichen Abkühlung des Erdinnern in einen geschlossenen, in sich widerspruchsfreien Gedankengang eingebaut, von den kosmogonischen Hypothesen ausgehend, welche alle eine Entstehung der Erde durch Ballung unter Wärmeentwicklung voraussetzen, über die geochemisch-petrographische Entwicklung des Erdballes durch Abkühlungsdifferentiation, bis zu den Beobachtungen der tektonischen Geologie, welche Vorwiegen des Zusammenschubes in der Erdkruste erkennen lassen. Die entgegengesetzte Hypothese, daß die Erde anfangs nicht feurigflüssig, sondern kalt gewesen wäre, läßt sich nach keiner Seite hin anschließen; weder an die Kosmogenie, noch an die geologisch-petrographischen Gedankengänge. Da sollte man sich wohl für die erstere Hypothese entscheiden, und in Kauf nehmen, daß damit von den „aktuallisti-

schen“ Gedankengänge betreffend Wärmeerzeugung durch radioaktiven Zerfall im Erdinnern ein Teil außer Kraft gesetzt würde.

„Im Grunde ist die allgemeine Geologie, besonders die Tektonik, angewandte Physik, und ihr Fortschritt liegt in der Zunahme der Exaktheit.“ Mit dieser Forderung (1924, S. 469) habe ich bei den Geologen nicht viel Anklang gefunden, und begrüße daher jede Zustimmung, im besonderen die Stellungnahme von JUSTI; denn er sagt nicht nur eingangs: „... so wird die Bedeutung der Physik und Chemie als der allgemeinen Lehre von Energie und Materie auch für die Probleme des geologischen Geschehens heute grundsätzlich nicht mehr zu bestreiten sein“, sondern er fährt auch fort: „Eine andere Frage ist, ob der Zeitpunkt zu einer Synthese von Geologie und physikalischer Chemie schon gekommen ist ... Versteht man unter Erklären die Zurückführung eines Befundes auf bekannte Vorgänge, nicht allzu zahlreiche Hypothesen, so scheint dem Referenten eine physikalische Erklärung der geotektonischen Kräfte weder gelungen (bezieht sich auf KIRSCH: Geomechanik) noch zur Zeit möglich zu sein. ‚Physikalisch‘ begreift dabei nicht nur das Thema der Energetik, sondern auch die Exaktheit der Methode in sich.“ Ich möchte gerade den Geologen zu bedenken geben, daß auf „Exaktheit“ auch bei der mehr minder rezeptiven Geistes-tätigkeit zu achten ist. Das bedeutet, daß nichts ungeprüft, unkritisch übernommen werden soll, also ungefähr das Gegenteil der fassungslosen Hochachtung, welche viele Geologen unverstandenen theoretisch-physikalischen Deduktionen entgegenbringen. Daß eine geophysikalische Rechnung „stimmt“, bedeutet wenig, das bringt bei  $n$  unbekannten, also willkürlichen Parametern, ein geschickter Rechenkünstler allemal zuwege. Der Wert der Rechnung ist, daß die Mittelglieder außer Streit sind. Was an beiden Enden steht — Prämissen und Schlußfolgerungen —, ist der empirischen Nachprüfung zugänglich und bedürftig. Diese Prüfung ist ebenfalls „exakt“ durchzuführen; erst sie entscheidet über den Wert des Ergebnisses für die Erkenntnis der Natur.

Solcher Nachprüfung sind in besonderem Maße bedürftig die Grund- und Anfangsprobleme, welche sich in vielen Zweigen der Geophysik recht unbefriedigend unterbaut zeigen; das gilt für Elektrizität und Magnetismus, und — was der Geologe besonders bedauern muß — auch für die Thermodynamik des Erdballes<sup>1)</sup>. Ja gerade hier

<sup>1)</sup> In der Absicht, den Kollegen von der Geologie Inhalt und Umfang des Begriffes Thermodynamik zu erläutern, habe ich in einigen grundlegenden Werken von CLAUSIUS, MACH, NERNST, PLANCK u. a., wie sie mir ge-

steht es am schlimmsten. Daß man nicht weiß, woher die elektrische Aufladung des Erdballes herstammt, wie das „innere“ magnetische Feld der Erde zustande kommt, ist gewiß ein Mangel; aber schließlich sind diese Dinge da, beobachtbar und einigermaßen bekannt, so daß man gesicherten Boden für die Weiterarbeit hat. Für die Thermodynamik des Erdballes fehlen aber gerade die Grundlagen, auf denen man für die Weiterarbeit fußen müßte.

Ein wichtiges Datum ist allerdings bekannt, nämlich daß innerhalb des Erdkörpers allenthalben ein Wärmegefälle von innen nach außen herrscht. Das gibt wenigstens die Richtung, in welcher die Wärmekraftmaschine ihren Ablauf hat. Aber schon das nächste, den Betrag dieses nutzbaren Gefälles, kennen wir nicht oder doch nur sehr ungenau.

Die Wärmeverhältnisse im Erdkörper werden gewöhnlich gekennzeichnet durch die Angabe der geothermischen Tiefenstufe ( $M$ ), d. i. die Temperaturzunahme von  $1^{\circ}\text{C}$  auf  $M$  Meter Tiefenzunahme, manchmal auch durch den geothermischen Gradient ( $\Gamma$ ), d. i. Zunahme von  $\Gamma^{\circ}\text{C}$  auf 1 cm;  $\Gamma = \frac{1}{100M}$ . Die Werte von  $M$  streuen bekanntlich sehr stark: zwischen 0.01 und 170 m! Auch wenn man die ganz kleinen Werte wegläßt, als unmittelbar auf Vulkangebiete, d. h. ganz kleine Flächen, beschränkt, ist die Streuung doch noch immer 1:10. Leider fehlt bei den meisten Angaben über geothermische Tiefenstufe die der zugehörigen Wärmeleitfähigkeit ( $\lambda$ ). Man kann daher nicht beurteilen, wie viele der Schwankungen von  $M$  einfach die von  $\lambda$  im

---

rade zur Hand lagen, nachgeblättert und mit Erstaunen — bis nun hatte auch ich kein Verlangen nach solcher Definition gehabt — entdeckt, daß auch diese alle eine Definition ihrer Wissenschaft für unnötig halten. Für Fernerstehende, wie die meisten Geologen, soll aber doch ein einleitendes Wort gewidmet werden: Die Erfahrung zeigt, daß im allgemeinen kein mechanischer Vorgang, keine chemische Umwandlung usw. ohne thermische Begleiterscheinungen, keine Umsetzung im Wärmebereich stattfinden kann, ohne von mechanischen, chemischen, elektrischen usw. Vorgängen begleitet zu sein. Wenn in der theoretischen Physik alle diese Gebiete für sich einzeln behandelt werden, so ist das eine Abstraktion, die im Laboratorium möglich, in der freien Natur aber durchaus nicht realisiert ist. Daher muß die geophysikalische Betrachtung meistens alle jene Seiten des Vorganges, besonders aber die thermische, in einem in Betracht ziehen: sie wird so Thermodynamik im weitesten Sinn. Das gilt besonders für jene Vorgänge, welche der Geologe endogen nennt, vom Magma bis zur Großtektonik, nur in der Detailtektonik wird man mit rein mechanischer Betrachtungsweise auskommen.

durchsunkenen Profil widerspiegeln, und was wirklich Unterschiede im Wärmefluß bedeutet. Als Mittelwert an der Erdoberfläche wurde früher meist angenommen (TAMS, S. 90):

$$M = 33.3 \text{ m} \text{ oder } \Gamma = 3 \cdot 10^{-4} \text{ (Grad cm}^{-1}),$$

$$\lambda = 8.5 \cdot 10^{-3} \text{ (cal cm}^{-1} \text{ sec}^{-1} \text{ grad}^{-1}),$$

für Granit, Gneis usw.<sup>1)</sup>, somit Wärmefluß (durch die Erdoberfläche):

$$w = 2.55 \cdot 10^{-6} \text{ (cal cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}).$$

Nach der neueren kritischen Zusammenstellung von KOENIGSBERGER (S. 81/82) wird man sowohl Gradient als Leitfähigkeit etwas niedriger einschätzen:

$$M = 45 \text{ bis } 65 \text{ m}, \quad \Gamma = 2 \cdot 10^{-4}, \quad \lambda = 5 \cdot 10^{-3},$$

damit wird der Wärmefluß

$$w = 10^{-6} \text{ (cal cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}).$$

Die Unsicherheit dieser Ziffern ist noch ziemlich groß, und zweifellos kann man das nur als Mittel für die Oberfläche des Festlandes ansehen, über den Wärmefluß, der durch den Meeresboden geht, wissen wir überhaupt nichts.

Somit ist schon der erste Posten auf der Ausgabenseite der Energiebilanz des Erdballes sehr unsicher, der die Wärmemenge angibt, welche durch Leitung an die Erdoberfläche gebracht wird. Um überhaupt zu einer Ziffer zu kommen, wollen wir annehmen, daß der Wärmefluß, der durch den Meeresboden geht — d. i.: für  $\frac{7}{10}$  der Erdoberfläche setzen wir die Ziffer auf gut Glück ein<sup>2)</sup> —, derselbe, oder doch nur um weniges größer ist als jener, der durch die Oberfläche des Festlandes geht, es sei also allgemein  $w = 1$  bis  $2 \cdot 10^{-6}$ . Dann wird die

<sup>1)</sup> Unter „cal“ ist immer Grammkalorie verstanden, wie auch sonst am absoluten Maßsystem festgehalten wird. KOENIGSBERGER gibt für Granit und Gneis des Aarmassivs  $\lambda = 4.2$  bis  $5.0 \cdot 10^{-3}$ , für Granit von Südafrika  $\lambda = 5.5 \cdot 10^{-3}$ . Die Tiefe macht, sobald der Druck einmal die Poren geschlossen hat, wenig aus; mit zunehmender Temperatur nimmt die Leitfähigkeit etwas ab, mit zunehmendem Druck dagegen zu, das wird sich so ziemlich ausgleichen. Basische Massengesteine leiten im allgemeinen etwas besser als saure. Aber auch das wird innerhalb des Kontinentalblocks wenig ausmachen.

<sup>2)</sup> Daß der Wärmefluß unterm Meer, d. h. unter der Einsenkung, etwas größer ist, als unter Festland, ist wegen des kürzeren Weges zum Erdinnern allemal wahrscheinlich. Ihn viel größer, d. h. mehr als doppelt so groß anzunehmen, würde schwierige Hilfshypothesen fordern. So bleiben wir wohl mit ziemlicher Wahrscheinlichkeit innerhalb des Spielraumes zwischen älterer und neuerer Angabe über die Wärmeleitung unterm Festland.

Gesamtwärmemenge, welche durch Leitung in der festen Kruste an die Oberfläche der Erde gebracht wird (und von dieser an Hydro- und Atmosphäre usw. weitergegeben wird, s. S. 251),

$$\begin{aligned} \text{in der Sekunde} & . W_{\text{sec}} = 5.1 \text{ bis } 10.2 \cdot 10^{12} \text{ (cal sec}^{-1}\text{)} \\ \text{im Jahr} & . . . . W_a = 1.6 \text{ bis } 3.2 \cdot 10^{20} \text{ (cal a}^{-1}\text{).} \end{aligned}$$

Einen Posten der Wärmebilanz, der schwer zu beurteilen ist, stellt jene Wärmemenge vor, welche in Vulkanen, Thermen usw. durch Konvektion an die Erdoberfläche geschafft wird. LOTZE hat darauf mit Nachdruck hingewiesen, und versucht auch zu einer ziffernmäßigen Schätzung zu kommen. Danach würde in der Gegenwart mit den Laven der tätigen Vulkane — soweit die Ausbrüche in den letzten Jahrhunderten bekanntgeworden sind<sup>1)</sup> — durchschnittlich in der Sekunde  $W_1 = 2 \cdot 10^{10}$  (cal sec<sup>-1</sup>) aus dem Erdinnern an die Oberfläche gebracht.

<sup>1)</sup> K. SAPPER (Z. Vulkanol. 3 [1917], Beiträge zur Geographie der tätigen Vulkane, S. 65—197, bes. S. 153—157) schätzt, daß seit dem Jahr 1600 etwa 50 km<sup>3</sup> Lava und 280 km<sup>3</sup> Lockerprodukte von den tätigen Vulkanen gefördert worden sind; es sind 280 km<sup>3</sup> Lockermassen = 130 km<sup>3</sup> Lava zu setzen, zusammen sind also 180 km<sup>3</sup> Lava zu rechnen, meistens Basalt oder ähnliche basische Magmen. Bei Erstarrung und Abkühlung auf Lufttemperatur gibt 1 cm<sup>3</sup> Basalt (von der Dichte 2.92, spezifischen Wärme 0.23 und der latenten Schmelzwärme von 90 cal je 1 g) rund 1000 cal Wärme ab. Damit wird der Wärmeverlust von 1600 bis heute  $1.8 \cdot 10^{20}$  cal oder durchschnittlich in der Sekunde  $2 \cdot 10^{10}$  (cal sec<sup>-1</sup>).

Auf 1 g Basalt entfallen m Gramm Wasserdampf, den wir als Repräsentant aller der Gase betrachten wollen, die in der Schmelze enthalten sind, absorbiert oder als Blasen. Das Gas ist es, das bei der Eruption den Wärmeinhalt des Magmas durch Expansion in Arbeit umwandelt. Enthält das Magma wenig Gas, so kommt es heiß als Schmelze heraus: je weniger Gas, desto heißer — Hawaiische Feuerseen. Viel Gas dagegen bringt zerstäubtes, erstarrtes Material. Um irgend zu einer Zifferschätzung zu gelangen, wollen wir annehmen, daß in einem ungefähr mittleren Zustande die Schmelzwärme des Basaltes gerade restlos in Expansionsarbeit umgesetzt werde, je Gramm  $Q = 90$  cal =  $3.7677 \cdot 10^9$  Erg.

(Im glatten Verlauf der Eruption erscheint die Arbeit der expandierenden Gase einfach wieder als lebendige Kraft  $Q = \frac{1}{2} v^2$ . Für  $Q = 90$  cal ergibt sich für die Geschwindigkeit des Auswurfes  $v = 868.0$  m/sec, was ganz gut zu dem stimmt, was wir über die Wurfweite vulkanischer Bomben wissen. Manchmal — man denke an Krakatau — kommen wohl auch höhere Geschwindigkeiten zustande. Obere Grenze wäre die völlige Umwandlung des ganzen Wärmeinhaltes der Schmelze, der mit rund 1000 cal je g geschätzt werden kann (s. oben). Diese Annahme gäbe  $v = 2893.6$  m/sec, was wohl zu reicht, um die Aschen bis in die höchsten Luftsichten zu tragen. — Beiläufig bemerkt: für den Mond ist die parabolische Geschwindigkeit 2373 m/sec; sehr häufig können Auswürflinge von Mondvulkanen ihren Himmels-

Das wäre verhältnismäßig nicht viel (nicht ganz  $\frac{1}{250}$  dessen, was durch Körper kaum verlassen, dieser seinerzeit recht beliebte Gedanke kann bei der Bildung der Meteoriten nicht als glücklich angesehen werden.)

Wir vereinfachen für diese Schätzung soweit als möglich, sehen von der — sicher sehr geringen — Schmelzpunktsänderung ab, ebenso davon, daß das Gas wahrscheinlich bei höheren Drucken gar nicht „explizit“ auftritt, sondern im Magma absorbiert, vielleicht auch anderweit gebunden erscheint, und betrachten einfach die isotherme Expansion von 1 g Wasserdampf (das spezifische Volum sei  $V$  bei der Schmelztemperatur des Basaltes  $\Theta = 1100^\circ \text{C} = 1373$  abs. Ich muß hier die gleiche Ziffer nehmen, wie oben im Anschluß an LOTZE, sie ist so gut wie eine andere.) Dann ist die Zustandsgleichung:

$$pV = H\Theta, \quad H = 4.6090 \cdot 10^6, \quad H\Theta = 6.3281 \cdot 10^9.$$

Dann ist die dabei geleistete Arbeit

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p \cdot dV = H\Theta \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = H\Theta \cdot \ln\left(\frac{V_2}{V_1}\right) = H\Theta \cdot \ln\left(\frac{p_1}{p_2}\right).$$

Der Enddruck  $p_2$  ist jener der Atmosphäre. Für den Anfangsdruck  $p_1$  haben wir die Beobachtung, daß jene explosive Ausdehnung in gar nicht so großer Tiefe beginnt. Die Stelle, wo der Gang (die Spalte, die bei langsamem Aufklaffen ruhig von der Schmelze erfüllt wird), in die Explosionsröhre übergeht, ist in einer südafrikanischen Diamantmine aufgeschlossen, sie liegt dort heute 240 m tief, aber es ist viel von der ursprünglichen Gesteinsdecke, vielleicht 1000 m, seit dem Durchbruch abgetragen worden (WOLFF, Vulkanismus, S. 328). Auch bei den schwäbischen Tuffröhren (um Urach) muß der Ansatzpunkt beträchtlich tiefer als 800 m geschätzt werden, für schottische Necks schätzt GEIKIE sogar mehr als 2000 m Tiefe (ibid, S. 212). Wir nehmen 1200 m an, das bedeutet, bei einer Dichte der Schmelze von 2.6 (s. S. 268) einen Druck von

$$3.12 \cdot 10^5 \text{ Grammgewicht auf 1 cm}^2 \text{ oder } (1033.3 \text{ g} = 1 \text{ At.})$$

$$p_1 = 301.94 \text{ Atmosphären.}$$

Dann wird bei der Expansion von  $p_1$  auf  $p_2$  bei  $\Theta = 1100^\circ \text{C}$  die Arbeit von 1 g Wasserdampf geleistet:

$$A = 3.6136 \cdot 10^{10} \text{ Erg.}$$

Dann folgt aus  $Q = m \cdot A$  weiter:

$$m = 0.10426.$$

Es käme also nach unseren Annahmen auf 1 g Basaltschmelze durchschnittlich  $\frac{1}{10}$  g Wasserdampf. Die spezifische Wärme von Wasserdampf ist 0.48, somit gibt 1 g bei Abkühlung von  $1100^\circ$  auf  $100^\circ$  die Wärmemenge von 480 cal ab, bei der Kondensation 540 cal und das Wasser von  $100^\circ$  auf  $10^\circ$  weitere 90 cal, zusammen 1130 cal. Die Wärmeabgabe von 1 g Basalt hatten wir oben mit 343 cal, somit ist der „Wärmeinhalt“ gleichen Gewichtes von Wasserdampf zu Basalt wie 3.3:1. Nun hatten wir oben berechnet, daß zum Gewicht des Basaltes  $\frac{1}{10}$  an Gas hinzuzufügen wäre, dann müssen wir zur Wärmeabgabe noch  $\frac{1}{3}$  ihres obigen Betrages hinzufügen.

Leitung an die Oberfläche gebracht wird). Aber die Vulkane geben neben der Lava auch Dampf usw. ab; das bedeutet eine zusätzliche Wärmeförderung, wegen welcher zu obiger Ziffer  $\frac{1}{3}$  ihres Betrages hinzuzufügen wäre, ja vielleicht sogar  $\frac{1}{2}$ , wenn man die Exhalationen der Ruhezeiten, die Thermen usw. bedenkt. Ferner beziehen sich die betreffenden Beobachtungen meistens nur auf die Vulkane des festen Landes (30% der Erdoberfläche); die sich so ergebende Ziffer wäre dann noch mit  $\frac{10}{3}$  zu multiplizieren. Danach kann man die Wärmeförderung durch Vulkane usw. der Größenordnung nach auf  $10^{11}$  ( $\text{cal sec}^{-1}$ ) schätzen, das wäre höchstens  $\frac{1}{50}$  der durch Leitung geförderten Wärme; nicht ganz unbedeutend, aber ins Gewicht fällt das nicht. (Entgegen der Ansicht von LOTZE, der darin einen ausschlaggebenden Posten in der Wärmebilanz der Erde sieht.)

Eine der wichtigsten Fragen ist in der Thermodynamik, wie bei jedem ordentlichen Geschäft, in welchem Verhältnis Einnahmen und Ausgaben zueinander stehen. Da müssen wir, wenn wir ehrlich sein wollen, eingestehen, daß wir darüber gar nichts wissen. Hier kann man den beteiligten Physikern den Vorwurf nicht ersparen, daß sie durch Herumreden den Laien — und zu diesen zählen auch viele Geologen — diesen unliebsamen Sachverhalt verschleiert haben. Von der Ausgabenseite ist ja — wie eben auseinandergesetzt — der größere Teil nur auf Vermutungen hin eingesetzt, aber man kann mit einiger Wahrscheinlichkeit annehmen, daß die Summe sich in gewissen Grenzen hält. Auf der Einnahmeseite ist eigentlich kein Posten wirklich bekannt.

Weil die Sonnenstrahlung nur eine durchlaufende Post vorstellt, ist als Einnahme nur jene Wärme zu verbuchen, welche im Innern der Erde erzeugt wird. Gewöhnliche chemische Prozesse kommen da nicht in Betracht. Im Laufe der Jahrtausende muß, was in Berührung steht, bis zu Ende reagiert haben, und Bewegungen, die von neuem Reaktionsfähigem gegeneinander führen könnten, sind dort unten spärlich und langsam. Auch ist gar kein Grund einzusehen, daß alle hier möglichen Reaktionen exotherm verlaufen müßten, im Gegenteil! Wenn die ohnedies geringfügigen Umsetzungen aber noch dazu verschiedene Vorzeichen haben, wird ihr Gesamtergebnis jedenfalls ganz unbedeutend sein. Ferner ist bei einer Verkleinerung der Erde — die der Geologe für wahrscheinlicher halten muß, als das Gegenteil (s. S. 290/1) — mit der Umwandlung von potentieller Energie in Wärme zu rechnen. Aber weil wir die Zustandsgleichungen nicht kennen, haben wir keine Möglichkeit, diese Wärmeerzeugung in Rechnung zu stellen. Das ist ein

triftiger Grund, davon abzusehen; aber vielleicht ist der Schade nicht gar so groß. Nach den Angaben der Erdbebenkunde nimmt im Erdkern — unter 2900 km Tiefe — die Kompressibilität gegenüber dem Mantel wieder zu; daher muß Kompressionsarbeit und -wärme zu einem beträchtlichen Teil eben diesem innersten Erdkern zugute kommen. Das würde bedeuten, daß Wärmegefäß und -abfluß von ganz innen anfangen; wie stark? Ich würde meinen, daß es im Durchschnitt in der Jetzzeit nicht allzuviel ausmachen kann. Eine weitere Wärmequelle könnte in der Gezeitenreibung gegeben sein. Auch von dieser wissen wir wenig Sichereres, aber eine ungefähre Schätzung läßt sich doch geben. Danach könnte diese Quelle etwa geben  $6.1 \cdot 10^{-8} \text{ cal cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$  oder 6% jener Wärmemenge, welche durch Leitung befördert wird<sup>1)</sup>. Im Gegensatz zur Kompressionswärme würde die Wärmeproduktion durch Gezeitenreibung hauptsächlich nahe der Oberfläche stattfinden (vermutlich an den obersten Diskontinuitätsflächen), und zwar überwiegend in den äquatornahen Gebieten. Daß sie eine größere Rolle im Wärmehaushalt der Erde spielen könnte, ist nicht anzunehmen.

Der wichtigste Posten ist auf dieser Bilanzseite zweifellos jene Wärme, welche durch Zerfall radioaktiver Elemente erzeugt wird.

Die Frage geht daher zuerst nach dem Gehalt an radioaktiven Stoffen, den man den einzelnen Teilen des Erdballes zuschreiben kann. Wieder müssen wir sagen, daß wir diese Frage selbst für das uns einzig zugängliche Gebiet des festen Landes nur sehr ungenau beantworten können. Bis jetzt liegen Bestimmungen des Ra-Gehaltes von einigen Hunderten von Gesteinen, und von einer etwas geringeren Anzahl auch die des Th-Gehaltes vor. Das ist ganz unzureichend bei der großen Unregelmäßigkeit, welche die Verbreitung dieser Elemente zeigt. Diese

<sup>1)</sup> Vgl. SCHWINNER (3), S. 320 (korrigiert). Mit dieser meiner Schätzung sind anderweitig gegebene Ziffern meist verträglich, so z. B. jene, welche — wohl nach G. H. DARWIN — in H. POINCARÉ's *Leçons sur les hypothèses cosmogoniques* (1911) zu finden sind. In letzter Zeit hat SBRANA den Betrag der Gezeitenreibung unmittelbar zu bestimmen versucht. In der letzten Arbeit kommt er — den Wert von JEFFREYS für die Zähigkeit des Erdinnern einsetzend — (wohl recht unsicher!) zu dem Schlusse, daß dieser die Größenordnung von mehr als  $1000 \text{ cal cm}^{-2} \text{ Tag}^{-1}$  erreichen könnte (= 0.0155, oder ein Drittel der Solarkonstanten! Sehr unwahrscheinlich!). SBRANA, FR., *Sopra un problema di statica elastica suggerito dal raffreddamento della Terra*. Rend. Lincei, **32** (ser. 5a, 2° sem.) S. 16. — *Sul raffreddamento terrestre*. Ibid., S. 206. — *Sulla dissipazione di energia nel centro della Terra*. Ibid. **33** (ser. 5a, 2° sem.), S. 553. — *Sull'energia interna della Terra*. Acta Pontif. Acad. Sci. **3** (1939) 65—67.

wird im wesentlichen bestimmt von der Differentiation während der Erstarrung des Urmagmas. In die Kristallgitter der hauptsächlich gesteinsbildenden Mineralien können Uran und Thorium nicht eintreten, wegen ihres zu großen „Atomradius“. Daher sind die Hauptbestandteile der magmatischen Gesteine, Quarz, Feldspate, Glimmer, Pyroxene, Hornblenden und Olivin, so gut wie frei von U- und Th-Familie. Von diesen Elementen kommt einiges in Neben- und Übergemengteile hinein: Zirkon, Orthit, Titanit, Rutil und einige wenige andere. Dabei ist z. B. das U (Ra) wahrscheinlich nicht einmal im kleinen Zirkonkörnchen gleichmäßig verteilt, sondern steckt in kleinsten opaken Einschlußteilchen; auch im Intergranularfilm soll ein Teil der radioaktiven Elemente untergebracht sein. Der größte Teil des U- und Th-Gehaltes des ursprünglichen Magmas bleibt daher bei diesen Kristallisationen zurück, und reichert sich in der immer sauerer werdenden Restschmelze an; wenn diese schließlich als Pegmatit zur Förderung kommt, ist von diesen Elementen oft so viel drin, daß ihrer „Raumnot“ durch die Bildung eigener U- und Th-Mineralien abgeholfen wird. Kalium dagegen ist so viel vorhanden, daß es schon in den frühen Kristallisationen seine eigenen Mineralien bilden kann: K-Glimmer, K-Feldspate und -Feldspatstellvertreter (Leuzit) usw. Dieser Zusammenhang erklärt die Regeln der Verbreitung von U, Th, K. Sie gehen bei der Differentiation in der Hauptsache mit der saueren Fraktion. Bei einem bestimmten Magmaherd erscheinen sie wegen der fortdauernden Aussonderung in den späteren Förderungen reichlicher als in den frühen. Aber ihre Häufigkeit hängt deswegen nicht allein vom Chemismus des Gesteines ab, sondern von dem Differentiationsweg, durch welchen derselbe zustande gekommen ist. Dieser kann sehr verwickelt gewesen sein, daher stammt die oft verwirrende Unregelmäßigkeit im Vorkommen der radioaktiven Elemente. Außerdem ist im Auge zu behalten, daß ihre Verteilung auf die einzelnen Phasen zwar ungleich, manchmal sehr ungleich ist, aber, soviel bekanntgeworden ist, einen gewissen Anteil davon hat doch jede Fraktion mitbekommen, ein Gestein ganz ohne radioaktive Elemente gibt es nicht.

Der Gedankengang der Erstarrungsdifferentiation geht aus von der Vorstellung einer durch und durch aufgeschmolzenen Erde, in welcher hohe Temperatur und Konvektionsströmungen alle Bestandteile gleichmäßig durcheinander gemischt hätten — ungefähr gleichmäßig, mathematisch genau ist das nicht zu nehmen, das wäre ganz unwahrscheinlich, auch scheint eine gewisse Schlierigkeit den Himmelskörpern gerade-

zu eigenümlich zu sein. Im Lauf der Abkühlung tritt Entmischung ein: schwere Fraktionen gehen nach unten, leichte nach oben; gegen größere Unterschiede im spezifischen Gewicht kommt die Konvektion nicht auf, ihre Zirkulation teilt sich in mehrere Kreisläufe, entsprechend dem stofflichen Unterschied der einzelnen Sphären, so daß innerhalb jeder einzelnen derselben sich ein erdumspannender Zyklus entwickelt — erdumspannend schon wegen der Coriolisablenkung. Wie dieses Kompromiß im Kampf von Chemie und Physik, zwischen Sonderungs- und mischender Tendenz im einzelnen ausfallen muß, können wir noch nicht exakt berechnen, aber wir haben dafür sehr gute Beispiele aus hüttenschmiedischen Verfahren. Es ist daher sicher, daß das sich entmischende Urmagma sich ebenfalls in stofflich verschiedene Schichten sondern wird; jede einzelne von diesen wird wieder für sich ziemlich gleichmäßig durchgemischt sein, natürlich nur im großen und ganzen. Je geringer die Mächtigkeit, desto weniger vollkommen gleichmäßig kann die Durchmischung ausfallen; räumliche Ausdehnung der Schlieren und ihre Abweichung vom Mittel sind uns als Unterschiede von magmatischen Provinzen bekannt, und ist auch noch aus dem schematisch gezogenen Mittel im Chemismus der Gesteine der Erdteile deutlich zu erkennen [SCHWINNER (3) S. 173]. Was für die anderen chemischen Bestandteile, gilt auch für U, Th usw. Die bizarre Verzettelung, die ihr heutiges Vorkommen in den obersten Erdschichten zeigt, ist erst durch die letzten geologischen Vorgänge dortselbst verursacht worden. Das Mittel, einigermaßen großräumig genommen, muß auch für sie wie für die anderen Elemente in allen Erdteilen annähernd das gleiche sein. Es ist immerhin ein Trost, daß solche Gesetzmäßigkeit bestehen muß, wenn auch unsere Beobachtungen nicht hinreichen, sie ziffernmäßig zu erfassen. Beispielsweise gibt JEFFREYS an:

Mittel der bekannten Analysen	Ra · 10 <sup>-12</sup>	U · 10 <sup>-6</sup>	Th 10 <sup>-5</sup>
Granit: Japan, Nordamerika, Grönland, Irland . . . . .	1.50 ± 0.12	4.24	0.81 ± 0.08
Granit: Alpen . . . . .	4.43 ± 0.68	11.81	3.30 ± 0.50
Granit: Finnland . . . . .	4.66 ± 0.40	12.43	2.80 ± 0.24
Basalt: Nordamerika, Grönland, Schott-Irland . . . . .	0.96 ± 0.06	2.56	0.98 ± 0.08
Basalt: England, Deutschland, Frankreich, Ungarn . . . . .	1.30 ± 0.13	3.47	0.88 ± 0.10

Der Gang der Ziffern ist nicht gerade ganz systematisch, aber es liegen auch weiter, z. B. aus den Anden, ähnlich niedrigere Ziffern vor,

und daher müssen wir wohl annehmen, daß die aus Europa uns vorliegenden gemessenen Gesteine überdurchschnittlich hoch radioaktiv sind. Das wirkt natürlich auf das in Tab. I mitgeteilte Mittel, besonders für Granit, und deswegen wurde in Tab. II eine kleinere Ziffer eingesetzt. Ebenso für Basalt die Ziffer der ärmeren Varietät — womit für die Behauptung, daß in den Erdschichten 30 bis 50 km tief wirklich „Plateaubasalt“ läge, durchaus nicht Gewähr übernommen werden soll. Es ist damit nur beabsichtigt, die niedrigste Ziffer, welche mit den sozusagen „aktualistischen“ Annahmen über das Erdinnere verträglich ist, einzusetzen.

Ganz allgemein: die möglichen Annahmen über den Gehalt an U, Th usw., welchen die tieferen Schichten des Erdballes haben könnten, sind in zwei Grenzen eingeschlossen. Die obere Grenze bestimmen die granitischen Gesteine, welche die große Masse des uns bekannten Grundgebirges bilden. Die untere Grenze geben die Meteoriten an. Aller Wahrscheinlichkeit nach sind sie als die Bruchstücke eines Himmelskörpers, und daher als Probe dessen anzusehen, was man in Innern eines solchen erwarten kann; aber auch abgesehen von dieser immerhin hypothetischen Vorstellung stellen sie das basische Ende einer Differentiationsreihe vor, wie man es ähnlich als Ergänzung zu den saueren Gesteinen der Kruste im Erdinnern fordern muß. Danach kennen wir ungefähr den Verteilungsquotienten: der Gehalt an U, Th usw. ist — gegenüber den saueren Oberflächengesteinen — bei den basischesten Silikatschichten der Tiefe auf  $1/20$ , und für das letzte Ende der Differentiation, das gediegen Eisen immer noch auf  $1/100$  zu schätzen. Daß in den tieferen Schichten der Erde U, Th usw. durchaus nicht vorkämen, ist gelegentlich gefordert worden, kann aber nicht begründet werden; wenn irgendwelche genetische Beziehungen mit der uns bekannten Kruste, ja nur Analogien anzunehmen sind, muß man ihnen auch obigen Minimalgehalt zubilligen.

Geht man von der experimentellen Erfahrung aus, daß der Zerfall von U, Th usw. sich durch die physikalischen Umstände der Umgebung — soweit man diese variierten konnte — als nicht beeinflußbar erwiesen hat, so ergibt sich zu jeder Annahme über die Zusammensetzung des Erdballes aus Kugelschalen von bestimmtem Chemismus sofort die Wärme, welche durch die radioaktiven Elemente darin erzeugt wird (Tab. II und III). Die Zusammensetzung des Erdballes kann man sich allerdings verschieden vorstellen. Aber das Bild, das wir (nach TAMS) unseren Annahmen zugrunde gelegt haben, gibt wahrscheinlich

Tabelle I.  
Mittlerer Gehalt an radioaktiven Elementen.

In 1 g Gestein sind enthalten g:

Nr.	Gestein	$\text{Ra} \cdot 10^{-12}$	$\text{U} \cdot 10^{-6}$	$\text{Th} \cdot 10^{-5}$	$\text{K} \cdot 10^{-2}$	$\text{Rb} \cdot 10^{-5}$
1	Granit . . . . .	2.38	6.35	1.76	{ } 2.95	
2	Intermediäre . . .	1.85	4.93	1.89		
3	Basalt . . . . .	1.03	2.75	0.78	0.75	
4	Plateaubasalt . . .	0.57	1.52	0.51	0.40	
5	Eklogit . . . . .	0.32	0.85	0.17	0.75	
6	Peridotit . . . . .	0.81	2.16	0.64	0.20	
6	Dunit . . . . .	0.40	1.07	0.33	0.10	
7	Erdrinde—Mittel . .	1.7	4.53	2.5	2.40	3.4
8	Stein-Meteorit . . .	0.118	0.315	0.20	0.263	0.45
9	Eisen-Meteorit . . .	0.0307	0.0819	0.02?	—	—

Bemerkungen zu Tabelle I: Die Ziffern unter 1 bis 6 sind die der neuesten Zusammenstellung von JEFFREYS. Zur Umrechnung des gemessenen Ra-Gehaltes auf das damit im Gleichgewicht stehende Uran hat man meist gesetzt:  $U = 3 \cdot 10^6 \cdot \text{Ra}$ . Aber die neuesten Bestimmungen (LANDOLT-BÖRNSTEIN, 5. Aufl., Erg.-Bd. III/1, 1935, S. 15) haben die Halbwertzeit von Ra auf 1691a gesetzt (früher 1580a), die von  $U_1$  ist geblieben  $4.5 \cdot 10^9$ a. Daraus folgt:  $U = 8/3 \cdot 10^6 \cdot \text{Ra} = 2.67 \cdot 10^6$ . Ra, das ist 10% weniger, was man nicht vernachlässigen kann. Der K-Gehalt der saueren Gesteine ist eingesetzt nach SEDERHOLM [SCHWINNER (3), S. 172]. Mittelwerte des schwankenden K-Gehaltes aus dem Riesenmaterial an Basischen Gesteinen zu berechnen, diese Mühe würde nicht lohnen. Ausgang war, daß Eklogite verhältnismäßig reichlich, und selbst Steinmeteoriten nicht ganz wenig K haben, die anderen basischen Gesteine wurden an diese Ziffern angepaßt; für unsere Frage macht das nichts aus. Die Zeilen 7, 8, 9 sind von NODDACK und PANETH [SCHWINNER (3), S. 132ff.]. Für den Rb-Gehalt der Erdrinde gibt V. M. GOLDSCHMIDT [Fortschr. d. Mineral. 17 (1933), S. 127] allerdings fast das Zehnfache der NODDACKSchen Ziffer; aber auch dann würde seine Wärmeproduktion ganz unbedeutlich bleiben. Der Th-Gehalt der Steinmeteoriten erscheint auffällig hoch — wohl Zusammenstellung heterogener Ziffern (?). Die bei Eisenmeteoriten getroffene Angabe „Sp. von Th“ wurde nach der Regel  $\text{Th} = 2.5 \cdot \text{U}$  in Ziffern gebracht.

Bemerkungen zu Tabelle II: Die Einteilung ist aus TAMS (S. 42), die Unterschiede gegen andere vorgeschlagene Teilungen sind für unseren Zweck nicht sehr erheblich. Was man leicht aus Tabelle III und IV erkennt.

Radioaktive Wärmeerzeugung (LANDOLT-BÖRNSTEIN, 5. Aufl., Erg.-Bd. II/1, 1931, S. 14).

$$\begin{aligned} 1 \text{ g Uran, im Gleichgewicht mit allen Zerfallprodukten} \\ 1.10 \cdot 10^{-4} \text{ cal h}^{-1} = 3.06 \cdot 10^{-8} \text{ cal sec}^{-1}. \end{aligned}$$

Tabelle II.  
Gliederung der Erde in Kugelschalen.  
Gehalt an radioaktiven Elementen und Wärmeerzeugung derselben.

Obere und untere Grenze in km Tiefe		Ra · 10 <sup>-12</sup>					U · 10 <sup>-6</sup>	Th · 10 <sup>-5</sup>	K · 10 <sup>-2</sup>	$\frac{1\text{ g}}{1\text{ sec cal} \cdot 10^{-14}}$ erzeugt in $1\text{ cm}^3$
		Annahme A	Annahme B	Annahme A	Annahme B	Annahme A	Annahme B	Annahme A	Annahme B	
0—20	Kruste	Granit	0.57	4.0	1.5	0.57	1.52	1.2	2.95	21.08
20—50		Plateaubasalt	0.33	0.88	0.33	0.33	0.95	0.20	0.40	7.98
50—1200	Mantel: Dunit	Steinmeteorit	0.118	0.315	0.118	0.118	0.315	0.20	0.10	3.97
1200—2900	Zwischenschicht: Eisenmeteorit		0.0307	0.0819	0.0307	—	—	—	0.10	13.39
2900—6371	Kern: Eisen								0.24	7.62
									0.37	2.39
0—10	Kruste	Granit	1.50	4.0	1.50	0.57	1.52	1.2	2.95	21.08
10—30		Plateaubasalt	0.32	0.88	0.32	0.32	0.95	0.20	0.40	7.98
30—50	Mantel: Eklogit	Steinmeteorit	0.118	0.315	0.118	0.118	0.315	0.20	0.17	3.97
50—1200	Zwischenschicht: Sporosiderit, wie Eisen-M.		0.0307	0.0819	0.0307	—	—	—	0.10	13.39
1200—2900	Kern: Zusammensetzung und Zustand unbekannt								0.37	7.62
2900—6371									—	2.39

1 g Thorium (ebenso):

$$2.21 \cdot 10^{-5} \text{ cal h}^{-1} = 6.14 \cdot 10^{-9} \text{ cal sec}^{-1}$$

1 g Kalium (nach KIRSCH 2, S. 11)

$$5 \cdot 10^{-13} \text{ cal sec}^{-1}.$$

(Früher hat man die Wärmeerzeugung des K beträchtlich größer angegeben.)

Über die Wärmeerzeugung des Rubidium habe ich Angaben nicht finden können. Man muß aber wohl annehmen, daß sie sich in der Größenordnung von der des Kalium nicht unterscheidet. Nun ist, wie Tab. III und IV zeigen, schon die Wärmeproduktion des K nur ein nicht zu großer Bruchteil jener von U und Th; die Konzentration des Rb ist aber gut 1000mal kleiner als die des K, daher kommt das Rb in der Wärmebilanz des Erdballes sicher nicht zur Geltung, und braucht nicht weiter in Rechnung gestellt zu werden.

(bes. Annahme B) die untere Grenze dessen, was mit einer aktualistischen Auffassung noch einigermaßen verträglich ist. Man kann sich danach aber auch ein Bild machen, wie andere denkbare Gliederungen des Erdinnern in der radioaktiven Wärmeerzeugung sich auswirken würden. Auf alle Fälle erzeugen die obersten Schichten, sauere und basische Gesteine, wie wir sie aus dem Grundgebirge kennen, für sich allein schon annähernd ebensoviel Wärme, wie nach den Beobachtungen auf dem Festland durchschnittlich gegen die Erdoberfläche abgeleitet wird. Und das ist doch nur der kleinste Teil der Erdmasse! Jeder der anderen Teile, „Mantel, Zwischenschicht, Kern“, ist so groß, daß, auch bei den geringsten Annahmen über Gehalt und Wärmeproduktion von U, Th usw., jeder für sich den ganzen Wärmeverlust des Erdballes decken würde; selbst wenn man unter 50 km Tiefe bereits den minimalen Gehalt von Metoreisen ansetzen wollte — was doch nicht wahrscheinlich ist —, so würde das Erdinnere rund  $22 \cdot 10^{12} \text{ cal sec}^{-1}$ , also das Doppelte bis Vierfache der Wärmeabgabe liefern. Die beiden Tabellen (II und III) sollen nicht angesehen werden, als wenn sie Darstellung von realen Verhältnissen wären, sondern sie sollen nur einen Überblick geben, wie jede Annahme sich in jedem einzelnen Posten der Rechnung auswirken wird. Und das dürfte ja wohl erreicht sein.

Also: macht man über das Erdinnere „aktualistische Annahmen“, nämlich daß seine Schichten aus bekannten Gesteinen gebildet sind, die natürlich den von diesen uns sonst bekannten Gehalt an U, Th usw. haben, und nimmt man ferner an, daß die Wärme, die dann durch Zerfall dieses ihres Gehaltes an radioaktiven Elementen in ihnen erzeugt wird, dieselbe ist, wie man sie im Laboratorium an solchen festgestellt hat, so wird auf alle Fälle die im Erdinnern erzeugte Wärme menge ein hohes Vielfaches von jener, welche nach den Beobachtungen

Tabelle III.  
Wärmeerzeugung durch radioaktive Elemente in den einzelnen Kugelschalen der Erde.

Obere und untere Grenze in km Tiefe		Dichte	Masse total	$g \cdot 10^{26}$	Uran	Thorium	$g \cdot 10^{23}$	Kalium	Zu- sammen	
									$cal \cdot sec^{-1} \cdot 10^{12}$	
Annahme A										
0—20	„Sial“	2.8	0.29	1.16	3.55	3.48	2.14	8.56	0.43	6.12
20—50	„Sima“	3.2	0.49	0.75	2.28	2.50	1.53	1.96	0.10	3.91
50—1200	Mantel, Dunit	3.4	16.25	14.30	43.76	32.50	19.96	16.25	0.81	64.53
1200—2900	Steinmeteorit.	6.39	25.82	8.13	24.89	51.64	31.71	25.82	1.29	57.89
2900—6371	Eisenmeteorit.	9.36	16.85	1.38	4.22	3.37	2.07	—	—	6.29
Zusammen			59.70	25.72	78.70	93.49	57.41	52.59	2.63	138.74
Annahme B										
0—10	Granit	2.7	0.14	0.56	1.71	1.68	1.03	4.13	0.21	2.95
10—30	Basalt	3.0	0.30	0.46	1.41	1.53	0.94	1.20	0.06	2.41
30—50	Eklogit	3.3	0.34	0.29	0.89	0.58	0.36	2.55	0.13	1.38
50—1200	Steinmeteorit.	3.4	16.25	5.12	15.67	32.50	19.96	16.25	0.81	36.44i
1200—2900	Sporosiderit	6.39	25.82	2.11	6.46	5.16	3.11	—	—	9.57
2900—6371	Kern, fluid?	9.36	16.85	—	—	—	—	—	—	—
Zusammen			59.70	8.54	26.14	41.45	25.40	24.13	1.21	52.75

über den Temperaturgradienten auf festem Land, und nach einigermaßen plausibeln Annahmen über die sonstigen Wärmeverluste der Erde, heute aus dem Erdinnern abgegeben wird. Ist diese Schlußkette in allen Gliedern sicher? — Zum Teil ist schon die erste Voraussetzung bedenklich; darf man die Zusammensetzung des Erdinnern nach aktualistischen Analogien beurteilen? Über die großen Tiefen wissen wir wenig. Was wir über den Erdkern wissen, ist mit aktualistischen Bildern nicht zu vereinbaren; auch über die Zwischenschicht (1200—2900 km tief) besteht nicht ohne Grund Unstimmigkeit unter den Autoren. Dagegen kann man kaum annehmen, daß gleich unter der MOHOROVIČSchen Diskordanz (rund 50 km Tiefe) etwas käme, das nach Stoff und Zustand ganz anders wäre, als die uns bekannten Gesteine. Man kommt also kaum um die Annahme herum, daß der „Mantel“ (bis 1200 km Tiefe) den gewöhnlichen Gesteinen entsprechenden Gehalt an radioaktiven Elementen haben müßte; und wenn diese die normale Wärmeerzeugung zugeschrieben bekommen, so ist das — man vergleiche die Tabellen — auf alle Fälle mehr, weitaus mehr, als gegen die Oberfläche abgeleitet wird. (Man muß natürlich immer den Gehalt an U, Th usw. mit in Rechnung ziehen, der in den Gesteinen der Kruste sozusagen greifbar vorliegt.) Gegen diese Folgerung kann, soweit es den Stoffbestand des Erdinnern betrifft, ein durchschlagender Einwand nicht vorgebracht werden.

Ist es aber vollkommen gesichert, daß der Zerfall der radioaktiven Elemente im Erdinnern gerade so vor sich geht, wie in unseren Laboratorien? Um das Vorzeichen unserer Wärmebilanz zu ändern, müßte nach dem Gesagten eine Änderung darin schon in verhältnismäßig nicht sehr großer Tiefe statthaben. Die Temperatur könnte dort keinesfalls allzu hoch sein; einige tausend Grad könnte sie nicht überschreiten, nicht viel höher sein, als jene Temperaturen, die sich bereits im Laboratorium als unwirksam erwiesen haben. Aber der radioaktive Zerfall geht mit Volumvergrößerung vor sich, und daher muß er grundsätzlich vom Druck beeinflußt werden. Die paar Atmosphären, die man im Laboratorium anwenden kann, haben allerdings eine Wirkung nicht erkennen lassen, — die gegen sie zu leistende Arbeit ist im Verhältnis zu den sonstigen Energieumsetzungen unbedeutend. Anders könnte es stehen bei Drucken von der Größenordnung  $10^5$  bis  $10^6$  Atmosphären ( $10^5$  Atmosphären Druck könnte schon um 300 km Tiefe erreicht sein). Dabei handelt es sich nicht um simpelnen mechanischen Druck, etwa den Gasdruck des neugebildeten Helium.

Die betreffenden Partikel werden mit größerer Geschwindigkeit ausgeworfen, als gewöhnliche Gasmolekel bei diesen Temperaturen haben, und sie führen elektrische Ladungen — und sie können nicht hinaus. Dies kann man in den Laboratorien nicht realisieren, daher kann man aus den Laboratoriumsergebnissen nicht den Schluß ziehen, daß im Erdinnern der Zerfall der radioaktiven Elemente unbedingt gerade so vor sich geht wie oben. Wenn geologische und geophysikalische Erwägungen fordern, daß dieser Zerfall in nicht zu großer Tiefe gestoppt werde, kann man es der theoretischen Physik überlassen, wie sie das in ihre Gedankengänge einbauen will. Eine andere mögliche Vorstellung wäre, daß der Zerfall der radioaktiven Elemente nicht spontan stattfinde, sondern nur, wenn er durch kurzwellige Strahlung von außen angeregt würde, wobei hauptsächlich an die kosmische Höhenstrahlung zu denken wäre, vielleicht aber auch an die  $\gamma$ -Strahlung anderer benachbarter zerfallender radioaktiver Stoffe. Das würde in dem uns zugänglichen Teile der Erde mit der Beobachtung stimmen; in gewisser Tiefe der Erdrinde könnte dann die durchdringende Strahlung unter den nötigen Schwellenwert gesunken sein, womit der Zerfall ein Ende hätte. Diese — wie es scheint zuerst von PERRIN ausgesprochene — Vermutung hat unter den Physikern kaum Beachtung gefunden, ein ernstlicher Ausschließungsgrund ist aber auch nicht ersichtlich: Theorien wechseln, heute sogar sehr schnell; was das Empirische betrifft, so hat noch niemand in wirklich strahlungsfreiem Raum experimentieren können<sup>1)</sup>. Daraufhin kann man diese Möglichkeit ruhig im Auge behalten. Es sei nur beiläufig bemerkt, daß hiermit sich für den Geologen, besonders für den Tektoniker, sehr beachtliche Perspektiven eröffnen würden, für räumliche und zeitliche Differentiation des Vorganges: z. B. Abschirmung durch die — selbst kaum viel strahlende — Tiefsee, säkulare Schwankung der kosmischen Einstrahlung usw.

Vorläufig haben wir daher beide Möglichkeiten im Auge zu behalten: entweder die im Erdinnern durch radioaktiven Zerfall erzeugte

<sup>1)</sup> MAXWELL, L. R., Cosmic radiation and radioactive disintegration. Nature **122** (1928), Nr. 3087, S. 997, hat den Zerfall von Polonium in einem Zinkbergwerk 1150 ft. (= 350 m) tief unter Tage untersucht, und keinen Unterschied gegen über Tag gefunden. Aber daß er in strahlungsfreiem Raum gemessen hätte, ist aus der Notiz nicht ersichtlich. [Vgl. auch Nature, **123** (1929), Nr. 3107, S. 760: DOBRONAVOV, LUKINSKY & PAVLOV; und ibid. Nr. 3110, S. 872, BOGOAVLENSKY.]

Wärmemenge ist größer als jene, welche vom Erdball durch die Oberfläche abgegeben wird; oder sie ist kleiner. Für diese Abgabe ist eins der wichtigsten Daten die Temperatur der Erdoberfläche. Diese wird hauptsächlich von der Sonnenstrahlung bestimmt; denn diese ist der Haupteinnahmeposten in der Bilanz der Erdoberfläche, neben welchem die aus dem Erdinnern zugeleitete Wärme fast verschwindet. Die Solarkonstante — Einstrahlung bei senkrechtem Auftreffen — wird angegeben mit  $1.946 \text{ (cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}\text{)} = 0.032433 \text{ (cal cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}\text{)}$ . Diese trifft auf einen Ellipsenquerschnitt (ungefähr Meridian) von  $1.2738 \cdot 10^{18} \text{ cm}^2$ . Demnach empfängt die Erde von der Sonne im ganzen die Strahlung von  $4.1314 \cdot 10^{16} \text{ (cal sec}^{-1}\text{)}$ , oder durchschnittlich für  $1 \text{ cm}^2$  der Erdoberfläche  $8.0992 \cdot 10^{-3} \text{ (cal cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}\text{)} = w$ . Diese Wärmemenge muß nun wieder ausgestrahlt werden. Nach dem STEFANSchen Gesetz ist  $w = \sigma \cdot T^4$ ; also, wenn  $\sigma = 1.374 \cdot 10^{-12} \text{ (cal cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}\text{)}$ , so ergibt sich die „effektive“ Strahlungstemperatur der Erde zu  $T = 277.08 \text{ abs}$ . (Daß die mittlere Temperatur am Erdboden um etwa  $10^\circ \text{ C}$  höher ist, liegt an der Lufthülle, was hier weiter zu erörtern unnötig ist.) Der Wärmestrom, der heute aus dem Erdinnern zur Erdoberfläche geleitet wird, beträgt  $10^{-6} \text{ (cal cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}\text{)}$ . Würde er ausbleiben, so wäre die effektive Strahlungstemperatur der Erdoberfläche um rund  $0.01^\circ \text{ C}$  niedriger als heute! Auch bei übertriebenen Annahmen würde man die radioaktive Wärmeerzeugung im Erdinnern nicht höher als das 100fache des heutigen Wärmeflusses schätzen können: ein derartiger Zuschuß würde die effektive Erdtemperatur um  $0.85^\circ \text{ C}$  erhöhen. Daher können wir in Beziehung zum inneren Wärmehaushalt der Erde die Temperatur der Erdoberfläche als praktisch unveränderlich ansehen.

Man würde nach vorstehendem meinen, daß nur zwei thermodynamisch unterschiedene Vorgänge denkbar sind: Entweder die Wärmemenge, welche durch U, Th usw. erzeugt wird ist mehr, als gegen die Oberfläche abgeführt wird, dann muß das Erdinnere immer wärmer werden, oder es wird weniger Wärme erzeugt als abgeführt wird, dann muß es sich abkühlen. Aber eine von JOLY begründete, und von vielen, auch Physikern, angenommene Hypothese gibt ein drittes: sie verbindet diese beiden einander anscheinend ausschließenden Vorstellungen derart, daß sie in einer „zyklischen“ Folge miteinander abwechseln sollen. JOLY nimmt an, daß wir heute im aufsteigenden Ast eines solchen Zyklus stehen. Die Erde ist durch und durch fest; U, Th usw. erzeugen im Erdinnern mehr Wärme, als durch Leitung im Festen an

die Erdoberfläche abgeführt wird. Das Erdinnere wird immer wärmer, das Temperaturgefälle gegen die Oberfläche immer steiler, also die Abfuhr durch Leitung immer größer, aber das genügt immer noch nicht, um die erzeugte Wärme abzuführen. Schließlich wird die Basaltschicht aufgeschmolzen, bis unter die Sialenschollen der Kontinente (die wegen höheren Schmelzpunktes noch fest bleiben können), und bis an den Ozeanboden, wo die Schmelze vom kalten Bodenwasser nurmehr durch eine ganz dünne feste Kruste getrennt ist: Höhepunkt des Zyklus! In der aufgeschmolzenen Basaltzone entwickeln sich notwendigerweise Konvektionsströmungen, die im Wärmetransport unvergleichlich viel mehr leisten als die Wärmeleitung im Festen. Durch diese Konvektionsströmungen in der Schmelze wird nunmehr alle Wärme, die durch U, Th usw. im Erdinnern erzeugt wird, zur Oberfläche geschafft — von wo sie nach einer kleinen Erhöhung der Oberflächentemperatur anstandslos in den Weltraum ausgestrahlt wird (s. S. 251). Aber — und das ist der springende Punkt bei der JOLYSchen Hypothese — der Wärmetransport durch diese Konvektion und die Kühlung an der Oberfläche, besonders am Meeresboden, ist so groß, daß nicht nur diese im Erdinnern regelmäßig weitererzeugte Wärme abgeführt wird, sondern viel mehr; sogar auch noch die ganze Schmelzwärme, die im aufsteigenden Ast des Zyklus in die Basaltzone hineingesteckt worden war (auch natürlich alle Wärmemengen, welche die Schmelze eventuell noch über den Schmelzpunkt erwärmt hätten). Der absteigende Ast des Zyklus bringt daher Abkühlung im Erdinnern, Wiedererstarren der im aufsteigenden Ast des Zyklus aufgeschmolzenen Basaltschicht, bis der Anfangszustand wieder erreicht ist. Dann ist die Erde wieder durch und durch fest, der Wärmetransport kann nur durch Leitung im Festen erfolgen, genügt daher nicht, alle von U, Th usw. erzeugte Wärme abzuführen, diese staut sich im Erdinnern, beginnt dieses zu erwärmen usw.; damit beginnt der aufsteigende Ast des folgenden Zyklus, wie oben beschrieben.

JOLY selbst fühlte die Notwendigkeit, eine Erklärung zu geben, wie die Maschine zwischen aufsteigendem und absteigendem Ast seines thermischen Zyklus umgesteuert werden sollte. Er glaubte, eine zureichende Ursache dafür in der West-Drift zu finden, in welche die sialischen Kontinentschollen, sobald sie einmal auf dem geschmolzenen Basaltsubstratum frei flottieren, durch die Gezeitenwirkung versetzt werden müßten. Dadurch würde immer wieder neues heißes Sima abgedeckt, in Berührung mit dem kalten Tiefseewasser gebracht und

abgekühlt. Nun: wenn man den Ofenschirm statt rechts vom Ofen, links von ihm aufstellt, so wird wohl die örtliche Verteilung der Wärme geändert, aber im ganzen wird die Beheizung des Zimmers die gleiche bleiben. Mit anderen Worten: Verschiebungen der Kontinente, etwa wie WEGENER das vorstellte, werden örtliche Temperaturschwankungen hervorbringen, die Gesamtwärmebilanz des Erdballes können sie durchaus nicht beeinflussen. Das ist ziemlich offensichtlich; man nimmt die Hilfshypothese der Kontinentalverschiebungen meist auch nicht mehr in Anspruch, sondern sucht die Erklärung der zyklusbildenden Umsteuerung in gewissen thermodynamischen Eigenheiten des Aufschmelzungsvorganges in der Basaltzone.

An diese Hypothese ist viel Scharfsinn verschwendet worden — verschwendet, weil derartige „Rechnungen mit  $n$  willkürlichen, weil unbekannten Parametern“ solchen Aufwand kaum lohnen. Aber bevor wir die Frage stellen, ob die vorliegenden Beobachtungen und Messungen als zureichende Grundlage für eine so weitgehende Hypothese gelten können, müssen einige grundsätzliche Bedenken besprochen werden. Schon die Zyklusvorstellung an und für sich erregt Bedenken<sup>1)</sup>; für einen rein thermischen Vorgang ist derartiges Hinauspendeln über eine Gleichgewichtslage ganz ungewöhnlich. Wo auch nur ungefähr ähnliches beobachtet wird, kommt das Pendeln auf Rechnung des mit den thermischen Vorgängen verkoppelten mechanischen Vorganges. Solches mechanisches Hinausschießen übers Ziel hat aber weder JOLY noch einer seiner Anhänger in Anspruch genommen.

Der springende Punkt der JOLYSchen Hypothese ist die Umsteuerung in der Wärmeabfuhr: im aufsteigenden Ast des Zyklus wird die durch radioaktiven Zerfall erzeugte Wärme nur zum kleineren Teil abgeführt, zum größeren Teil im Erdinnern aufgespeichert, besonders als latente Schmelzwärme in der Basaltschmelze; im absteigenden Ast des Zyklus wird nicht nur diese selbe Wärmeerzeugung abgeführt, sondern auch die vorher aufgespeicherte Wärme, die Schmelzwärme einer mächtigen Schicht Basalt, Dunit u. a. Um welche Größen-

<sup>1)</sup> So sagt A. BORN (in einem Referat über HAHN, O.: Was lehrt uns die Radioaktivität über die Geschichte der Erde? Berlin 1926, in „Die Naturwissenschaften“, 15. Jg. 1927, S. 312) über JOLYS Hypothese: „Zu dieser genialen Idee erlaube ich mir die Bemerkung, daß zwar die geologischen Vorgänge in idealer Weise so eine Erklärung finden könnten, daß mir aber die Periodizität der Vorgänge nicht zwingend erscheint.“

ordnung es sich dabei handelt, können wir leicht schätzen. Heute — im aufsteigenden Ast der zyklischen Entwicklung — wird durch Leitung an die Oberfläche abgeführt die Wärmemenge von  $w = 10^{-6}$  (cal cm $^{-2}$  sec $^{-1}$ ), oder für die ganze Erde  $W = 5.1 \cdot 10^{12}$  (cal sec $^{-1}$ ). Die im Erdinnern durch radioaktiven Zerfall erzeugte Wärme sei ungefähr das 10fache — (Tab. III)  $5.3 \cdot 10^{13}$  cal sec $^{-1}$ . Nimmt man an, die absteigende Phase der Entwicklung dauere ebenso lange wie die aufsteigende, so müßte während derselben in der Zeiteinheit die 19fache Wärmemenge —  $9.7 \cdot 10^{13}$  cal sec $^{-1}$  — abgeführt werden, und natürlich müßte dazu der Temperaturgradient in der äußersten Kruste ebenfalls der 19fache des heutigen gewesen sein. Aber die meisten rechnen damit, daß die absteigende Entwicklung viel kürzer gedauert hätte als die aufsteigende; und anders als einigermaßen tumultuarisch ist dieser Umschwung wirklich schwer vorzustellen. KIRSCH (S. 104) gibt der absteigenden Entwicklung 2 Millionen Jahre — gegen 50 Millionen des ganzen Zyklus —, während welcher die Abfuhr gewesen wäre  $5 \cdot 10^{-4}$  cal cm $^{-2}$  sec $^{-1}$  (oder für die ganze Erde  $2.55 \cdot 10^{15}$  cal sec $^{-1}$ )<sup>1)</sup>, und das würde in der Kruste ein Temperaturgefälle von  $10^{-1}$  (Grad cm $^{-1}$ ) erfordern oder das 500fache des heutigen!

An der Erdoberfläche kann die Ursache der Umsteuerung von der aufsteigenden zur absteigenden Entwicklung nicht gesucht werden. Die Abfuhr einer größeren Wärmemenge von der Erdoberfläche ist nur möglich, wenn deren Temperatur höher ist als heute, wenn auch vielleicht gar nicht viel, höher jedenfalls, handle es sich nun um Strahlung oder um Übergang bei Berührung (äußere Leitung) an die Luft- und Wasserhülle. Dadurch wird die Abfuhr aus dem Erdinnern erschwert, nicht erleichtert. Die Sage von der Kühlung des aufgeschmolzenen Sima durch die Annäherung, fast Berührung mit dem kalten Wasser der Tiefsee ist ein *argumentum ad hominem*, besonders *ad hominem laicum*. Die Tiefsee ist heute kalt — so kalt, als sie ungefähr sein kann, ohne zu gefrieren. War sie damals ebenso kalt, so ist die Kühlung ebenso wie heute, ein Grund zu so umstürzendem Umschwung ist darin offenbar nicht gegeben. Verstärkte Wärmezufuhr aus dem Erdinnern könnte eher die Temperatur des Meerwassers erhöhen (vgl. KIRSCH, S. 102 ff., sehr viel macht das auch nicht aus!) und das wäre — wie schon ge-

<sup>1)</sup> Dieser Wärmefluß liefert, 2 Millionen Jahre fortgesetzt,  $3.2 \cdot 10^{10}$  cal em $^{-2}$ , und „wenn wir für die Sialbedeckung einen gewissen Abzug machen“ für die ganze Erde  $7.5 \cdot 10^{28}$  cal, d. i. die Schmelzwärme einer Magmazone von 500 km Mächtigkeit.

sagt — eine Behinderung und nicht eine Beförderung, Anregung des Wärmeabflusses aus dem Erdinnern. Man darf es nicht vergessen, der eine Endpunkt der Temperaturkurve, der an der Erdoberfläche, ist ziemlich fest angenagelt.

Wenn eine stärkere Abfuhr von Wärme aus dem Erdinnern erzielt werden soll, dann kann das nur durch Änderungen auf dem Wege, den die Wärme geführt wird, bewirkt werden. Sofern es sich um Wärmeleitung im Festen handeln würde, ist nur wenig zu sagen. In diesem Falle muß sich mit asymptotischer Annäherung der stationäre Zustand einstellen, in dem durch jede Kugelschale genau alle Wärme nach außen abfließt, welche in der von derselben eingeschlossenen Kugel erzeugt wird. Periodisches Schwanken des Wärmeffusses, wie es der Zyklusvorstellung entspricht, kann dabei durchaus nicht zustande kommen. Bei Wärmeleitung im Festen ist (*ceteris paribus*) der Wärmefluß proportional dem Wärmegefäß. Nimmt man mit JOLY an, daß die Wärmemenge, welche durch radioaktiven Zerfall im Erdinnern erzeugt wird, ein Vielfaches jener ist, die heute in der gleichen Zeit an die Oberfläche geleitet wird, so müßte, um diese Wärmeerzeugung stationär abzuleiten, das Wärmegefäß ein ebenso hohes Vielfaches von jenem sein, das heute an der Oberfläche beobachtet wird. Nach unseren Ziffern (S. 248 und 254) wäre mindestens das 10fache anzunehmen, und das wäre eine immerhin noch vorsichtige, niedrig gehaltene Schätzung. Aber mit dem 10fachen des heutigen geothermischen Temperaturgradienten kommt man etwa in 5 km Tiefe schon auf  $1000^\circ$ , und auch was andere angenommen haben, würde bei stationärer Wärmeleitung in geringer Tiefe auf Temperaturen führen, bei denen alle Gesteine schmelzen müßten. Das widerspricht der vorangestellten Annahme: Wärmeleitung im Festen.

Nehmen wir als zweiten Fall eine einfache, homogene Flüssigkeit, so läßt sich in dieser eine indifferente Temperaturschichtung bestimmen, in welcher gegen die Tiefe zunehmend Druck und Temperatur in jener Funktionsbeziehung stehen, welche sich nach den bekannten Konstanten dieser Flüssigkeit für die Adiabate berechnet: denkt man ein Flüssigkeitsteilchen isoliert langsam durch die ruhende Flüssigkeit hinauf (oder hinunter) geführt, so durchliefre es für sich den P-T-Weg der Adiabate, und entsprechend dem abnehmenden (zunehmenden) Druck würde es genau jene Temperatur annehmen, welche das von ihm gerade verdrängte Flüssigkeitsteilchen hatte: die in der Flüssigkeitssäule übereinanderliegenden Zustände können durch eine adia-

batische Zustandsänderung ineinandergeführt werden. Ist die Temperaturzunahme gegen abwärts geringer als die der besagten indifferenten Schichtung, so ist die Schichtung stabil: keine Bewegung, Wärmetransport von unten nach oben findet nur durch Leitung statt<sup>1)</sup>. Diesen Fall können wir als unwahrscheinlich ausschließen, auch schon deswegen, weil er nichts Neues bietet; reine Wärmeleitung folgt im Flüssigen denselben Gesetzen wie im Festen.

Nimmt die Temperatur gegen abwärts schneller zu als der indifferenten Schichtung entspricht, so ist die Schichtung instabil. Entsprechender Anstoß setzt Strömung nach aufwärts, nach abwärts und in diese Hauptstromäste horizontal verbindenden Strecken in Gang, eine Kreisströmung (Zirkulation). Neben der Wärme, die natürlich auch jetzt durch Leitung befördert wird — was als unbedeutend außer acht gelassen werden kann —, wird Wärme von unten nach oben, mit der bewegten Flüssigkeit, als ihr Wärmegehalt transportiert (daher „Konvektion“, Konvektionsströmung). Ein Flüssigkeitsteilchen, das lotrecht befördert wird, macht eine adiabatische Zustandsänderung durch. Steigt es von unten nach oben, so ist es — wie vorausgesetzt — jedesmal wärmer und daher leichter, als die Flüssigkeitsschicht, in die es eingedrungen ist<sup>2)</sup>; weil leichter, steigt es mit archimedischem Auftrieb weiter, weil wärmer, kann es an diese höheren Schichten durch Leitung oder Mischung Wärme abgeben. Ein Flüssigkeitsteilchen, das von oben nach unten in Bewegung gesetzt wird, ist an jedem Punkt kälter, und daher schwerer, als die dort angetroffene Flüssigkeitsschicht, muß also eben deswegen weiter sinken und entzieht den ruhenden tieferen Schichten Wärme durch Leitung und Mischung. Beide Strömungen streben gleichermaßen dahin, die höheren Schichten der Flüssigkeit wärmer, die unteren kälter zu machen, solange die Temperaturunterschiede zwischen ihnen größer sind, als die einer adiabatischen Zustandsänderung von dem durch ihren Abstand gegebenen Druckunterschied. Ist der Wärmeverrat der tieferen Schichten erschöpfbar, jener der höheren vor Verlust geschützt, so strebt die Konvektion, die Temperatur in der Flüssigkeitssäule der indifferenten Schichtung näherzubringen, und zwar mit asymptotischer Annäherung: sowohl die Temperaturänderung

<sup>1)</sup> Im allgemeinen ist zu vermuten, daß die Wärmeleitfähigkeit der flüssigen Phase geringer, meistens sogar beträchtlich geringer ist als die der festen Phase.

<sup>2)</sup> Abnormes Verhalten, Ausdehnen bei Abkühlung, wie Wasser z. B., erörtern wir hier nicht. Es kommt selten vor, jedenfalls nicht in den Silikatschmelzen.

gen als die Bewegungen werden dann immer langsamer, wegen Reibung und sonstiger Energieverluste werden sie wohl schon vor vollständiger Erreichung dieses Ziels einschlafen. Wird von unten nachgeheizt, so wird die Kreisbewegung in Gang bleiben, und zwar wird sie sich auf jene Geschwindigkeit einstellen, welche dem Widerstreit zwischen zur Abfuhr drängender Wärme und gegebenen Hemmungen entspricht. In diesem Falle muß die Temperaturzunahme gegen unten etwas schärfer sein, als der Adiabaten entsprechen würde: dieser Temperaturüberschuß ist ja eben das Treibgewicht! In leicht beweglichem Medium wie der Luft weicht die Schichtung bei Föhn bekanntlich nicht merklich von der adiabatischen ab; um die zähen Silikatschmelzen in Bewegung zu setzen und zu halten, wird das Temperaturgefäß wohl beträchtlich schärfer sein müssen als das adiabatische. Überhaupt wird man in Annäherung — soweit nämlich die thermische Dilatation der Temperaturdifferenz proportional ist, die spezifischen Wärmen als konstant gelten können usw. — annehmen können, daß die Kraft, welche eine solche Konvektionskreisströmung treibt, proportional ist dem geforderten Wärmetransport. Die Hemmungen, Flüssigkeitsreibung, aber wohl auch Wärmeverlust durch Leitung und ähnliches dürften alle proportional sein der Strömungsgeschwindigkeit. Für Silikatschmelzen ist diese „Dämpfung“ groß, und daher strebt auch der Mechanismus der einfachen Konvektion asymptotisch einem stationären Zustand zu. Man kann sich übrigens experimentell mit einfacher Apparatur, etwa Kochtopf auf Gasherd, überzeugen, wie schnell die Geschwindigkeit der Zirkulation bei Änderung der Wärmezufuhr sich wieder entsprechend dieser einstellt. Kleine Schwankungen mögen vorkommen, „zyklische Vorgänge“, so wie sie JOLY fordert, kann man bei diesem Mechanismus unbedingt ausschließen.

Schwieriger zu verstehen sind allerdings die Zusammenhänge, wenn die arbeitende Flüssigkeit nicht einfach und einheitlich ist oder bleibt, und wenn der P-T-Weg über Umwandlungspunkte führt. Dafür gibt unsere Troposphäre ein gutes Beispiel. Ein Bestandteil derselben, der Wasserdampf, erfährt in ihrem Bereich sogar zwei Zustandsänderungen, und ein Teil desselben fällt durch mechanische Entfernung stellen- und zeitweise aus dem Spiel aus (bei Magmen kann neben dem Absinken ausgeschiedener schwererer Bestandteile — analog Regen und Schnee — auch mit dem Aufsteigen leichterer — z. B. Gasblasen — gerechnet werden). Soweit zu übersehen, hat sich diese Zirkulation recht stabil eingestellt; kleine Schwankungen in der sie betreibenden Energiezu-

fuhr (Sonnenfleckenperiode, größere beobachten wir nicht) kommen in kleinen, sehr kleinen Änderungen zum Ausdruck. Dieses Beispiel spricht gerade nicht sehr für JOLY.

Der Kernpunkt des von JOLY erdachten Mechanismus ist, daß eine Zirkulation, welche über den Schmelzpunkt ihrer Arbeitsflüssigkeit (Basaltschmelze) hinwegführt, instabil wäre. Komme sie einmal in Gang, so stelle sie sich nicht, wie das die Konvektion in einer homogenen Flüssigkeit tut, auf den stationären Zustand ein, sondern nehme, diesen Gleichgewichtszustand überspringend, förmlich explosiv zu, fördere nicht bloß die immer gleichbleibende Wärmeerzeugung des Erdinnern, sondern viel mehr, und grabe so sich selbst das Wasser ab. Ein vorsichtiger Mann könnte allerdings, bevor er sich in die Unkosten einer gewagten Hypothese stürzt, einige Anhaltspunkte aus Beobachtung und Technik verlangen, daß es so was überhaupt gibt; etwa daß man das Wasser im Topf über dem Feuer gefrieren lassen kann — einfach durch Beschleunigung der konvektiven Wärmeabfuhr. Vorgänge in Schmelz- und Hochöfen wären unserem Problem vielleicht noch mehr adäquat. Diese haben ja manche Mücken, aber zyklisch im Sinne JOLYS hat sich glücklicherweise noch keiner benommen! Aber da die Hypothese nun einmal schon aufgestellt ist und viel Verbreitung gefunden hat, müssen wir uns auch ohne solche Sicherung mit ihren Gedankengängen theoretisch befassen.

Der kritische Punkt der JOLYSchen Hypothese ist jener der Umsteuerung, der Wechsel von einem Zustand, in welchem im Innern der Erde mehr Wärme erzeugt, als nach außen abgeführt wird, zu einem anderen Zustand, in dem mehr Wärme abgeführt als erzeugt wird. Scheide und Grenzpfahl zwischen beiden ist offenbar der Zustand stationärer Wärmeabfuhr (Erzeugung = Abfuhr). Mit diesem wollen wir daher anfangen.

Wir beginnen damit, uns ein Bild von der stationären Wärmeleitung im Festen (allgemeiner gilt das auch für Leitung in jedem nicht differentiell bewegtem Medium) zu machen. Wir betrachten die äußeren Erdschichten als ebene, planparallele Platten; die Kugelkrümmung zu berücksichtigen, wäre bei der großen Unsicherheit aller Ziffern unnötige Bemühung. Es bezeichne  $z$  die Tiefe einer dieser Schichten, von der Erdoberfläche abwärts positiv gezählt (in cm, absolutes Maßsystem!),  $T$  ihre Temperatur (es ist vorläufig gleich, ob man darunter Celsius oder absolut verstehen will, in die Tabellen setze ich Celsius-Grade). Die Leitfähigkeit heiße  $\lambda$ : es fließen bei einem Gradienten von

$1^\circ\text{C}$  auf  $1\text{ cm}$  Normalentfernung  $\lambda$  cal durch einen Querschnitt von  $1\text{ cm}^2$  in  $1\text{ sec}$ . Die radioaktive Wärmeerzeugung sei  $\varrho$ : durch den Zerfall radioaktiver Elemente werde in  $1\text{ cm}^3$  in  $1\text{ sec}$   $\varrho$  cal Wärme erzeugt. Dann ist die Wärmemenge, welche in  $1\text{ sec}$  durch  $1\text{ cm}^2$  der betreffenden Schicht in Lotrichtung durchfließt:

$$w = \lambda \cdot \frac{dT}{dz}.$$

Für stationäre Wärmeleitung haben wir die Differentialgleichung:

$$\lambda \cdot \frac{d^2T}{dz^2} + \varrho = 0$$

integriert:

$$\frac{dT}{dz} = -\int \frac{\varrho}{\lambda} \cdot dz + C_1 \quad \text{und} \quad T = -\int \int \frac{\varrho}{\lambda} \cdot dz^2 + C_1 z + C_2.$$

Wir können nun die Wärmeleitfähigkeit, wenigstens innerhalb einer chemisch einheitlichen Schale als konstant ansehen, vielleicht innerhalb der Silikatgesteine überhaupt gleich, bei der geringen möglichen Genauigkeit (s. S. 237). Innerhalb einer jener Schalen, die durch konvektive Durchmischung homogen geworden sind, ist auch der Gehalt an U, Th usw. überall der gleiche, und daher auch  $\varrho$  als konstant anzusehen. Damit vereinfacht sich die Gleichung zu:

$$\frac{dT}{dz} = -\frac{\varrho}{\lambda} \cdot z + C_1 \quad \text{und} \quad T = -\frac{\varrho}{2\lambda} \cdot z^2 + C_1 z + C_2.$$

Die zuerst betrachtete Schicht liege zwischen  $z_0 = 0$  (Erdoberfläche) und  $z = z_1$ . Daraus bestimmen sich sofort die Integrationskonstanten; zuerst:  $C_2 = T_0$  (Temperatur der Erdoberfläche, wir setzen  $14^\circ\text{C}$ ). Es sei ferner  $w_1$  die Wärmemenge, welche aus den tieferen Erdschichten kommend, die Flächeneinheit von der Schicht  $z_1$  in  $1\text{ sec}$  nach aufwärts durchfließt; dann ist:

$$w_1 = \lambda \cdot \left| \frac{dT}{dz} \right|_{z=z_1} = \lambda \cdot \left( -\frac{\varrho}{\lambda} \cdot z_1 + C_1 \right).$$

Daraus ergibt sich sofort:

$$C_1 = \frac{1}{\lambda} \cdot (w_1 + \varrho z_1).$$

Und damit werden die obenstehenden Grundgleichungen:

$$\frac{dT}{dz} = \frac{1}{\lambda} \cdot (w_1 + \varrho z_1) - \frac{\varrho}{\lambda} \cdot z = \frac{1}{\lambda} [w_1 + \varrho (z_1 - z)]$$

$$T = T_0 + \frac{1}{\lambda} \cdot (w_1 + \varrho z_1) \cdot z - \frac{\varrho}{2\lambda} \cdot z^2.$$

Man kann nun auch schreiben  $w = \varrho z_1$ , das bedeutet die Wärmeentwicklung in einer Säule von  $1\text{ cm}^2$  Querschnitt zwischen 0 und  $z_1$ ; dann ist auch

$$\left| \frac{dT}{dz} \right|_{z=0} = \frac{1}{\lambda} (w + w_1) = \Gamma_0,$$

d. i. der Gradient an der Erdoberfläche; damit werden nun die Grundformeln:

$$\frac{dT}{dz} = \frac{1}{\lambda} \cdot (w + w_1) - \frac{\varrho}{\lambda} \cdot z = \Gamma_0 - \frac{\varrho}{\lambda} \cdot z$$

$$T = T_0 + \frac{1}{\lambda} \cdot (w + w_1) \cdot z - \frac{\varrho}{2\lambda} \cdot z^2 = T_0 + \Gamma \cdot z - \frac{\varrho}{2\lambda} \cdot z^2.$$

Für die untere Grenze der Schicht  $z = z_1$  hat man: (Natürlich)

$$\left| \frac{dT}{dz} \right|_{z=z_1} = \frac{w_1}{\lambda},$$

und

$$T_1 = T_0 + \frac{w_1 z_1}{\lambda} + \frac{\varrho z_1^2}{2\lambda} = T_0 + \frac{1}{\lambda} \cdot \left( \frac{w}{2} + w_1 \right) \cdot z_1.$$

Diese Formeln sind ohne weiteres für die Durchrechnung des ganzen Schichtstoßes zu verwenden. Das aus der obersten Schicht errechnete  $T_1$  ist nun für die in Tiefe zunächst folgende Schicht zwischen  $z_1$  und  $z_2$  als Anfangstemperatur statt  $T_0$  zu setzen usw. Für eine Schicht, unter welcher weiter keine radioaktiven Elemente folgen, welcher also aus dem Erdinnern kein Wärmestrom mehr zu kommen würde,  $w_1 = 0$ , gehen diese Formeln über in:

$$\frac{dT}{dz} = \frac{\varrho}{\lambda} (z_1 - z) \quad \text{somit} \quad \left| \frac{dT}{dz} \right|_{z=0} = \frac{\varrho z_1}{\lambda} = \Gamma_0$$

$$T = T_0 + \frac{\varrho}{\lambda} \cdot z_1 z - \frac{\varrho}{2\lambda} \cdot z^2 = T_0 + \Gamma_0 \cdot z - \frac{\varrho}{2\lambda} \cdot z^2$$

und

$$T_1 = T_0 + \frac{\varrho}{2\lambda} \cdot z_1^2.$$

Diese Formeln lassen wieder, ebenso wie die Tab. II und III, erkennen, daß für die thermischen Verhältnisse des Erdballes die großen Tiefen desselben in erster Linie bestimmend sind<sup>1)</sup>. Der Temperaturgradient in einem bestimmten Tiefenniveau der Erde ( $z_0$ ) ist — sobald der Wärmefluß bei der Leitung den stationären

<sup>1)</sup> Das muß, obwohl eigentlich selbstverständlich, hier doch besonders betont werden, weil die Geologen manchmal irrige Vorstellungen haben, besonders radioaktive Schichten wären besonders warm oder ähnlich. Selbst bei KIRSCH liest man ziemlich mißverständlich ausgedrückt: (S. 13) „Diese Verflüssigung macht in den oberen, stärker radioaktiven Schichten raschere Fortschritte als in größerer Tiefe“, und (S. 20): „Die obere Grenze des Gesteinsmantels, wo die Radioaktivität am größten ist, wird der Ort sein, wo zuerst Zusammenhänge zwischen den flüssigen Partien sich einstellen werden.“

Zustand einmal erreicht hat — einzig abhängig von dem Gesamtbetrag der Wärme, welcher in der von jener Niveaufläche eingeschlossenen Kugel erzeugt wird. Weiter hängt es in erster Linie von diesem Temperaturgradienten ab, welche Temperaturen in der unterhalb  $z_0$  folgenden Kugelschale erreicht werden: das erste Glied der Formel für  $T$  ist  $\Gamma_0 \cdot z$ ; die Wärmeproduktion innerhalb der durchschrittenen Schicht selbst ( $\varrho$ ) kommt erst im zweiten Glied vor, das kleiner als das erste ist und negatives Vorzeichen hat:  $-\varrho/2\lambda \cdot z^2$ . [Ganz so absonderlich, als es klingt, ist das nicht. Der Gradient an der äußersten Fläche ( $z_0$ ) ist von der Gesamtwärmeerzeugung in der Kugel innerhalb bestimmt, von  $w + w_1$ , also auch von der Wärmeerzeugung innerhalb der durchschrittenen Kugelschale  $w = \varrho \cdot (z_1 - z_0)$ .] Das zweite Glied in der Formel ist aber deswegen negativ, weil bei gegebener Gesamtsumme, je mehr von der Wärmeerzeugung in den äußersten Schichten konzentriert ist, desto geringer ihr Einfluß auf die Temperatur im Erdinnern ist. Beispielsweise ist im Fall der Spalte G von Tab. IV der Gesamtbetrag der Wärmeerzeugung sogar etwas höher als im Falle der Spalte C oder D, aber er ist auf die äußersten 20 km konzentriert, und daher erreicht die Temperatur des Erdinnern in diesem Falle nur 1350° C, während in den beiden anderen Fällen, wo der Ra-Gehalt und seine Wärmeerzeugung in ganz geringer Konzentration durch den ganzen Erdball verteilt ist, sich die Temperatur im Erdkern bis an 100000° C berechnet. (Vgl. auch KIRSCH 1, S. 68.)

Tab. IV (S. 262 u. 263) gibt einige durchgerechnete Beispiele für die Verteilung von Temperatur und Gradienten im Falle stationärer Wärmeleitung im Erdkörper unter verschiedenen Annahmen über Verteilung der radioaktiven Elemente und ihrer Wärmeerzeugung. Wohlverstanden, es sind und sollen Beispiele sein nur zur Erläuterung der eben auseinandergesetzten Grundsätze und überhaupt zum Einblick in die Tragweite der verschiedenen Annahmen, auch jener, die schon in Tab. I bis III ausgedrückt worden sind. Hervorzuheben ist die augenscheinliche Nachweisung, daß die Temperatur im Erdinnern, wenn einzig von Wärmeleitung bestimmt, sich unbedingt einem „astronomisch“ hohen Gleichgewichtszustand zu nähern streben muß, wenn für die mächtigen inneren Kugelschalen, und wäre es auch nur für den Gesteinsmantel bis 1200 km Tiefe, eine allgemein verbreitete, wenn auch durchschnittlich sehr geringe Wärmeentwicklung durch radioaktiven Zerfall angenommen wird. Realität können diese Berechnungen nur für die äußere Kruste der Erde beanspruchen, deren Wärmeregime

Tabelle IV. Beispiele für Wärmeleitung im

A			B			C		
Tiefe in km	Tem- peratur °C	Gradient Grad cm <sup>-1</sup>	Tiefe in km	Tem- peratur °C	Gradient Grad cm <sup>-1</sup>	Tiefe in km	Tem- peratur °C	Gradient Grad cm <sup>-1</sup>
0	14	$2.07 \cdot 10^{-3}$	0	14	$2.63 \cdot 10^{-4}$	0	14	$1.11 \cdot 10^{-3}$
			Granit oder Granodiorit			Granit		
			$\varrho = 5.69 \cdot 10^{-13}$ cal cm <sup>-3</sup> sec <sup>-1</sup>			$\varrho = 5 \cdot 10^{-13}$		
10	2030	$1.96 \cdot 10^{-3}$	10	220	$1.49 \cdot 10^{-4}$	10	1064	$1.01 \cdot 10^{-3}$
			„Plateau-Basalt“			Wie Eisenmeteorit		
			$\varrho = 2.39 \cdot 10^{-13}$ , cal cm <sup>-3</sup> sec <sup>-1</sup>			$\varrho = 2.39 \cdot 10^{-14}$		
30	5877	$1.88 \cdot 10^{-3}$	30	425	$5.46 \cdot 10^{-5}$	30	3083	$1.01 \cdot 10^{-2}$
			Eklogit			$\varrho = 2.39 \cdot 10^{-14}$		
			$\varrho = 1.33 \cdot 10^{-13}$ cal cm <sup>-3</sup> sec <sup>-1</sup>					
50	9596	$1.83 \cdot 10^{-3}$	50	478	0.000	50	5096	$1.00 \cdot 10^{-3}$
			Olvingestein wie Steinmeteorit, $\varrho = 7.62 \cdot 10^{-14}$			unter 50 km Tiefe		
						$\varrho = 2.39 \cdot 10^{-14}$		
1200	175900	$5.70 \cdot 10^{-4}$				keine Wärmeerzeugung,		
			Sporosiderit wie Eisenmeteorit, $\varrho = 2.39 \cdot 10^{-14}$			$\varrho = 0$ angenommen		
2900	244900	0.000						
			Stoff und Zustand unbekannt, an- genommen $\varrho = 0.00$					

seit allen geologischen Zeiten einzig von der Wärmeleitung im Festen bestimmt worden ist. Zur Vervollständigung des Bildes werden hier noch zwei Annahmen hinzugefügt, welche wegen allzu großer Abweichung von den aktualistisch denkbaren Umständen nicht vollständig durchgerechnet, und daher auch nicht in Tab. IV aufgenommen worden sind. Als unterste Grenze wollen wir annehmen, daß der Erdball durch und durch nur jenen Gehalt an U, Th usw., und die sich daraus ergebende Wärmeerzeugung durch deren radioaktiven Zerfall habe, welchen man an den Eisenmeteoriten, als das Minimum an uns bekannten „Gesteinen“

## Über den Wärmehaushalt des Erdballes.

stationären Zustände (Leitfähigkeit  $\lambda = 5 \cdot 10^{-3}$ ).

D			E			F			G		
Tiefe in km	Tem- peratur °C	Gradient Grad cm <sup>-1</sup>	Tiefe in km	Tem- peratur °C	Gradient Grad cm <sup>-1</sup>	Tiefe in km	Tem- peratur °C	Gradient Grad cm <sup>-1</sup>	Tiefe in km	Tem- peratur °C	Gradient Grad cm <sup>-1</sup>
0	14	$1.21 \cdot 10^{-3}$	0	14	$1.82 \cdot 10^{-3}$	0	14	$4 \cdot 10^{-4}$	0	14	$1.34 \cdot 10^{-3}$
			Granit wie C			Granit wie C			Granit wie C		
			$\varrho = 5 \cdot 10^{-13}$			$\varrho = 5 \cdot 10^{-13}$			$\varrho = 5 \cdot 10^{-13}$		
10	1126										
			(Granit, wie oben)								
20	2238	$1.01 \cdot 10^{-3}$	20	3450	$1.62 \cdot 10^{-3}$	20	464	$2 \cdot 10^{-4}$	20	1350	0.000
			Wie Eisenmeteorit			Basalt			Basalt		
			$\varrho = 2.39 \cdot 10^{-14}$			$\varrho = 2.5 \cdot 10^{-13}$			$\varrho = 2.5 \cdot 10^{-13}$		
50	5253	$1.00 \cdot 10^{-3}$									
			$\varrho = 2.39 \cdot 10^{-14}$								
60	9523	$1.42 \cdot 10^{-3}$	60	864	0.000						
			Olvingestein wie Steinmeteorit, $\varrho = 7.5 \cdot 10^{-14}$			Unter 60 km Tiefe keine Wärmeerzeu- gung, $\varrho = 0$					
1200	89078	$8.24 \cdot 10^{-4}$	1200	73900	0.00						
			Unter 1200 km Tiefe keine Wärme- erzeugung $\varrho = 0$								
2900	95718	$5.53 \cdot 10^{-4}$									
			$\varrho = 2.39 \cdot 10^{-14}$								

beobachtet<sup>1)</sup>), also  $\varrho = 2.39 \cdot 10^{-14}$  [cal cm<sup>-3</sup> sec<sup>-1</sup>]. Dann muß durch  $1 \text{ cm}^2$  der Erdoberfläche die Wärmeerzeugung eines Kegels von  $1 \text{ cm}^2$  Grundfläche und 6371 km Höhe gehen, d. i.:

$$w_0 = \frac{1}{3} \cdot 6.371 \cdot 10^8 \cdot 2.39 \cdot 10^{-14} = 5.076 \cdot 10^{-6} [\text{cal cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}]$$

<sup>1)</sup> KIRSCH (2, S. 32) sagt, daß die Wärmeentwicklung im „Nifekern“ der Erde pro  $\text{cm}^3$  beinahe ebensoviel betrage wie für das Lithosphärenmaterial. Das ist wohl etwas übertrieben. Aber sicher ist der Unterschied in den auf die Volumeinheit bezogenen  $\varrho$  viel geringer als in den auf die Gewichtseinheit bezogenen Gehalten.

und mit der Leitfähigkeit  $\lambda = 5 \cdot 10^{-3}$  berechnet sich daraus der Gradient an der Erdoberfläche  $\Gamma_0 = 1.015 \cdot 10^{-3}$  (Grad C/cm<sup>-1</sup>), und damit wird die Temperatur in 10 km Tiefe unter der Erdoberfläche 1027° C erreichen. Als obere Grenze nehmen wir an, daß im Erdinnern die Wärmeerzeugung der Annahme A von Tab. II und III realisiert wäre, mit im ganzen  $1.3874 \cdot 10^{14}$  cal sec<sup>-1</sup>. Dann käme auf 1 cm<sup>2</sup> der Erdoberfläche der Wärmefluß  $w_0 = 2.7198 \cdot 10^{-5}$  [cal cm<sup>-2</sup> sec<sup>-1</sup>]; das gäbe als Gradient an der Erdoberfläche  $\Gamma_0 = 5.440 \cdot 10^{-3}$  (Grad C cm<sup>-1</sup>) und dann würde schon in 2 km Tiefe die Temperatur von 1100° C erreicht.

Aus diesen rechnungsmäßigen Ergebnissen lassen sich auch bereits sachliche Folgerungen ziehen. Unter den ihnen zugrunde gelegten Annahmen muß — sobald der Wärmefluß dem stationären Zustand nahekommt — die Temperatur schon in geringen Tiefen (2 bis allerhöchstens 10 km) den Schmelzpunkt der Silikate erreichen. Über die aktualistischen Voraussetzungen betreffend Gehalt und Zerfall an radioaktiven Stoffen ist alles Nötige bereits gesagt worden (s. S. 249/250). Die Forderung stationären Wärmeflusses — der alle Wärme, die im Erdinnern erzeugt wird, auch glatt abführt — ist ein Hauptpunkt der JOLYSchen Hypothese, als Scheide zwischen dem aufsteigenden Ast des „Zyklus“ und dem absteigenden, in welch letzterem ja noch viel größere Wärmemengen abgeführt werden müßten<sup>1)</sup>. Aber auch wenn man von den besonderen Annahmen der JOLYSchen Hypothese ganz absieht, müßte der stationäre Zustand in der ungeheuren Zeit ungefähr erreicht worden sein, welche die Erde als selbständiger Himmelskörper schon besteht und die man auf  $2 \cdot 10^9$  Jahre =  $6.3116 \cdot 10^{16}$  (sec) schätzt. In dieser Zeit würde nach Tab. II durch radioaktiven Zerfall erzeugt in je 1 g von: Granit 13200 cal, Basalt 5050 cal, Dunit oder Eklogit 2526 cal, Steinmeteorit 1500 cal, Meteoreisen 234 cal. Die spe-

<sup>1)</sup> Die Forderung nach stationärem Wärmeabfluß (und darüber), und zwar für die Erde als Ganzes, erscheint in der Darstellung von JOLY und Gen. nicht so ganz deutlich. Da wird zuerst vom „Basalzyklus“ gesprochen, dann vom „Dunitzyklus“, usw., schließlich ist der Beitrag, den der Nifekern liefert, „für eine genaue Theorie der Bildung von Magmazonen im Erdinnern sicher nicht zu vernachlässigen“ (KIRSCH 2, S. 32). Die umgekehrte Reihenfolge wäre übersichtlicher; das Wärmeregime einer der äußeren Kugelschalen hängt von den tieferen völlig ab, umgekehrt nur wenig oder nicht. So könnten die ungeheuren Wärmemengen, welche der absteigende Ast eines „Dunitzyklus“ an die untere Grenze der Basaltschicht werfen müßte, dort nicht auf Abfluß warten. Im Gegenteil, wenn der Abfluß durch den Basalt nicht glatt liefe, könnte im Dunit die zirkulische Entwicklung gar nicht weiterlaufen.

zifischen Wärmen sind: für Fe, Ni, Co 0.10 bis 0.11. Steinmeteoriten 0.17 bis 0.19, für die meisten, besonders die gesteinsbildenden Silikate (Feldspate, Glimmer, Pyroxene, Amphibole, Olivin) 0.18 bis 0.20; somit für Granit 0.18 bis 0.21, für Basalt 0.20 bis 0.21. Sollte irgendein Teil des Erdinnern bei der anfänglichen Temperaturverteilung in einem Temperaturminimum gelegen gewesen sein, so würde er sich durch die eigene Wärmeerzeugung in dieser Zeit um mehrere Tausend von Graden aufheizen können, und das würde immer hinreichen, um das nötige Temperaturgefälle zu schaffen, nach dem weiterhin die Wärmeerzeugung glatt abfließen könnte.

Überdies würden die derart anfallenden Wärmemengen bei fast jedem der angeführten Materialien weitaus genügen, es sozusagen im eigenen Fette zu schmoren: nämlich es vom absoluten Nullpunkt bis auf seinen Schmelzpunkt zu erwärmen, und dann auch noch aufzuschmelzen; denn bei den Silikaten liegt der Schmelzpunkt sicher unter 2000 abs. (vgl. S. 266), da sind (spezifische Wärme um 0.2 angenommen) zur Erwärmung bis dahin kaum 400 cal je Gramm nötig, und die Schmelzwärme ist meist nicht über 100 cal je Gramm. Diese Wärmemenge von rund 500 cal je Gramm würde in jedem der uns bekannten Silikatgesteine durch dessen Gehalt an radioaktiven Elementen schon in höchstens einigen Hunderten von Millionen Jahren, das ist etwa im ersten Teil des Archäikums, produziert worden sein. Nur beim „Eisenkern“ könnte man Zweifel haben. Nun ist wohl die Schmelzwärme des reinen Eisens über 2000 abs., aber die einer Ni- und Co-reichen Legierung muß beträchtlich tiefer sein, also würden hier wohl 200 cal je Gramm zur Aufheizung genügen und weitere 50 cal je Gramm zum Schmelzen; die oben für die Wärmeproduktion in Meteoreisen berechneten 234 cal g<sup>-1</sup> würden großenteils zur Aufschmelzung genügen. Außerdem, da das Eisen als Kern von viel schneller sich aufheizenden Kugelschalen umschlossen läge, würde es von diesen reichlich die noch notwendigen Wärmemengen zugeführt bekommen. Wir merken an, daß auch unter diesem Gesichtspunkt, ganz gleich wie man sich die kosmogonisch gegebenen Ausgangszustände des Erdballes immer vorstellen mag, dieser in einer nach geologischem Maßstab nicht allzu langen Zeit durch und durch in geschmolzenen Zustand gekommen sein müßte.

Wir haben nun einzugehen auf die Vorgänge beim Schmelzen eines Materials, das einfach und homogen ist, oder wobei doch feste Phase und Schmelze von der gleichen Zusammensetzung bleiben („kongruente Schmelze“). Für diesen Fall gilt die bekannte CLAUSIUS-

## CLAPEYRONSCHE Gleichung

$$\frac{d\Theta}{dp} = \frac{\Delta V \cdot \Theta}{Q}.$$

Die Schmelztemperatur  $\Theta$  ( $\Theta$  ist hier immer als absolute Temperatur zu verstehen) ändert sich also mit dem hydrostatischen Druck  $p$ . Sie ist bei Silikaten schwer und ungenau zu bestimmen, weil oft keine scharfe Zustandsänderung, sondern eine allgemeine Erweichung zu beobachten ist. Für die meisten gesteinsbildenden Mineralien mag bei Atmosphärendruck der Schmelzpunkt um  $1000^\circ$  bis  $1250^\circ$  C liegen (Feldspate, Glimmer, Augit, Magnetit usw.), für sehr basische Feldspate ist er etwas, für Olivin beträchtlich höher (ca.  $1400^\circ$  C). Die sog. Schmelzpunkte (eigentlich Erweichungspunkte) von Laven (meist Basaltlaven) liegen um  $1000$  und  $1100^\circ$  C, dann sind aber vermutlich noch nicht alle Bestandteile verflüssigt.

Die Schmelzwärme  $Q$  ist positiv zu zählen, weil sie bei der Umwandlung zugeführt wird. Sie ist bei den Silikaten ziemlich gleichartig, für 1 g je 100 cal ungefähr, nur Olivin liegt wieder höher (ca. 130 cal). Es scheint, daß die Schmelzwärme mit Zunahme von Druck und Temperatur zunimmt (größere Erdentiefe), aber nicht sehr schnell. (KIRSCH schwankt mit den bezeichneten Angaben: meistens gibt er einfach  $Q = 100$  cal; aber S. 18 für 1200 km Tiefe  $Q = 150$  cal, für 2900 km Tiefe  $Q = 200$  cal.)

Die Volumänderung beim Schmelzen wird angegeben als die Differenz der spezifischen Volumina (Volum, das 1 g einnimmt) der festen und der flüssigen Phase:  $\Delta V = V_{\text{flüssig}} - V_{\text{fest}}$ . Für Silikate ist  $\Delta V$  allgemein positiv, d. h. das Schmelzen geht mit Volumvergrößerung, das Erstarren mit Volumverkleinerung vor sich. Eine Zeitlang war bei Geologen, Vulkanologen (STÜBEL z. B.) die Ansicht verbreitet, man könne da mit abnormem Verhalten (wie bei Eis  $\rightleftharpoons$  Wasser) rechnen, aber das ist nicht richtig. Recht allgemein ist die Kompressibilität der flüssigen Phase größer als die der festen Phase, als Differenz ihrer spezifischen Volumina muß daher  $\Delta V$  mit Zunahme des hydrostatischen Druckes kleiner werden. Seine unmittelbare Bestimmung ist sehr schwierig. BARUS gibt für „Diabas“, unter 1 Atm.,  $\Delta V/V = 0.035$ , KIRSCH schätzt (S. 25) für 500 bis 1000 km Tiefe  $\Delta V/V = 0.01$ , für 1200 km Tiefe zu „einigen Zehntel Prozent“ (das wäre also etwa  $x \cdot 0.001$ ).

Weil derart auf der rechten Seite des Gleichheitszeichens lauter positive Größen stehen, ist für Silikate allgemein  $d\Theta/dp$  positiv, oder

mit anderen Worten: Zunahme des Druckes erhöht den Schmelzpunkt. Unmittelbar ist diese Größe schwer zu messen. BARUS gibt als Mittel seiner Messungen eine Erhöhung der Schmelztemperatur um 0.025 (0.019 bis 0.027) Grad C für eine Druckerhöhung von 1 Atm. (bei niedrigen Drucken). Die sonstigen Schätzungen geben bei Silikaten 0.01 bis  $0.04^\circ$  C für 1 Atm. Druckänderung.

Wir können sogar noch etwas weiteres aussagen. Es nimmt — alles bei Zunahme des hydrostatischen Druckes  $p$  — die Schmelztemperatur  $\Theta$  dauernd zu, ebenso nimmt die Schmelzwärme  $Q$  zu. Das wird die Zunahme von  $\Theta$  teilweise kompensieren, ihr Quotient  $\Theta/Q$  nimmt wohl auch noch zu, aber langsam, innerhalb der obersten 1000 km der Erdfeste vielleicht auf das Zweihöchstens Dreifache des Oberflächenwertes. Dagegen nimmt  $\Delta V$  ständig ab, am Anfang schnell — für viele Flüssigkeiten ist  $\Delta V/V$  bei niedrigen Drucken von der Größenordnung 10%, und geht innerhalb der ersten tausende Atmosphären auf die Größenordnung 1% zurück. Daraus folgt, was auch durch die unmittelbare Beobachtung der  $d\Theta/dp$  bestätigt wird: die Schaulinie der Schmelztemperaturen ist im  $\Theta$ -,  $p$ -Feld gegen die  $p$ -Achse (im  $\Theta$ ,  $z$ -Feld gegen die  $z$ -Achse, s. S. 271) konkav, am Anfang, bei den niedrigen Drucken, mit verhältnismäßig starker, später mit schwächerer Krümmung. Weiterhin wird die Sache allerdings unsicher. Es liegt nahe, diese Krümmungstendenz fortzusetzen, so daß  $\Theta$  bei irgendeinem Drucke sein Maximum erreichen würde, und bei weiterer Zunahme des Druckes abnehmen müßte — selbstverständlich bei gleichzeitigem Wechsel des Vorzeichens von  $\Delta V$ . Diese von TAMMANN aufgestellte Theorie des „maximalen Schmelzpunktes“ ist von anderen ebenfalls aus theoretischen Gründen bekämpft worden; experimentell erreicht und überschritten worden ist der maximale Schmelzpunkt noch bei keiner Substanz. Wir tun daher wohl besser, von dieser Vorstellung nicht Gebrauch zu machen und dabei zu bleiben, daß bei Zunahme des Druckes die Schmelztemperatur immer zunimmt, wenn auch bei hohen Drucken langsam, immer langsamer.

Unsere erste Aufgabe ist die Angabe über gabroide Schmelzen („Diabas“, „Basalt“) in widerspruchlosen Zusammenhang zu bringen. Wir setzen die Schmelztemperatur (bei 1 Atm.)  $\Theta = 1200^\circ$  C = 1473 abs. — ziemlich hoch, läßt sich aber rechtfertigen; trockene Schmelzen von Augit, Olivin usw. allein haben ja noch beträchtlich höhere Schmelzpunkte. Die Schmelzwärme sei:  $Q = 100$  cal =  $4.1863 \cdot 10^9$  Erg. — niedriger kann man damit kaum gehen, Olivin allein hat be-

trächtlich mehr. Ferner setzen wir die Dichte der festen Phase auf 2.95 und die Dichte der Schmelze auf 2.6, damit ergibt sich  $\Delta V = 0.38462 - 0.33899 = +0.04563 \text{ (cm}^3 \text{ g}^{-1}\text{)}$  und  $\Delta V/V = 11.86\%$ . Das ist hoch, aber noch zu vertreten.

Nach der Ziffer von BARUS ist die Ausdehnung von 0 bis 1200° C auf etwa 3% zu schätzen, daher bedeuten diese Ziffern (bei Zimmer-temperatur) die Dichten von Basalt 3.0 und von Basaltglas 2.68. Setzt man diese Ziffern in die CLAUSIUS-CLAPEYRONSCHE Gleichung, so ist:

$$\frac{d\Theta}{dp} = 1.6055 \cdot 10^{-8} \text{ (Grad C für Druckzunahme von 1 Dyn auf den cm}^2\text{),}$$

$$= 0.016275 \text{ (Grad C bei Druckzunahme um 1 Atmosphäre).}$$

Das ist nun wieder weniger, als BARUS direkt gemessen hat, aber nicht viel. Man muß eben überall ein klein wenig nachgeben, um ein System von Werten zu erhalten, das in sich theoretisch zusammenstimmt.

Für die geophysikalische Verwendung brauchen wir den Zusammenhang mit der Tiefe unter der Erdoberfläche  $z$ . Diese hängt mit dem Druck  $p$  zusammen:

$$dp = g \cdot \frac{1}{V} \cdot dz,$$

und daraus folgt:

$$\frac{d\Theta}{dz} = \frac{d\Theta}{dp} \cdot \frac{g}{V} = g \cdot \frac{\Delta V}{V} \cdot \frac{\Theta}{Q} = \vartheta \cdot \Theta.$$

Die Schwerbeschleunigung  $g$  nimmt gegen die Tiefe hin zuerst etwas zu, dann wieder, zuerst langsam, ab, und kann daher hier unbedenklich als konstant angesehen werden. (vgl. TAMS, S. 121). Für  $V$  ist das spezifische Volum der Schmelze zu setzen, wenn es sich darum handelt, die Zustandsänderungen innerhalb einer Säule schmelzflüssigen Materials zu verfolgen. Das gibt mit unseren Ziffern für die Nähe der Oberfläche

$$\left| \frac{d\Theta}{dz} \right|_0 = 4.0951 \cdot 10^{-5} \text{ (Grad C cm}^{-1}\text{).}$$

Handelt es sich aber um einen Punkt, der von festem Gestein überlagert ist, so muß man in die Formel natürlich das spezifische Volumen des darüber lastenden Gesteines einsetzen, das jedenfalls kleiner ist; in diesem Falle wird also der Gradient der Schmelzkurve größer sein.

Wir wollen nun versuchen, uns über den Verlauf der Schmelztemperatur von Gabbro-Magma wenigstens bis zur unteren Grenze des Gesteinsmantels, bis 1200 km Tiefe, eine ungefähre Vorstellung

zu machen. Bei  $z_1 = 1.2 \cdot 10^8 \text{ cm}$  können wir als Schmelzwärme annehmen  $Q = 150 \text{ cal} = 6.2794 \cdot 10^9 \text{ Erg}$ . Für die Volumänderung beim Schmelzen machen wir versuchsweise zwei verschiedene Annahmen

$$\text{a)} \frac{\Delta V}{V} = 0.0034 \quad \text{und} \quad \text{b)} \frac{\Delta V}{V} = 0.001.$$

Dann gibt die CLAUSIUS-CLAPEYRONSCHE Gleichung

$$\left| \frac{d\Theta}{dz} \right|_1 = \vartheta_1 \cdot \Theta_1$$

und weiter

$$\text{a)} \left| \frac{d\Theta}{dz} \right|_1 = 5.3116 \cdot 10^{-10} \cdot \Theta_1 \quad \text{b)} \left| \frac{d\Theta}{dz} \right|_1 = 1.5623 \cdot 10^{-10} \cdot \Theta_1.$$

Wir versuchen nun eine einfache Interpolationsformel:

$$\Theta = a + b \cdot z + c \cdot z^2 \quad \text{somit auch} \quad \frac{d\Theta}{dz} = b + 2c \cdot z,$$

daraus bestimmen sich  $a$  und  $b$  sofort als Werte an der Erdoberfläche für  $z = 0$ .

Dann gibt die CLAUSIUS-CLAPEYRONSCHE Gleichung für  $z = z_1$  die Konstante  $c$ :

$$c \cdot z_1 \cdot (\vartheta \cdot z_1 - 2) = b - \vartheta \cdot (a + b \cdot z_1) \quad \text{und das gibt:}$$

$$\text{für Annahme a)} c = -1.8385 \cdot 10^{-13}, \text{ wenn} \quad \left| \frac{d\Theta}{dz} \right|_0 = 4.6463 \cdot 10^{-5}$$

$$\text{für Annahme a)} = -1.6164 \cdot 10^{-13}, \text{ wenn} \quad = 4.0951 \cdot 10^{-5}$$

$$\text{für Annahme b)} = -1.6805 \cdot 10^{-13}, \text{ wenn} \quad = 4.0951 \cdot 10^{-5}$$

Durch diese einfache Interpolation können wir uns ein Bild des Verlaufes des Schmelztemperatur bis zur Tiefe von 1200 km unter der Erdoberfläche machen. Die wirkliche  $\Theta$ -Kurve kann von dieser Parabel nur wenig abweichen, sie hat mit ihr für  $z = 0$  Anfangspunkt und -gradient gemein, für  $z = 1200 \text{ km}$  beruht sie auf denselben  $\Delta V$  und  $Q$ , und außerdem hat sie die gleiche Krümmung. Die Tabelle V (S. 270) zeigt, daß die Änderungen in den Annahmen, die noch möglich erscheinen, praktisch nichts ausmachen. Ob  $\Theta_1$  um zweihundert Grad höher oder niedriger ausfällt, macht bei der allgemeinen Unsicherheit der Konstanten wenig Sorge.

Eines ergibt sich sofort durch Vergleich von Tabelle V mit Tabelle IV (s. auch Fig. 1). Der Gradient der Schmelzpunktcurve ( $d\Theta/dz$ ) beginnt an der Oberfläche mit einigen Einheiten des Stellenwertes  $10^{-5}$ ; wie die oben abgeführte Diskussion der CLAUSIUS-CLAPEYRONSCHE Gleichung zeigt, ist es kaum möglich, ihn über  $5 \cdot 10^{-5}$  (Grad C  $\text{cm}^{-1}$ ) hinaufzubringen: an  $\Theta_0$  und  $Q$  ist überhaupt wenig zu

Tabelle V.

Zunahme der Schmelztemperatur von „Basalt“ mit der Tiefe.

Tiefe in km	$\theta$ Grad C	$\frac{d\theta}{dz} \cdot 10^{-5}$	$\theta$ Grad C	$\frac{d\theta}{dz} \cdot 10^{-5}$	$\theta$ Grad C	$\frac{d\theta}{dz} \cdot 10^{-5}$
0			Schmelzwärme $Q = 100$ cal	Volumänderung $\Delta V = + 0.05463$		
	$\frac{1}{V} = 2.95$ (fest)		$\frac{1}{V} = 2.6$ (Dichte der Basaltschmelze)			
50	1200	4.6463	1200	4.0951	1200	4.0951
100	1428	4.4624	1401	3.9335	1400	3.9270
200	1646	4.2768	1593	3.7718	1593	3.7590
300	2056	3.9107	1955	3.4485	1952	3.4229
500	2428	3.5432	2283	3.1253	2277	3.0868
700	3054	2.8078	2843	2.4787	2827	2.4146
900	3552	2.0724	3275	1.8321	3243	1.7424
900	3893	1.3370	3576	1.1856	3524	1.0702
1000	4008	0.9693	3679	0.8623	3615	0.7341
	4128	0.2340	3769	0.2157	3694	0.0619
1200	$Q = 150$ cal	$\frac{dV}{V} = 0.0034$	$\theta_1 = 5.3116 \cdot 10^{-10}$	$c = -1.8385 \cdot 10^{-13}$	$Q = 150$ cal	$\frac{dV}{V} = 0.0034$
					$Q = 150$ cal	$\frac{dV}{V} = 0.001$
					$\theta_1 = 5.3116 \cdot 10^{-10}$	$\theta_1 = 1.5623 \cdot 10^{-10}$
					$c = -1.6164 \cdot 10^{-13}$	$c = -1.6805 \cdot 10^{-13}$

ändern und  $\Delta V$  haben wir ohnedies schon so hoch angenommen, wie es irgend angängig schien. Somit ist die Erhöhung des Schmelzpunktes in den obersten Schichten der Kruste auf den km Zunahme der Tiefe 4, höchstens  $5^\circ\text{C}$ ; in mittleren Tiefen ist 2 bis  $3^\circ$  anzunehmen, und an der unteren Grenze des Silikatmantels sind es nur mehr einige Zehntelgrad je km. Die Temperaturgradienten bei stationärer Wärmeleitung sind allgemein viel steiler; im Bereich jener Kugelschalen, welche durch radioaktiven Zerfall geheizt werden, sind sie alle von der Größenordnung  $10^{-4}$  ja  $10^{-3}$ ; auch wenn man die geringste radioaktive Wärmeproduktion annimmt, die von natürlichen „Gesteinen“ bekannt ist, die von Eisenmeteoriten, ist der Gradient an der Basis des Mantels (1200 km tief)  $8 \cdot 10^{-4}$  und am Kern (2900 km tief) immer noch  $5 \cdot 10^{-4}$ , das Zwanzig- und das Zehnfache des größten Falles der Schmelzpunktsskurve. In allen diesen Tiefen der Erde — es sind das jene, welche für die JOLYSche Hypothese die wichtigsten sind —, ist es also nicht möglich, von einem Punkte der Schmelzpunktsskurve eine Kurve der statio-nären Wärmeleitung im Festen beginnen zu lassen, welche von diesem Schnittpunkt beider Kurven, gegen wachsendes  $z$  hin (gegen die Tiefe

hinab) in den Raum zwischen  $\theta$ -Kurve und  $z$ -Achse, d. i. in das Existenzfeld der festen Phase führen könnte. Wird der Erdball durch und durch geheizt, so wird — und zwar unter den Voraussetzungen aktualistischer Verteilung und Wärmeerzeugung der radioaktiven Elemente sogar sehr bald, in mäßiger Tiefe — unter einer von Wärmeleitung beherrschten festen Kruste geschmolzenes Silikat folgen, und

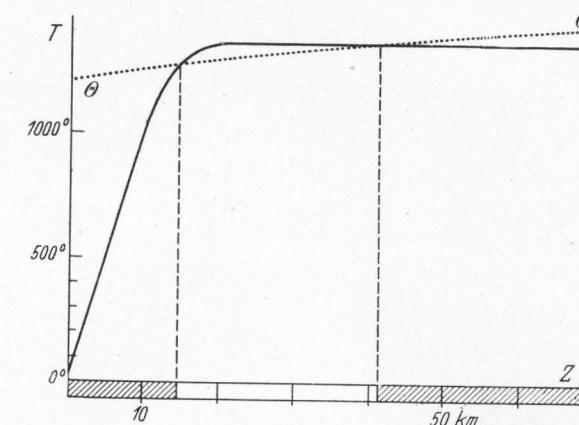


Fig. 1.

tiefer ist feste Phase nirgends mehr bestandfähig. Unter der Silikatschmelze kann festes Gestein nur folgen, wenn in diesen tieferen Schichten Wärme nicht mehr erzeugt wird. Ein Beispiel, wie das aussehen könnte, gibt Tabelle IV, Spalte G, sowie Fig. 1.

Unsere nächste Aufgabe ist, uns ein Bild von einer „Basalt“-Schmelze zu machen, welche von unten geheizt wird, und diese Wärmezufuhr durch Konvektionsströmungen an die höheren Schichten weiterbefördert. Zu diesem Zwecke sollten wir ihre adiabatischen Zustandsänderungen studieren. Schreiben wir nun die Zustandsgleichung der Flüssigkeit

$$dV = V \cdot (\alpha \cdot dT - \beta \cdot dp),$$

so ist die Gleichung der Adiabate

$$\alpha \cdot dT = \beta \cdot \frac{c_p - c_v}{c_p} \cdot dp,$$

ferner ist:

$$c_p - c_v = \frac{1}{\beta} \cdot \alpha^2 \cdot T \cdot V.$$

Dies in die Adiabatengleichung eingesetzt, gibt:

$$c_p \cdot dT = \alpha \cdot T \cdot V \cdot dp.$$

Diese Form der Adiabatengleichung kann uns am ehesten zu einer Schätzung verhelfen. Wir setzen wieder:

$$dp = g \cdot \frac{1}{V} \cdot dz,$$

damit wird die Adiabatengleichung:

$$\frac{dT}{dz} = \frac{\alpha \cdot g}{c_p} \cdot T.$$

Für die Nähe der Erdoberfläche können wir annehmen:

$$c_p = 0.35 \text{ (cal g}^{-1}\text{)}$$

(nach BARUS: SCHULZ, Bd. II, S. 307) und  $\alpha = 5 \cdot 10^{-5}$  (nach BARUS, SCHULZ, Bd. VI, S. 187). Außerdem interessiert uns hauptsächlich die Nähe der Schmelzpunktkurve. Wir setzen daher  $T = 1500$  abs., etwas über dem angenommenen Schmelzpunkt. Mit diesen Ziffern wird der adiabatische Gradient an der Erdoberfläche:

$$\left| \frac{dT}{dz} \right|_0 = 7.01 \cdot 10^{-6}.$$

Etwas unsicherer ist es noch für den zweiten uns angehenden Bereich, die Tiefe von 1200 km, die Tiefe, in welcher der Silikatmantel an die sogenannte Zwischenschicht angrenzt. Sicher ist nur, daß entsprechend dem Druck von den darüberliegenden 1200 km Gesteines die Schmelztemperatur des angenommenen gabbroiden Magmas ( $\Theta_{1200}$ ) beträchtlich höher sein muß als an der Erdoberfläche ( $\Theta_0$ ). Um wieder sicher über den Schmelzpunkt, aber nicht allzuviel über ihn zu sein, werden wir (vgl. Tabelle V, S. 270) gut tun,  $T_{1200} = 4000$  bis 5000 abs. anzunehmen. Das ist noch das sicherste von den nötigen Daten; bei so ungeheuren Drucken — in 1200 km Tiefe ist der Druck ungefähr 444000 Atmosphären (TAMS, I, S. 32) — sind die betreffenden Eigenschaften nicht gemessen worden. Jedenfalls nimmt der thermische Ausdehnungskoeffizient  $\alpha$  mit wachsendem Druck ab, am Anfang ziemlich schnell: für verschiedene Flüssigkeiten hat schon bei wenigen Tausenden von Atmosphären  $\alpha$  nur die Hälfte bis ein Drittel seines Oberflächenwertes; bei noch höheren Drucken wird  $\alpha$  sich wohl noch weiter verkleinern, aber jedenfalls langsamer. Eine gleichzeitige Temperaturänderung scheint bei wirklich hohen Drucken wenig auszumachen. Danach kann man vermuten, daß  $[\alpha T]_{1200} < [\alpha T]_0$  sein wird, wenn auch vielleicht nicht sehr viel kleiner. Die spezifische Wärme  $c_p$  nimmt,

soviel beobachtbar, mit zunehmender Temperatur ebenfalls zu, wohl auch nicht auf ein hohes Vielfaches. Daher spricht die Wahrscheinlichkeit dafür, daß der Gradient der Adiabate im „Mantel“-Bereich mit zunehmender Tiefe kleiner wird, aber sehr viel sollte diese Verminde rung nicht betragen; es ist ganz gut möglich, daß er bei 1200 km Tiefe immer noch von der Größenordnung  $10^{-6}$  wäre. Damit gerät aber gerade das thermodynamisch wichtigste, das Verhältnis von Adiabate und Schmelzkurve völlig in das Zwielicht der Ungewißheit. Nach Tabelle V (S. 270) war für die Schmelzkurve an der Oberfläche

$$\left| \frac{d\Theta}{dz} \right|_0 = 4 \cdot 10^{-5} \text{ [Grad cm}^{-1}\text{]},$$

aber dieser Gradient vermindert sich gegen die Tiefe zu schnell, für 1200 km Tiefe mag sein Absolutwert zwischen  $2 \cdot 10^{-6}$  und  $6 \cdot 10^{-7}$  [Grad cm<sup>-1</sup>] liegen. Der Gradient der Adiabaten war an der Oberfläche

$$\left| \frac{dT}{dz} \right|_0 = 7 \cdot 10^{-6} \text{ [Grad cm}^{-1}\text{]},$$

wenn er, wie oben ausgeführt, in 1200 km Tiefe noch um  $10^{-6}$  liegen kann, so fällt er gerade in den Unsicherheitsspielraum hinein, welchen wir bei der Schmelzkurve lassen mußten: nach diesem ist nicht zu entscheiden, wie die beiden Kurven gegeneinander laufen. Setzen wir nochmals nebeneinander:

$$\frac{d\Theta}{dz} = g \cdot \Theta \cdot \frac{1}{Q} \cdot \frac{\Delta V}{V} \quad \text{und} \quad \frac{dT}{dz} = g \cdot T \cdot \frac{\alpha}{c_p}.$$

Die Schmelzwärme  $Q$  (vgl. dazu S. 266) wird angegeben: an der Oberfläche zu 100 [cal g<sup>-1</sup>], in der Tiefe zu 150 oder 200; für die spezifische Wärme des gabbroiden Magmas wird an der Oberfläche angegeben:

$$c_p = 0.35 \text{ [cal g}^{-1}\text{].}$$

Auch diese Größe nimmt gegen die Tiefe hin zu. Wenn dabei, wie leicht möglich, der Quotient beider unverändert bliebe:  $Q/c_p = 300$ , so läuft die Frage nach dem Verhältnis beider Kurven hinaus auf die nach dem Verhältnis von Ausdehnung beim Schmelzen,  $\Delta V/V$ , und thermischem Ausdehnungskoeffizient  $\alpha$ , etwa:

$$\frac{d\Theta}{dz} : \frac{dT}{dz} = \frac{\Delta V}{V} : 300 \alpha.$$

Wir hatten nun (vgl. S. 272) an der Oberfläche

$$\left| \frac{\Delta V}{V} \right|_0 = 0.035 = 700 \alpha_0;$$

aber  $\Delta V/V$  muß mit zunehmendem Druck schnell abnehmen, schneller

als  $\alpha$ ; für 1200 km Tiefe schätzt es KIRSCH auf einige Zehntelprozent. Setzen wir:

$$\left| \frac{\Delta V}{V} \right|_{1200} = 0.003 = \frac{1}{10} \left| \frac{\Delta V}{V} \right|_0,$$

so spitzt sich die Frage dahin zu, ob

$$\alpha_{1200} \leq 10^{-5} = \frac{1}{5} \cdot \alpha_0$$

sein sollte. Auch in dieser Form scheinen beide Möglichkeiten offen. Jedenfalls aber, auch wenn stets

$$\frac{d\Theta}{dz} > \frac{dT}{dz}$$

bleiben sollte, der Unterschied beider ist nicht groß, und wird gegen die Tiefe zu fast verschwindend klein. War an der Oberfläche

$$\left| \frac{d\Theta}{dz} - \frac{dT}{dz} \right|_0 = 3.3 \cdot 10^{-5},$$

so ist

$$\left| \frac{d\Theta}{dz} - \frac{dT}{dz} \right|_{1200} \lesssim 10^{-6},$$

d. h. in den tieferen Schichten des Erdmantels betrüge die Abweichung beider Kurvenzüge voneinander höchstens ein Zehntel, eher nur einige hundertstel Grad auf einen Kilometer Tiefenzunahme. Das ist doch kaum der Rede wert und kann durch einen kleinen anderweitigen Nebeneinfluß überdeckt werden.

Unter diesen Umständen müssen wir beide Möglichkeiten des Verhältnisses zwischen Schmelzkurve und Adiabate ins Auge fassen, und beide in ihren Folgen diskutieren. Außerdem ist nicht zu übersehen, daß in der wirklichen Konvektionsströmung das Temperaturgefälle etwas schärfer sein muß, als in der theoretischen Adiabate; ob wenig oder viel, wird dann gesondert zu besprechen sein. Wir haben also zwei Hauptfälle zu unterscheiden:

I. Der Gradient der Schmelzpunktkurve sei kleiner als jener der Adiabate. (Dann ist — wie oben erwähnt — er sicher noch kleiner als jener, der die wirkliche Konvektionsströmung kennzeichnet, darüber braucht in diesem Falle wenig gesprochen zu werden.) Also

$$\frac{d\Theta}{dz} < \frac{dT}{dz}.$$

Unter dieser Voraussetzung läßt sich — wie Fig. 2 zeigt — ohne weiteres ein stationärer Zustand vorstellen. Der Ausgangspunkt der Schaukurve der Temperatur, die Temperatur an der Erdoberfläche  $T_0$  ist — wie oben (S. 251) ausgeführt — in der Hauptsache durch die Sonnenstrahlung

bestimmt, die Wärmeerzeugung im Erdinnern, wie man sie sich immer vorstellen mag, kann dies nur unbedeutend beeinflussen, das kann (bei der sonstigen Unsicherheit) unbedenklich vernachlässigt werden. Für unsere Zwecke genügt es, einen Mittelwert anzunehmen, etwa  $T_0 = 14^\circ\text{C}$ . In der äußeren festen Kruste kann Wärme nur durch Leitung transportiert werden, in diesem Raum steigt also die Temperatur mit der Tiefe schnell an. Heute wird als Gradient etwa  $2 \cdot 10^{-4}$  [Grad cm<sup>-1</sup>] beobachtet. Unter der Annahme, daß dieser Gradient unverändert auch für die tieferen Schichten gelte, wäre bei rund 74 km Tiefe der Schmelzpunkt ( $1200^\circ\text{C}$ ) erreicht, und damit die untere Grenze der festen Erdkruste.

Durch verschiedene Annahmen, wie sich die Wärmeerzeugung auf die einzelnen Tiefenzonen des Erdballes verteilen sollte, läßt sich diese Ziffer vergrößern, ziemlich beliebig und unbegrenzt (vgl. S. 247 und Tab. IV). Nach den Annahmen von JOLY und anderen über die Wärmeerzeugung im Innern

der Erde müßte für einen stationären Gleichgewichtszustand der Gradient an der Erdoberfläche mindestens der 10fache des heutigen sein, und mit diesem wäre der Schmelzpunkt, die untere Grenze der festen Kruste in rund 6 km Tiefe erreicht; diese Ziffer wäre aber durch sonstige Annahmen über Ra-Verteilung usw. — sofern diese nur innerhalb der Grenzen des Denkbaren bleiben — nicht wesentlich zu beeinflussen. Ob nun so oder so; ist in einer bestimmten Tiefe einmal der Schmelzpunkt erreicht, so kann unter den Annahmen unseres Falles tiefer nur mehr Schmelze bestandfähig sein; denn nach diesen Voraussetzungen zielt die Adiabate — und noch mehr der P-T-Weg der wirklichen Konvektion — gegen die Tiefe zu von der Schmelzkurve weg und kann mit dieser dann nicht ein zweites Mal zum Schnitte kommen.

Thermisch ist dieser Zustand sehr gut stabilisiert. Die flüssige Phase des Substratums liegt, je tiefer im Erdinnern, desto mehr über dem Schmelzpunkt, ist also als homogen anzusehen und auch nicht sehr zäh; in einer solchen stellt sich die Konvektionsströmung erfah-

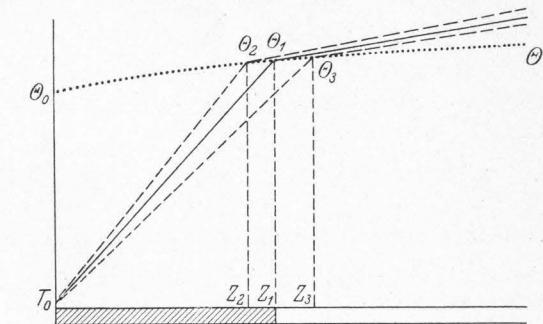


Fig. 2.

rungsgemäß immer schnell und genau auf den Transport der jeweils anfallenden Wärmezufuhr ein. Denken wir nun die Wärmeerzeugung im Erdinnern um eine Kleinigkeit vergrößert, so bringt eine entsprechende kleine Beschleunigung des Kreislaufs dieselbe vergrößerte Wärmemenge alsbald an die untere Grenze der festen Kruste. Hier kann vorerst dieser Zuschuß an Wärme nicht weiterbefördert werden, der bestehende, der Krustendicke entsprechende Temperaturgradient ist dazu nicht groß genug. Der dadurch zurückgehaltene Wärmezuschuß dient daher dazu, eine dünne Schicht an der Unterseite der festen Kruste abzuschmelzen. Dadurch wird der in der Kruste zurückzulegende Weg kürzer — bei etwa gleichbleibender Temperaturdifferenz zwischen  $T_0$  und  $\Theta$  —, also der Gradient steiler, bis es langt, auch diesen kleinen Zuschuß an der Wärmeproduktion an die Oberfläche zu schaffen: und damit wäre der stationäre Gleichgewichtszustand wieder hergestellt. Ähnlich sind die Überlegungen für den Fall einer kleinen Verminderung der Wärmeerzeugung im Erdinnern. In diesem Modell ist eine Ursache für eine „zyklische Entwicklung“ im Sinne JOLYS also nicht zu finden.

Daß die feste Phase als spezifisch schwerer ober der leichteren Schmelze mechanisch instabil liegt, ist viel beredet worden, sowohl bei dem sozusagen planetarischen Problem, daß eine feste Kruste über einem schmelzflüssigen Erdinnern, wenn sie sich auch ursprünglich so gebildet hätte, nicht hätte bestehen bleiben können, aber auch in dem kleineren Maßstab, daß ein plutonischer Schmelzkörper durch „Überschreiten“<sup>1)</sup> sich Raum schaffe. Gegen diese theoretischen Vorstellungen ist wenig zu sagen. In der Natur müssen aber mannigfache Gegenwirkungen es allermeistens verhindern, daß aus dieser Instabilität die Folgerung gezogen wird. Was sagt unmittelbare Beobachtung? 1910 habe ich am Ätna gesehen, daß auch auf recht dünnflüssigem Lavastrom nahe der Bocca die Scherben der „gefrierenden“ Oberfläche wie Eisstückchen klimmend driften, aber nicht in die Lava einsinken; ganz zu schweigen von dem unteren Ende des Lavastromes, der wie ein Gletscher durch Moräne den zähflüssigen Kern ganz mit Basaltblöcken bedeckt trägt. Ähnliches ist anderweit oft beschrieben worden. Hier liegt es vielleicht

<sup>1)</sup> „Overhead stoping“ DALYS, Aufstemmung, oder wie man sonst diese Platztauschhypothese nennen mag, danach die aufsteigende Schmelze aus ihrem Dach Blöcke und Schollen mechanisch losstemmt, worauf diese als spezifisch schwerer „wie ein ständiger Regen“ ins Magma absinken und in diesem aufgeschmolzen werden.

an den Gasblasen in diesen zuerst erstarrten Stücken, daß sie nicht einsinken. Dasselbe gilt vielleicht auch von den „Inseln“, die im Feuersee Halemaumau (Hawai) fröhlich flottieren. Aber für Granit (Dichte 2.65) in Hüllschiefern (2.75 bis 2.8) kann es nicht gelten, und doch ist bei solchen Massiven das „Überschreiten“, wenn überhaupt, so doch gewiß nicht oft nachzuweisen, obwohl die Nebengesteinsschollen gut zu beobachten wären. Aber wo solche Schollen beobachtet werden, liegen sie meist, wie durch die vorbeistreichende Strömung abgerissen, nicht wie abgesunken, die Hauptmasse der Granite, außer dem Rand, ist meist von solchen Einschlüssen völlig frei (auch Resorption solcher müßte man ja erkennen). Gewiß, es gibt Granite, die mit Schieferbrocken völlig gespickt erscheinen (Typ Winnebach-Ötztaler), aber das sieht dann nicht aus wie gravitativ eingesunkenes Dach, eher wie Auflösung eines Schiefergefüges in Granit, „metasomatische Granitisierungen“. Kurz: die Hypothese des „Überschreitens“ klingt ganz plausibel, aber dieses wird geologisch kaum beobachtet, als Normalfall einer Theorie ist das zweifellos nicht zu brauchen.

Schließlich, im größten Maßstab, bei Krustenbruchstücken von annähernd Erdteilgröße, da könnten Festigkeits-, Zähigkeits- und andere ähnliche mehr lokale Einwirkungen nichts mehr ausmachen gegenüber den Massen und ihrer gegenseitigen Auswägung. Aber für das Absinken solcher Riesenschollen — mechanisch auch nicht ganz leicht vorzustellen — haben wir keine Belege. Das Festland, außer dem wir keine geologische Erfahrung haben, besteht aus Schollen, welche spezifisch verschieden, daher in allen Zuständen leichter sind als ihr Substratum. Es mag vielleicht kalter, kompakter Granit, Gneis usw. schwerer sein als heiße gasdurchtränkte basaltische Schmelze, und so kann diese durch Spalten aufquellen, lokal überfließen (z. B. Grünsteine des Keweenawan, Dekkantrapp, Panzerdecke von Island usw.), offenbar aufgepreßt von der Last der sinkenden Kontinentaltafel. Aber ganz kann diese nicht im Substratum versinken. Vorgänge dieser Art könnten bei der Gestaltung des pazifischen Raumes mitgewirkt haben, der anscheinend der Sialhaut, die normal den basischen Untergrund deckt, als Ergebnis der gewöhnlichen chemischen Entwicklung des Erdmagmas, irgendwie einmal beraubt worden ist. Aber das liegt vorläufig ganz außerhalb des Bereiches möglicher geologischer Untersuchung.

Auch wenn man das „Überschreiten“ als Grundlage für die planetarische Entwicklung trotzdem gelten lassen wollte, so könnte das nicht zu einer „zyklischen Entwicklung“ führen, nicht so-

zusagen auf mechanischem Wege erreichen, was JOLY mit seinen thermodynamisch begründeten „Zyklen“ wollte. Wann ein Stück vom Dach sich ablöst, hängt von Nebenumständen ab, von Festigkeit und Zusammenhang, von tektonischen Anstößen und Strömungen im unterliegenden Magma usw., das könnte nur ganz ungeordnet vor sich gehen. Die Konvektionsströmungen sind immer etwas tumultuarisch; das wäre eben hier durch die Teilnahme von großen festen Brocken vergröbert, so weit die abgelösten Schollen in der überhitzten Schmelze nicht schon aufgelöst wären. Ein Grund für einen regelmäßigen Wechsel, daß durch eine Reihe von Jahrmillionen mehr erstarrt, durch andere Jahrmillionen mehr aufgeschmolzen würde — womit bekanntlich JOLY die ziemlich regelmäßige Folge der Orogenesen in der Erdgeschichte erklärt —, wäre dabei keineswegs gegeben.

Es ist hier noch anzumerken, daß die idyllischen Vorstellungen mancher Petrographen von der „gravitativen Differentiation“ — an sich schon schwer zu realisieren — im Falle der hier eben diskutierten Bedingungen beträchtlich geändert werden müßten. Ein einzelnes Kriställchen wird kaum je selbständig ruhig absinken können; das bißchen Übergewicht, das es gegen die Schmelze haben mag, kann sich schon gegen die Zähigkeit derselben schwerlich durchsetzen<sup>1)</sup>. Gegen die turbulenten Konvektionsströmungen spielt es gar keine Rolle. Treiben diese gerade gegen oben, so können solche schwereren Erstausscheidungen gleich anfangs ausgeworfen werden; ein Beispiel dafür bieten die Augite, welche um die Monti Rossi am Ätna ausgestreut liegen. Kommt aber ein solches schwereres Kriställchen, das in der erkaltenden Oberflächenschicht sich als Erstausscheidung gebildet hatte, Augit, Olivin, Magnetit usw., zufällig in einen absteigenden Stromast, so ist es wohl „richtig“, nämlich im Sinne der „gravitativen Differentiation“ instruiert, aber es kommt dabei in unserem Falle bald in beträchtlich wärmere Gegenden, und würde wieder aufgeschmolzen werden (wirklich den „Boden“ erreichen können diese basischen Ausscheidungen also nur in dem Fall II unserer Diskussion, daß das Temperaturgefälle der Adiabate und das der wirklichen Konvektion kleiner ist als das der Schmelz-

<sup>1)</sup> Bei diesem Vorgang würden übrigens die Kristalle nicht bloß nach dem spezifischen Gewicht ausgelesen werden, sondern ebensowohl auch nach ihrer Größe. Wie lange ein kleinerer Olivinkristall etwa brauchen würde, auch nur ein paar Kilometer durch die „Basaltschicht“ abzusinken, ist gar nicht abzusehen, auch bei vollkommener Ruhe. Unmittelbare Beobachtungen für diesen Vorgang sind kaum beigebracht worden.

punktkurve). Anders steht es mit einer spezifisch leichteren Erstausscheidung (auch saurere Kristalle können zuerst ausgeschieden werden, je nach dem Verhältnis der Konzentration zum Eutektikum, z. B. aus gabbroidem Magma Feldspat. Wie sich die eutektischen Punkte unter dem Einfluß der enormen Drucke der großen Tiefe einstellen, wissen wir allerdings nicht, aber das schadet hier nichts; denn da handelt es sich um die oberen Schichten, nur diese erkalten, und in diesen können wir die physikalisch-chemischen Gleichgewichte wohl aktualistisch beurteilen.) Kommt solch leichteres Kriställchen in einen absteigenden Stromast, wird es ebenso wie das schwerere mitgerissen und wieder aufgeschmolzen. Wird es aber nach oben getragen, so ist es möglich, daß es in Winkeln zwischen den Blöcken der festen Kruste, in gegenläufigen Wirbeln usw. hängenbleibt und nicht wieder in den Kreislauf gegen unten gerissen wird. Derart wird sich langsam gegen die obere Grenze der Magmazone leichteres (saureres) Differentiat anreichern, damit wird aber diese obere Zone auch als Ganzes leichter und separiert sich immer mehr aus dem Kreislauf. Wenn das sich als scharfe Grenze durchgesetzt hat, bleibt sie überhaupt immer oben und erstarrt so: auch mechanisch als schwimmende Kruste stabil.

II. Die andere mögliche Annahme — und zwar jene, welche JOLY und seine Anhänger ohne weiteres als gegeben annehmen — wäre, daß der Temperaturgradient der Schmelzpunktkurve größer ist als jener der Adiabate. (Wir nehmen vorläufig an, daß der Gradient der Schmelzpunktkurve auch größer sei als jener der Temperaturverteilung in der Vertikalen im wirklichen Konvektionsstrom; nur ist nicht zu vergessen, daß dies eine neue Bedingung ist, das ist nicht selbstverständlich, anders als im Fall I, in dem die wirkliche Konvektion zur Schmelzpunktkurve natürlich das gleiche Verhältnis haben muß, wie die Adiabate.) Auch unter dieser Annahme ist ein stationärer Zustand denkbar, wie ihn Fig. 3 zeigt. Diesmal liegt die feste Phase

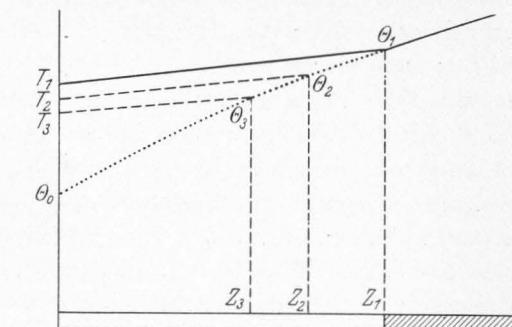


Fig. 3

unten, die Schmelze oben, ein Verhalten, das sowohl thermisch als mechanisch stabil wäre. Aber die Möglichkeit dieses Bildes hängt an zwei Bedingungen: erstens darf im festen Erdkern — zu dem in dieser Beziehung auch die bereits erstarrten tieferen Schichten der betrachteten Schmelze zu rechnen sind — keinerlei nennenswerte Wärmemenge erzeugt werden; bei einem Gradienten, der kleiner ist oder höchstens gleich jenem der Schmelzpunktkurve — nach S. 273 ist  $d\Theta/dz$  von der Größenordnung, oben  $10^{-5}$ , tiefer aber gar nur  $10^{-6}$  — könnte sie nicht abgeleitet werden. Zweitens aber müßte die Wärmemenge, welche einzig aus dem Gehalt der Schmelze an Ra, Th usw. — wohlverstanden: einzig des noch gerade flüssigen Teiles dieser Zone — hinreichen, den Wärmeverlust einer schmelzflüssigen Oberfläche zu decken. Das erste ist wider die gebräuchlichen Annahmen, das zweite ist auch bei starker Überreibung dieser nicht möglich.

Wohl aber kann man sich leicht vorstellen, wie eine homogene äußere Magmaschale der Erde erstarrt wäre, wenn sie von dem angegebenen Verhältnisse zwischen Adiabate und Schmelzkurve beherrscht würde, **und** wenn Wärmeerzeugung im Erdinnern merklich nicht in Frage kommt, weder im inneren Kern noch in der fraglichen Magmaschicht (vgl. Fig. 3). Der Ausgangszustand wäre eine schmelzflüssige Schicht, deren freie Oberfläche ( $z = 0$ ) die Temperatur  $T_1$  hat. Die von da absteigende Adiabate trifft die Schmelzpunktkurve in der Tiefe  $z_1$  bei der Temperatur  $\Theta_1$ ; tiefer kann nur mehr feste Phase liegen. Wird nun durch Strahlung, äußere Leitung usw. die Temperatur der freien Oberfläche auf  $T_2 < T_1$  herabgesetzt, so kommt die von da absteigende Adiabate schon in  $z_2 < z_1$  auf die Schmelzpunktkurve ( $\Theta_2$ ), und liegt von da ab unter dieser. Es muß also vom absteigenden Konvektionsstrom ein Teil erstarrten, entweder auf dem Wege von  $z_2$  bis  $z_1$ , oder, wenn da Unterkühlung herrschen sollte, unten bei  $z_1$ , beim Umbeugen der Strömung am Bodenkörper; und zwar wird ebensoviel erstarrten, daß die dabei freiwerdende Schmelzwärme genügt, um die ganze bewegte Masse von  $\Theta_2$  wieder auf  $\Theta_1$  zu erwärmen (ungefähr!). Das muß so lange weitergehen, bis der Raum zwischen  $z_1$  und  $z_2$  von der ausgeschiedenen festen Phase aufgefüllt ist. Aber inzwischen wird die Oberfläche der Schmelze auf  $T_3$  abgekühlt worden sein, und dasselbe Spiel geht nun zwischen  $z_2$  und  $z_3$  weiter usw. Unter diesen Umständen würde die fragliche oberste Magmaschicht von unten auf ruhig und allmählich erstarrten — wohlverstanden unter der Bedingung, daß eine Wärmezufuhr von innen (unten) nicht statthat! Genau besehen, stimmt

das selbst für den geschilderten Fall, selbst für den Fall, daß Ra und ähnliche störende Stoffe nicht anwesend wären, nicht genau. Auch da müßte sich entsprechend dem Temperaturgefälle auf der Schmelzpunktkurve von  $\Theta_1$  zu  $\Theta_2$ , zu  $\Theta_3$  usw. in dem eben abgelagerten Bodenkörper ein gewisser Wärmefluß durch Leitung entwickeln. Aber dieser ist entsprechend der Geringfügigkeit des Gradienten auf der Schmelzpunktkurve unbedeutend, und das würde gar nichts Besonderes bedeuten gegenüber dem Fall stärkerer Wärmezufuhr von innen (unten), den wir nunmehr behandeln wollen.

Diese Annahme, daß im Innern der Erde beträchtliche Wärmemengen entwickelt werden (mehr als heute abgeleitet werden), wird von JOLY zur Grundlage seiner Theorie genommen, und viele andere Geophysiker stimmen dem zu. JOLY geht nun von einem durch und durch fest erstarrten Erdball aus (als gegeben durch seismische Beobachtung!), und will ableiten, wie dieser durch den Überschuß der Wärmeerzeugung im Innern, über die Ableitung nach außen, allmählich aufgeschmolzen wird. Wir wollen vom entgegengesetzten Ende ausgehen, daß die äußere Schicht der Erde von einer Zone basischen Magmas gebildet werde, welche vollständig aufgeschmolzen wäre. (Von den darauf flottierenden Sialschollen sehen wir vorläufig ab, d. h. wir betrachten etwa den Zustand im pazifischen Raum, wo die Sialdecke vollkommen fehlt.) Dieser Zustand ist ja auch im Gedankengang JOLYS inbegriffen, als der Höhepunkt seines thermischen Zyklus, in jenem kritischen Punkt, da die Entwicklung vom Aufschmelzen zum Wiedererstarren umschlägen soll. Außerdem, in den Gedankengängen der meisten der langläufigen Kosmogonien kommt dieser Zustand der feurigflüssigen Erde als früher als die Krustenbildung vor. Diese unsere Annahme ist also allgemeiner, sie paßt in alle die sonst so verschiedenen Gedankengänge hinein.

Wir nehmen also, genauer ausgedrückt, als **Anfangslage** an, daß eine homogene Schmelze gabbroider Zusammensetzung im konvektiven Gleichgewicht die äußere Schale der Erde bilde, von der Oberfläche bis zur Tiefe  $z_1$ ; unter  $z_1$  läge ein wesentlich verschiedener Kern, fest oder von so viel größerer Dichte, daß sein Material in den Kreislauf der äußeren Schale nicht mehr hineingezogen werden kann. Die einzige Beziehung zwischen beiden wäre, daß aus dem Kern eine gewisse Wärmemenge in die Schale übertritt. Das werde dadurch gekennzeichnet, daß dem bei Wärmeleitung in festem Material unter der Kerngrenze ein Temperaturgradient  $\gamma_1$ , über der Kerngrenze ein

Gradient  $\gamma_2$  entspräche, wobei angenommen werde (für die Zeichnung in Fig. 4, sonst ist das nicht besonders wichtig), daß das Material im Kern besser leite als in der äußeren Schale, daß also sei  $\gamma_1 < \gamma_2$ . Anfänglich befindet sich die Schmelze gerade über der Kerngrenze, in der Tiefe  $z_1$ , genau auf dem Schmelzpunkt  $\Theta_1$ ; dem entspräche im konvektiven Gleichgewicht (wie oben) an der Erdoberfläche ( $z = 0$ ) eine Temperatur derselben  $T_1$ , und zwar liegt diese, wegen des angenommenen Verhältnisses zwischen Schmelzpunktkurve und Adiabate beträchtlich über dem dortigen Schmelzpunkt:  $T_1 > \Theta_0$ . Nun werde die Temperatur an der

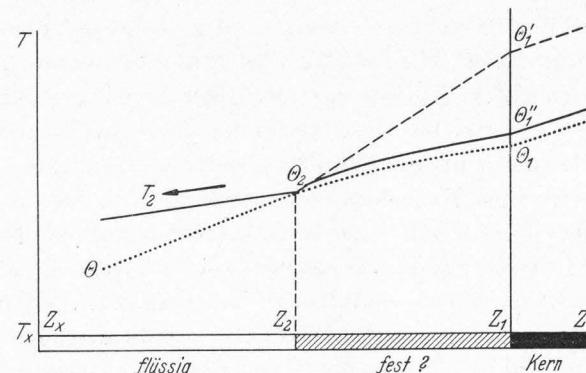


Fig. 4.

Oberfläche durch Strahlungsverlust usw. herabgesetzt auf  $T_2 < T_1$ , bleibe aber immer noch über dem Schmelzpunkt:  $T_2 > \Theta_0$ . Nunmehr trifft die von der Oberfläche absteigende Adiabate die Schmelzpunktcurven in der Tiefe  $z_2$  ( $\Theta_2$ ). Wir nehmen an, daß die Oberflächentemperatur solange auf  $T_2$  festgehalten werde, daß der Zwischenraum  $z_1 - z_2$  inzwischen von erstarrtem Material (Gabbro) ausgefüllt werden kann. In diesem Zwischenraum war die Temperatur ursprünglich überall die Schmelztemperatur, daher ist der Temperaturabfall — besonders in größerer Tiefe (s. S. 273) — zwischen den Nachbarpunkten und schließlich zwischen  $\Theta_1$  und  $\Theta_2$  sehr gering, er langt nicht, die ganze aus dem Kern ständig übertretende Wärmemenge durch Leitung im Festen weiterzutransportieren, dazu wäre ein stärkerer Gradient  $\gamma_2$  nötig, also:

$$\gamma_2 > \frac{\Theta_1 - \Theta_2}{z_1 - z_2}.$$

Es wird also durch die frisch erstarrte Gabbroschicht zwischen  $z_1$  und  $z_2$

ein Teil der vom Kern zugeführten Wärme gestaut, und diese Wärmemenge muß nun — von der Grenzfläche ausgehend — die Temperatur erhöhen sowohl im Kern als auch in der eben abgelagerten Erstarrungsschicht zwischen  $z_1$  und  $z_2$ ; und dabei könnte ein stationärer Zustand erst wieder erreicht werden, wenn die gesamte vom Kern her anfallende Wärme auch durch diese Schicht weitertransportiert würde, wenn die Temperatur an der ursprünglichen Grenzfläche, bei  $z_1$ , auf  $\Theta_1' > \Theta_1$  gestiegen wäre, so daß

$$\gamma_2 = \frac{\Theta_1' - \Theta_2}{z_1 - z_2}$$

Bedingung wäre. Diese Temperaturerhöhung ist aber nicht realisierbar: damit käme ja die da unten eben durch Erstarrung abgelagerte Schicht  $z_1 - z_2$  wieder über die Schmelztemperatur, müßte also wieder aufgeschmolzen werden. Dann aber läge zwischen  $z_1$  und  $z_2$  wieder flüssige Phase, in welcher die Konvektion den Wärmetransport besorgen würde, und mit viel geringerem Wärmegefäß als  $\gamma_2$  besorgen könnte. Da wäre eine Temperaturerhöhung in  $z_1$  auf  $\Theta_1'$  gar nicht nötig, sie würde schnell gestoppt werden, etwa bei  $\Theta_1''$ , so, daß die Temperatur im fraglichen Zwischenraum um ein Weniges ( $\Delta \Theta$ ) über dem Schmelzpunkt läge, so viel darüber, daß die Zähigkeit nicht mehr allzu groß ist, und die Konvektionsströmungen zureichend wirken können. Aber auch dazu müßte der in  $z_1$  bis  $z_2$  soeben erst abgelagerte Gabbro wieder aufgeschmolzen worden sein: in Wirklichkeit hat er hier nie erstarrt, der Wärmezufluß aus dem Kern verhinderte das.

Dasselbe thermische Bild beherrscht den weiteren Vorgang: nach und nach muß sich, von unten ausgehend, in der ganzen Flüssigkeitssäule die Temperatur ein weniges ( $\Delta \Theta$ ) über dem Schmelzpunkt einstellen. Tritt dann irgendwo im Kreislauf lokale Erstarrung ein, so bedeutet das dort, wegen Einschaltung von Wärmeleitung im Festen, statt der leistungsfähigeren Konvektion im Flüssigen, eine Stauung des von innen kommenden Wärmeflusses. Das verursacht unten an dem Hindernis Temperaturerhöhung, wodurch das Hindernis von unten her wieder weggeschmolzen wird. Steigt irgendwo die Temperatur zu hoch über die Schmelztemperatur, so führt die damit sich einstellende größere Leichtflüssigkeit dort zu Beschleunigung in der Konvektionsströmung, zu schnellerer Abfuhr von Wärme, zu Abkühlung dortselbst und damit zu Wiederannäherung an den Schmelzpunkt, worauf die eintretende größere Zähigkeit die Zirkulation wieder abbremst (solches Ineinandergreifen der Reaktionen kennzeichnet stabile Verhältnisse). Hat die Oberfläche

den Schmelzpunkt erreicht:  $T = \theta_0$ , oder gar unterschritten, so bildet sich an der Oberfläche eine feste Kruste, die nach unten wächst, bis an der Oberfläche die der gesamten Wärmeproduktion entsprechende effektive Temperatur  $T_0$  erreicht ist, und damit der einzige mögliche stationäre Zustand. Da bestimmt die Dicke der festen Kruste wieder einziger der Gradient, welcher zur Ableitung der aus dem Erdkern zufließenden Wärme nötig ist:  $\gamma_3 \leq \gamma_2$ , je nachdem Wärme nur aus dem Erdinnern zufließt, oder auch in der Schmelze selbst durch Zerfall von Ra usw. erzeugt wird. Nur in dieser Position ist feste Phase möglich, ohne daß durch sie der Wärmeabfluß aus dem Erdinnern gestaut

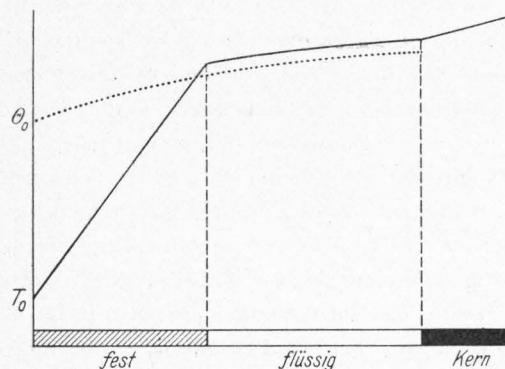


Fig. 5.

würde (vgl. die Schallinien in Fig. 5). Was die mechanische Instabilität einer über Schmelze liegenden festen Kruste betrifft, so gilt hier dasselbe, was im Fall I (S. 276) gesagt worden ist.

Diese Überlegungen würden gelten für jeden beliebigen Verlauf von Adiabate und Schmelzkurve, wenn nur der

Gradient der Adiabate (und jener der wirklichen Konvektion) kleiner als jener der Schmelzkurve ist. Die wirklichen Verhältnisse der betrachteten basischen Schmelze sind im besonderen dadurch gekennzeichnet, daß die Adiabate, wenn sie überhaupt unter der Schmelzkurve liegt, von dieser nur ganz wenig abweichen kann, der Unterschied in den Gradienten beider war (S. 274) an der Oberfläche

$$\frac{d\theta}{dz} - \frac{dT}{dz} = 3.3 \cdot 10^{-5},$$

in größerer Tiefe kann er nur von der Größenordnung  $10^{-6}$  sein. Wieviel das Temperaturgefälle in der wirklichen Konvektionsströmung schärfer ist als das der theoretischen Adiabate, hängt an unsicheren Annahmen über Zähigkeit usw., aber sicher ist, daß es schärfer sein muß. Wahrscheinlich kann der Unterschied auch nicht ganz gering sein; die Silikatschmelzen sind in Nähe des Schmelzpunktes recht zäh. Eigentlich ist die Wahrscheinlichkeit größer, daß — trotzdem die theoretische Adia-

bate an der Oberfläche sicher, und wohl auch bis zu gewisser Tiefe unter der Schmelzkurve liegt — der Temperaturgradient der wirklichen Konvektionsströmung größer als jener der Schmelzkurve wird, also eigentlich der früher besprochene Fall I vorliegt, als daß er unter dem der Schmelzkurve bliebe. Jedenfalls, wenn dies doch angenommen werden könnte, kann der Unterschied zwischen beiden nur geringfügig sein, bestenfalls einige Hundertstelgrad je Kilometer. Daher wird jede Unregelmäßigkeit (Schlierigkeit) in chemischem Bestand, Durchgasung, Temperaturverteilung usw., wie sie in Schmelzen immer wieder vorkommen können, und nach Ausweis geologischer Beobachtung in Massengesteinen auch tatsächlich vorkommen, mehr Einfluß auf den Ablauf des Strömungsvorganges haben, als die theoretische Differenz zwischen Adiabate und Schmelzkurve. Die der Konvektion entsprechende Temperaturschichtung fällt dann also von selber praktisch fast vollständig mit jener zusammen, welche der Schmelzkurve entsprechen würde. Jener Mechanismus, welcher in diesem Falle — wie eben besprochen — danach strebt, die letztere Schichtung zu erzielen, kann hier kaum Widerstand finden; er wird hauptsächlich nur dazu in Tätigkeit treten müssen, diese von vornherein ungefähr gegebene Temperaturverteilung gegen jene Störungen aufrechtzuerhalten, welche von der vorerwähnten Schlierigkeit in der Schmelze verursacht werden; und er ist auch — wie ausgeführt — dazu wohl imstande, diese Störungen immer wieder in den stationären Gleichgewichtszustand abzubiegen: auch die Konfiguration unseres Falles II (Fig. 5) ist demnach thermisch stabil.

Fassen wir zusammen: Wenn im Erdinnern eine auch nur irgend nennenswerte Erzeugung von Wärme (durch radioaktiven Zerfall usw.) statthalt, haben die möglichen Unterschiede in den Annahmen über die thermischen Eigenschaften einer gabbroiden Schmelze keinen besonderen Einfluß auf den Ablauf der Vorgänge — NB. wenn diese Annahmen nur einigermaßen im Bereiche des Denkbaren bleiben. Wenn diese Wärmeproduktion im Erdinnern nicht zureicht, die Ausstrahlung einer Oberfläche aus Schmelze von  $1200^\circ C$  zu decken — und das kommt wirklich nicht in Betracht (vgl. S. 280) —, muß die Schmelze in jedem Falle von der Oberfläche her beginnend ersticken. Wie weit diese Erstarrung in die Tiefe vordringen muß, hängt von den weiteren Umständen ab, aber daß Wärmeleitung im Festen die im Erdinnern erzeugte Wärme an die Oberfläche stationär abzuführen imstande wäre, ist mit den gebräuchlichen Annahmen auch nicht verträglich (vgl.

Tab. IV und S. 264). Der unterste Teil der gabbroiden Magmaschicht, welche, abgesehen von den darauf flottierenden sialischen Kontinentschollen die äußerste Schale der Erdkugel bilden soll, würde unter allen denkbaren Fällen von der aus dem Erdkern ihr zuströmenden Wärme flüssig erhalten. Daraus folgt, daß die Konfiguration der Erde, von welcher JOLY und Genossen ausgehen, gerade nach den Annahmen, welche diese Theorie voraussetzt, nicht möglich ist<sup>1)</sup>). Damit fällt der effektvolle Start des aufsteigenden Astes der JOLY'schen Theorie weg, in dem die ganz und gar erstarrte Magmazone durch die im Erdinnern (von Ra usw.) erzeugte Wärme wieder aufgeschmolzen wird.

Es ist nicht zu verwundern, daß eine Hypothese, welche von einander widersprechenden und physikalisch wohl überhaupt nicht realisierbaren Annahmen ausgeht, zu gelegentlich recht sonderbaren Folgerungen führt. Das gilt in erster Linie von dem Bilde, das für die JOLY'sche Hypothese in ihrer vollkommensten Ausgestaltung bezeichnend ist, von dem Bilde einer Magmazone mitten in der festen Kruste, welche das Dach auf- und einschmilzt, den Boden durch erstarrendes Magma aufhöht, derart durch die Kruste — als thermische Konfiguration, nicht dem Stoff nach — aufwärts wandert, und schließlich „ausstirbt“ (KIRSCH 2, S. 22). In letzterem Ausdruck ist eine richtige Erkenntnis eingekleidet, nämlich, daß die geschilderte Konfiguration überhaupt nicht existenzfähig ist — allerdings von Anfang an! Wenn die Anhänger der JOLY'schen Hypothese, anstatt viele Rechnungen mit den  $n$  unbekannten, daher willkürlichen Parametern, anzustellen, die einzelnen angenommenen Bilder thermodynamisch analysiert hätten, an Hand von passend gewählten Kreisprozessen, wären die Widersprüche in ihren Gedankengängen zeitiger erkannt worden. Wir können hier diesem rein negativen Vorhaben nur den Raum für einige Andeutungen widmen. Zum Bilde einer mitten in der festen Kruste isoliert aufwärts wandernden Magmazone ist der entscheidende Einwand folgender: „oben aufschmelzen“ bedeutet, daß die thermodynamische Maschine — als welche die zirkulierende Schmelze aufgefaßt werden kann — eine gewisse Wärme aufnimmt, natürlich während des Schmelzens bei der Temperatur der oberen Grenzfläche. Diese Wärme wird in der Konvektionsströmung als latent nach abwärts transportiert und unten abgegeben, wenn dort die Schmelze erstarrt, natürlich bei der Temperatur der unteren Grenzschicht, welche jedenfalls höher ist als

<sup>1)</sup> Daß dieser Zustand angeblich durch unmittelbare Beobachtung verbürgt wäre, steht auf einem anderen Blatte (vgl. S. 281).

die der oberen. Das heißt: es ist eine gewisse Wärmemenge von tieferem zu höherem Temperaturniveau übergeführt worden. Nach dem II. Hauptsatz läuft ein solcher Vorgang nicht spontan ab, er ist nur dann möglich, wenn er mit einem zweiten, entgegengesetzt laufenden Vorgang notwendig gekoppelt wäre, der so weit überwiegt, daß im ganzen doch eine Zunahme der Entropie herauskommt. Von solcher Ergänzung ist bei JOLY und Genossen nicht die Rede, es wäre auch nicht leicht eine solche zu finden. Überdies kann dieser Prozeß so, wie er gewöhnlich dargestellt wird, schon rein mechanisch unmöglich so laufen. Läßt man eine Masseneinheit oben schmelzen, so bringt das eine Volumvermehrung um  $\Delta V_0$ , das oben groß ist. Erstarrt gleichzeitig unten eine Masseneinheit, so bedeutet das eine Volumverringerung um  $\Delta V_u$ , das klein ist. Somit hat das Volumen der Säule im allgemeinen zugenommen um  $\Delta V_0 - \Delta V_u$ . Um diesen Betrag muß die auf der Säule liegende Last gehoben worden sein. Das heißt, es wäre eine gewisse Arbeit gegen äußere Kraft geleistet worden, wovon?... Von den Schmelzwärmen nicht; denn die ist an der Oberfläche kleiner als in der Tiefe. Da würde ja mehr Wärme unten abgegeben, als oben aufgenommen worden ist! Sucht man das dadurch in Ordnung zu bringen, daß es verschiedene Mengen wären, die oben und unten umgesetzt werden, so würde das Verhältnis der spezifischen Volumina erfordern, daß unten mehr erstarrt als oben aufgeschmolzen wird; das Verhältnis der Schmelzwärmen würde aber fordern, daß unten weniger erstarrt als oben aufgeschmolzen wird: beides läßt sich nicht in einem ins Lot bringen! Genaue Analyse würde vielleicht noch mehr Unstimmigkeiten enthüllen, wir wollen uns dabei aber nicht aufhalten; diese Unstimmigkeiten sind ja doch nur die Folge davon, daß der Anfangszustand, von welchem JOLY ausgeht, daß die Magmaschicht durch und durch erstarrt wäre, physikalisch unmöglich, mit den von ihm selbst zugrunde gelegten Annahmen in Widerspruch ist.

Wenn man sich nicht auf theoretische Gedankengänge der Thermodynamik beschränken, sondern Aufklärung über Verhältnisse erhalten will, wie sie im Erdinnern wirklich vorkommen könnten, ist manches zu ändern, vor allem die Fiktion der „kongruenten Schmelze“ muß man aufgeben. Das Magma hat nicht einen Schmelzpunkt, eine Schmelzwärme, noch sonst eine Charakteristik eines homogenen Zustandes; beim Übergang zwischen den Zuständen stellt es ein Gemenge vor, aus verschiedenen Kristallen, Restschmelzen und Gas, und außerdem ist die Entwicklung beim Erstarren anders als beim Wiederauf-

schmelzen, die fluiden Phasen wandern usw. Gerade das hier meist herangezogene gabbroide Magma<sup>1)</sup> ist proteusartig, offenbar nah an eutektischen oder sonstigen Verzweigungspunkten: die Ausscheidungsfolge schwankt ohne erkennbare Regel, manchmal beginnt sie wie bei den meisten Magmengesteinen, am basischen Ende (Erz, Apatit, Olivin, Pyroxen), manchmal beim sauren (Feldspat). Im letzteren Falle ist gar nicht ausgeschlossen, daß die Kristallisation mit Volumvermehrung im ganzen wenigstens eine Zeitlang Hand in Hand ginge; da würden viele der bei Geophysikern üblichen Argumentationen gegenstandslos. Beim Wiederaufschmelzen kämen die sehr verschiedenen Schmelzpunkte der einzelnen Kristalle zur Geltung, die keineswegs mit der Temperatur übereinstimmen, bei denen diese Kristalle sich aus der Schmelze ausgeschieden haben, wahrscheinlich liegen sie viel höher, weil nun die flüchtigen *agents mineralisateurs* weg sind. Selbst diese Mineralschmelzpunkte können für Folgerungen der Mechanik nicht als fix und genau betrachtet werden, die Silikate haben statt scharfem Schmelzpunkt ein Erweichungsintervall. Im ganzen muß für diesen Zweck doch wieder das Bild gelten, das wir oben (S. 283) für eine einfache Schmelze entwickelt haben. Wo Erstarren den Kreislauf unterbricht, statt Konvektion die weniger leistungsfähige Wärmeleitung im

<sup>1)</sup> Die Geophysiker sprechen meistens von „Basalt“ im Erdinnern. Basalt heißt das Ergußgestein, die Bildung der Erdoberfläche; das entsprechende Tiefengestein heißt Gabbro. Dabei braucht oder soll „entsprechend“ nicht genau chemisch gleich heißen. Unmittelbaren Zusammenhang zwischen einem tiefen Magmaherd und den daraus aufgedrungenen Ergüssen können wir zwar nicht beobachten. Aber wir müssen das aus einer sehr großen Anzahl von Beobachtungen gezogene Urteil eines ROSENBUSCH wohl beachten, „daß der Regel nach jedes Ergußgestein reicher an  $\text{SiO}_2 \dots$  ist, als das zu gehörige Tiefengestein“, und daher auch spezifisch leichter (das ist auch für den Geophysiker in mancher Beziehung zu beachten, vgl. S. 276).

Tachylit (= Basaltglas) von dem Geophysiker auch manchmal reden, ist in allen noch einigermaßen aktualistisch zu beurteilenden Erdentiefen sicher auszuschließen. Neben den von anderer Seite angeführten physikalischen Gründen (KIRSCH 2, S. 9) ist zu erinnern, daß Glas in Gesteinen nur eine begrenzte (geologische) Zeit hält, schon in permischen Quarzporphyren ist es voll von Kristalliten, in älterem und tieferem Grundgebirge findet sich keines mehr. Daß unter ganz ungeheuren Drucken Schmelze überhaupt sich wie Glas verhalten könnte, könnte man denken. Aber für die „Basaltschicht“ kommt das wohl noch nicht in Betracht, ebensowenig für die JOLYSche und ähnliche Theorien; denn Glas ist eigentlich flüssige Phase, da würden die jenen Theorien wesentlichen thermodynamischen Mechanismen (Erstarren, Schmelzen) fehlen.

Festen einschaltet, wird der von innen unten kommende Wärmestrom gestaut und schmilzt das Hindernis wieder weg; wo aber in hochtemperierter, daher leichtflüssiger Schmelze die Konvektionsströmung zu schnell läuft, daher mehr abtransportiert als von unten zufließt, wird durch Kälter-, d. h. Zäherwerden, bis zu teilweisem Erstarren der zu schnelle Kreislauf wiederum gebremst. Alle die verwickelten thermo-chemischen Reaktionen, die sich aus der vielfältigen Zusammensetzung der Schmelze unübersehbar ergeben, werden durch ihr Zusammenspiel im großen und kleinen die Bewegung des Magma dahin regeln, daß die jeweilig von unten her zugeführte Wärme stationär an die Oberfläche abgeführt werde; die Temperaturschichtung in der Flüssigkeitssäule braucht dabei nicht wie in der einfachen und kongruenten Schmelze genau an die Schmelzpunktkurve gebunden zu sein, die Temperatur muß nur in jeder Tiefe in dem beträchtlichen Intervall zwischen Beginn der Kristallausscheidung und völligem Festwerden liegen. Die Stelle, wo feste Phase bleiben kann, ohne den Wärmeabfluß zu stauen, ist wieder (vgl. Fig. 5, S. 284) nur außen, von der Oberfläche weg wächst die erstarrende Kruste nach abwärts bis zu jener Dicke, bei welcher die von unten zufließende Wärme noch mit Leitung im Festen abgeführt werden kann. Diese Konfiguration ist die thermisch einzige mögliche, und wir sahen, daß sie selbst bei der einfachen Schmelze — trotz mancher Bedenken — auch als ungefähr stabil anzusehen ist. Bei den Verhältnissen einer wirklichen Magmazone wird — wegen der Anreicherung der sauren Bestandteile in der Kruste oben — die mechanische Stabilität gesichert sein.

Die JOLYSche Hypothese hätte für den Geologen viel Ansprechendes, der „zyklische“ Wechsel von Aufschmelzen und Wiedererstarren hätte eine Erklärung gegeben für den Wechsel von kurzen Zeiten heftiger Gebirgsbildung (Orogenesen), episodischen Umwälzungen im Bereich des beobachtbaren Baues der Erdkruste, mit langen Ruhezeiten, welche nur von den langsamen weitspannigen epirogenetischen Bewegungen belebt werden, ein Wechsel, der im Verlauf der Erdgeschichte, soweit bekannt, mehrmals in ziemlich ähnlichem Ablauf eingetreten ist<sup>1)</sup>. Damit würde

<sup>1)</sup> Darauf, daß die Periodenlänge aus der JOLYSchen Hypothese in ungefähr jener Größenordnung — 33 und 56 Millionen Jahre (JOLY 1925), 180 Millionen Jahre (KIRSCH 2) — gefunden werde, wie die durchschnittliche Zwischenzeit zwischen zwei großen Orogenesen, nach der Pb/U-Methode, darauf möchte ich nicht großen Wert legen, das gehört ins Kapitel „Rechnung mit  $n$  willkürlichen, weil unbekannten Parametern“; unsere Kenntnisse

auch ein lästiger Widerspruch behoben: nach Zeugnis der Erdbebenkunde wäre die Erde bis auf einen vermutlich fluiden Kern unter 2900 km Tiefe durch und durch fest und starr — nämlich heute; das Bewegungsbild in den Kettengebirgen ist aber kaum anders zu verstehen, denn als die Auswirkung von konvektiven Strömungen und Wirbeln im Substratum — das bezöge sich auf Tertiär usw., Millionen von Jahren früher. (Allerdings die Schwierigkeit, daß aus den tätigen Vulkanen, also heute, aus dem angeblich völlig erstarrten Erdinnern flüssiges Magma hervorriß, bleibt auch bei JOLY auf die gebräuchlichen Hilfshypothesen — zu deutsch Ausreden — verwiesen.)

Die vorstehenden Ausführungen haben gezeigt, daß JOLYS Versuch, die Thermodynamik, die eine Vorliebe für monotone, asymptotisch auslaufende Vorgänge und eine Abneigung vor Periodizität, Oszillation usw. hat, zugunsten der Geologie zu überlisten, leider als gescheitert angesehen werden kann und muß. Nunmehr sind für das thermische Regime des Erdballes nur zwei Annahmen denkbar: die Erde wird in ihrem Innern entweder fortwährend kälter, oder sie wird fortwährend wärmer, je nach ihrer Energie- (hauptsächlich Wärme-) Bilanz. Bisher war die eine dieser Auffassungen, die der erkaltenden Erde, fast ausschließlich angenommen und Grundlage aller weiteren Erwägungen, nicht zum wenigsten bei den Geologen. Allerdings kann die naive Verknüpfung des Erkaltens der Erde mit der Bildung von Kettengebirgen usw., welche gemeinhin als „Kontraktionstheorie“ bezeichnet wird, aus vielen Gründen nicht aufrechterhalten werden. Allein die geologischen Tatsachen, aus denen sie ihre Hauptstärke zog, sind nicht anzufechten: die mechanischen Umformungen, welche sich im Bau der Gebirge seit Beginn geologisch beobachtbaren Erdgeschehens ausgewirkt haben, entsprechen einzig einem Zusammenschub in der Kruste, einer Verkleinerung der Erdoberfläche. Ich bin selbst dagegen aufgetreten, das Ausmaß des Zusammenschubes

---

von der Wärmeerzeugung im Erdinnern lassen da allen wünschenswerten Spielraum (vgl. S. 275). Nur dann dürfte es schwer werden, diese Übereinstimmung zu erzielen, wenn man, wie STILLE neuestens („Der derzeitige tektonische Erdzustand“, S.-B. preuß. Akad. Wiss. Berlin, phys.-math. Kl. 1935, S. 179—219) für die Zeit von Ende Kambrium weg (d. i. etwa 480 Millionen Jahre) 42 Orogenesen zählt (bzw. wenn man 14 „Gebirgsbildung 4. Ordnung“ als zu unbedeutend nicht als wirkliche Orogenesen gelten läßt, immerhin noch 28), welche nach dem Schaubild (a. a. O. Abb. 1, S. 182) in ganz verschiedenen Abständen aufeinanderfolgen, etwa zwischen 60 und 2 Millionen Jahren (Mittel 11.4 bzw. 17.2 Millionen Jahre).

in den Kettengebirgen so zu übertreiben, wie es eine Zeitlang Mode war; aber auch nach vorsichtigster Auffassung der Beobachtungen ist es sehr bedeutend, gewiß größer, als man es seinerzeit, da die Lehre von der Erdkontraktion besonders im Schwange gewesen, auch nur vermutet hätte. Gewiß, es sind jedesmal nicht sehr breite Streifen der Erdoberfläche, in denen sich dieser Zusammenschub auswirkt, in der letzten, der alpidischen Orogenese, z. B. die Zone der Mittelmeere und der Umkreis des Stillen Ozeans. Aber was als Tektonik der Füllflächen zwischen diesen Kettengebirgssträngen in den Kontinentatafern zum Ausdruck kommt, ist zum allergrößten Teil Scherung, mit lotrechter oder doch sehr steiler Drehachse, also Änderung der Form, nicht des Raumes, den diese Tafeln an der Erdoberfläche beanspruchen. Zerrung und Dehnung wird ja auch beobachtet, aber ihr Betrag ist relativ und absolut gering. Auch wenn man in Rechnung setzt, daß davon große Flächen betroffen werden, muß man zu dem Ergebnis kommen, daß der Zusammenschub, die Verkleinerung der Erdoberfläche, die Oberhand hat. Das gilt offensichtlich für die jüngste Ära der Gebirgsbildung, die alpidische (Kreide-Tertiär). Von den älteren Gebirgsbildungen haben wir wohl keinen so vollständigen Überblick, aber was wir von ihrer Tektonik noch beobachten können, unterscheidet sich nicht wesentlich von der alpidischen Tektonik; es liegt daher gar kein Grund vor anzunehmen, daß es damals irgendwie wesentlich anders gewesen wäre. Natürlich diese Feststellungen gelten nur, soweit Beobachtungen möglich sind, für das feste Land. Spricht man es als den Satz aus, daß seit den ältesten geologischen Zeiten die Oberfläche des Erdballes sich fortwährend verkleinert hätte, so ist darin die zusätzliche Hypothese versteckt, daß der vom Meer verdeckte Teil der Erdoberfläche im Gebirgsbau den Kontinenten ähnlich sei. Dafür läßt sich manches anführen. Beobachtung ist es natürlich nicht mehr. Verkleinerung des Volumens kann im allgemeinen nur mit Erniedrigung der Temperatur zusammengehen. Von dieser Regel machen nur wenig Stoffe gelegentlich eine Ausnahme, aber nicht jene, welche wir als Bausteine des Erdballes kennen (Silikate) oder mit einem Grund annehmen (Meteoriten). Fortschreitende Erniedrigung der Temperatur bedeutet, daß die Wärmebilanz der Erde mit Defizit abschließe, daß ihr Kapital aufgezehrt werde. Diese Annahme führt also ungezwungen zu dem, was die Beobachtungen über die Tektonik zu fordern scheinen.

Die entgegengesetzte Annahme, daß das Erdinnere immer wärmer<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> BUBNOFF hat geglaubt feststellen zu können, daß das Tempo der

werde, ist identisch mit jener, daß die Oberfläche der Erde immer größer werden müßte, dann müßte durch eine Hilfshypothese der Widerspruch gegen die geologischen Beobachtungen beseitigt werden: etwa daß zwar in den Festlandstafeln der Zusammenschub überwiege, aber daß im Bereich des Meeresbodens die Dehnung, Zerrung so groß wäre (etwa nach Art der WEGENERSchen Spaltungs- oder der GUTENBERGSchen Fließtheorie?), daß im ganzen die Oberfläche der Erde doch zunehme. Solche „Ja . . . aber“-Gedankengänge, in denen die Hilfshypothese die Haupthypothese aufhebt, sind im wissenschaftlichen Schrifttum nicht ganz selten, aber nicht zu empfehlen. In dieser Hinsicht ist die erstere Annahme sicher besser.

Was wir unmittelbar über die Wärmebilanz der Erde wissen, ist im ersten Teil dieser Arbeit durchbesprochen worden. Daraus ergibt sich, daß die Schätzung der einen Bilanzseite, die der Wärmemenge, welche aus dem Erdinnern an die Oberfläche abgegeben wird, wenn schon recht ungenau, sich doch auf Daten stützt, welche unmittelbar gemessen worden sind, oder doch gemessen werden könnten (abgesehen vom Meeresboden?!). Die Schätzung des bedeutendsten Postens auf der anderen Bilanzseite, die der Wärmemenge, welche durch radioaktiven Zerfall im Erdinnern erzeugt wird, beruht dagegen auf einer Kette von Analogieschlüssen. Der erste dieser ist: die Erde bestehe nur aus Gesteinen (Magmen), wie sie uns bekannt sind, von der Oberfläche oder von den Meteoriten. Das klingt dem an aktualistische Gedankengänge gewöhnten Geologen vertraut. Aber gerade der Aktualist kann das höchstens für die oberste Kruste, etwa hinab bis zu MOHOROVIČÍSchen Diskordanz, bis zu einer Tiefe von ca. 50 km, voll aufrechthalten. Schon von dem darunterfolgenden Substratum wissen wir wenig Sicher<sup>1)</sup>, und das gilt noch mehr für die tieferen tektonischen Entwicklung der Erde gegen die Neuzeit zu immer lebhafter würde. STILLE hat das — ohne ausdrückliche Hervorhebung — in sein Schaubild der Orogenesen eingezeichnet, in welchem diese in der Zeitskala, die aus dem Zerfall radioaktiver Substanzen gewonnen wird, gegen die Neuzeit zu in immer kürzeren Intervallen aufeinanderfolgen. Daraus könnte man nur auf Mobilisierung, also wohl Erwärmung, Aufschmelzung im Erdinnern, schließen, nicht auf Fortschreiten der Abkühlung, Erstarrung. — Besser läßt man das wohl noch in Schweben. Jene radioaktiven Methoden lassen — nach einigen ungünstigen Erfahrungen zu schließen — noch einiges an Sicherheit zu wünschen übrig, und die Zunahme der Orogenesen in geologisch jüngerer Zeit ist — zum Teil sicherlich — perspektivischer Effekt.

<sup>1)</sup> Manche Geophysiker identifizieren dieses Substratum einfach mit irgendwelchen Ergußgesteinen (Plateaubasalt). Das würde besagen, daß

Schichten, ja für den Erdkern ist ein aktualistischer Gedankengang offenbar fehl am Platz. Der zweite dieser Analogieschlüsse geht dahin, daß diese angenommenen Gesteine im Erdinnern denselben Gehalt an U, Ra, Th usw. hätten, wie er in den entsprechenden Gesteinen an der Erdoberfläche beobachtet wird. Auch hier wird man einige Einschränkungen machen müssen; nicht wie manche Geophysiker das Mittel der bezüglichen Gehalte einiger Ergußgesteine für den des Substratums einsetzen! Aber diesmal ist eine einigermaßen aktualistische Denkungsweise wohl mehr berechtigt als im vorhergegangenen Fall. Es läßt sich wohl vertreten, daß die Gesteine in größerer Tiefe ärmer, vielleicht sogar um vieles ärmer an U, Ra, Th usw. sind als die Oberflächenschichten, nicht aber, daß sie davon völlig frei wären. Wenn man aber auch nur die geringsten Gehalte davon, welche uns bei Gesteinen (Meteoriten) bekanntgeworden sind, für die tieferen Erdschalen oder auch nur für einen Teil derselben ansetzt, würde ihre Wärmeproduktion sicher mehr betragen als heute gegen die Oberfläche abgeleitet wird. Diese Gruppe von Argumenten spricht mehr für die zweite Annahme.

Allerdings nur unter einer Bedingung, nämlich: daß die Wärmeproduktion von U, Th, Ra usw. im Erdinnern die gleiche ist, wie im Laboratorium. Das wird meistens kategorisch bejaht. Das ist doch nur eine theoretische Extrapolation, die physikalischen Verhältnisse im Erdinnern sind ziemlich anders als im Laboratorium. Ich gebe zu, daß die Annahme von sonst nicht bekannten Naturvorgängen immer sehr bedenklich ist. Aber wenn es nun einmal ganz und gar nicht stimmen will, liegt hier der erträglichste Ausweg.

Schließlich ist zu erwägen, daß die Entscheidung für die eine oder die andere der beiden hier besprochenen Annahmen in ihren Folgerungen

---

ein derart kompliziertes und labiles System wie ein gabbroides Magma eine Steighöhe von 50 bis 60 km, d. h. einen P-T-Weg von ca. 20000 Atmosphären und etlichen Hunderten von Celsiusgraden zurücklegen könne, ohne sich in seinem Bestande wesentlich zu ändern: durch Differentiation, Spaltung, Ausscheidungen oder auch durch Assimilationen. (Nebenbei bemerkt, ohne solche Änderungen hätte die Lava kaum den nötigen Auftrieb.) Das wird die physikalische Chemie wohl verneinen. Allerdings, welche Umsetzungen auf diesem Wege stattfinden müssen, kann sie noch nicht genau berechnen. — Ähnliches muß für die Meteoriten gelten. Die allermeisten — Chondriten und Eisen — sind so, wie sie vorliegen, nicht Teile des Himmelskörpers gewesen, von dem man sie ableiten will, sondern erst im Tumult seiner Zertrümmerung entstanden, die einen offensichtlich wie irdischer Silikattuff, die anderen vielleicht unmittelbar aus der Gasphase kristallisiert.

weit über die Grenzen des engeren Faches hinauswirkt. Die Hypothese der allmählichen Erkaltung der Erde fügt sich ein in ein weites Weltbild. Wer von der Entwicklung der Erde handelt, kann die Frage nach dem Anfang dieser Entwicklung, nach der „Entstehung der Erde“, nicht abweisen. Die kosmogenischen Hypothesen, so mannigfaltig und verschieden sie sein mögen, stimmen darin alle überein, daß sie die Erde durch Zusammenballung einer ursprünglich weit im Weltraum verstreut gewesenen Stoffmenge entstehen lassen. Das bedeutet jedenfalls Umwandlung von Energie der Lage in Wärme. Als obere Grenze dieser Ballungswärme kann man für Zusammenballung unendlich weit auseinander gestreuter Partikel zu einer zweiteiligen (etwa WIECHERTSchen) Erde mit rund 10000 cal für jedes Gramm der Erdmasse rechnen<sup>1)</sup>. Das wäre sogar des Guten zuviel, würde die Erde nicht bloß aufschmelzen, sondern ganz in Gas verwandeln; als glühender Gasball, sozusagen als Miniatursonne, ist eine so kleine kosmische Masse nicht bestandfähig. Es mag in den ersten Stadien der Ballung, die durch Zusammenstöße entstandene Wärme wieder ausgestrahlt worden sein. Das ist von CHAMBERLIN und MOULTON (Planetesimalhypothese) vertreten und übertrieben worden. Ist der Ball einmal einigermaßen kondensiert, so kann aus dem Innern nichts mehr ausgestrahlt werden. Im Schlußstadium gerade entwickelt sich — weil von  $1/r$  abhängig — ein beträchtlicher Teil der Ballungswärme. Allein, wenn ein Erdball von konstanter Dichte 5.52 übergeht in einen aus Mantel von 3.2 und Kern mit 8.2 (das wäre Herausdifferentierung eines „Eisenkerne“ ohne sonstige allgemeine Kontraktion) würden ca. 1000 cal je Gramm der Erdmasse frei werden. Bekanntlich nimmt die Kompressibilität im Erdkern gegen Mantel und Zwischenschicht wieder zu, diese Kompressionsarbeit muß daher zu großem Teile den Erdkern zugute kommen. Es schadet also wenig, daß die Kosmogenien allesamt schärferer Prüfung nicht stand halten, jeder denkbare Mechanismus derselben liefert schließlich soviel Ballungswärme, daß der ganze Erdball aufgeschmolzen werden mußte<sup>2)</sup>. Die Erkaltung dieser schmelzflüssigen Erde gibt nun den Ausgangspunkt für eine Theorie der chemischen Entwicklung der Erde durch Abkühlungsdifferentiation, in welcher sowohl im großen die Auf-

<sup>1)</sup> SCHWINNER (3), S. 101, LORENZ berechnet unter etwas anderen Voraussetzungen 7760 cal g<sup>-1</sup>.

<sup>2)</sup> Nebenbei bemerkt, die aktualistischen Annahmen über die Wärmeerzeugung durch radioaktiven Zerfall im Erdinnern führen zu einem ähnlichen Ergebnis, daß die im Laufe von 1 bis 2 Milliarden Jahren dadurch erzeugte

teilung des Stoffbestandes auf 3 oder 4 Kugelschalen<sup>1)</sup>, als auch im besonderen die magmatische Entwicklung in dem geologisch-petrographisch erfaßbaren Erdraum eine befriedigende Darstellung findet. Daß nur diese Annahme mit der Tektonik im allgemeinen verträglich ist, wurde oben schon ausgeführt. Derart gibt die Hypothese der fortschreitenden Abkühlung der Erde einen geschlossenen Gedankengang, der von den kosmogenischen Möglichkeiten widerspruchslösbar weiterleitet bis zu den geologisch-petrographischen Grundtatsachen.

Die andere Hypothese, wonach die Erde im Innern immer wärmer werden müßte, ist identisch mit der Annahme, daß sie früher kälter gewesen ist und zwar von desto niedrigerer Temperatur, je weiter in die Vergangenheit zurück — aber wohl nicht unter den absoluten Nullpunkt hinunter?! Diese sogenannte „cold Earth theory“ kann in einen kosmologischen Gedankengang überhaupt nicht eingebaut werden; wie soll man einen Himmelskörper kalt zusammenbauen? Es ist nicht einmal möglich, für sie in dieser Hinsicht eine physikalisch annehmbare Rastvorstellung als Abschluß zu gewinnen. Andererseits ist von dieser Hypothese aus ein Anschluß an den petrographisch-geochemischen Vorstellungskomplex ebensowenig zu gewinnen wie an die tektonische Geologie.

Ziehen wir die Summe: die Vorstellung, daß die Entwicklung der Erde mit einer allmäßlichen Abkühlung Hand in Hand geht, ist ein wesentlicher Teil eines geschlossenen, in sich widerspruchlosen Gedankenganges, in welchen alle beobachtbaren Stücke unseres Weltbildes befriedigend eingebaut sind. Um dies aufrechtzuerhalten müssen wir in Kauf nehmen, daß einige an sich sonst recht plausible Analogieschlüsse über radioaktive Wärmeerzeugung im Erdinnern außer Kraft gesetzt werden. Oder wir müssen zugeben, daß wir über die Wärmobilanz des Erdinnern ungefähr ebensoviel wissen, wie über den Ursprung des inneren magnetischen Erdfeldes oder über die Quelle der immer sich erneuernden elektrischen Aufladung der Erde — nämlich nichts, was nach SOKRATES Anfang der Weisheit ist.

Wärme die Erde durch und durch aufschmelzen würde (vgl. S. 265). Nur käme man dann im Gedankengang nicht weiter.

<sup>1)</sup> Genau besehen hängen die Vorstellungen über den Aufbau des Erdballes aus Eisenkern, Steinmantel usw. eben von dieser Hypothese der Abkühlungsdifferentiation ab. Ohne diese hätte man für so „aktualistische“ eingehende Kennzeichnungen weder Anhalt noch Berechtigung. Wer mit jenen Begriffen weiter arbeitet, hat stillschweigend die Abkühlung der Erde unter seine Voraussetzungen aufgenommen.

## Schrifttum.

- BOEKE, H. E., Grundlagen der physikalisch-chemischen Petrographie. Berlin 1915.
- DAHLBLOM, TH., The increase of the Temperature downwards in the Crust of Rocks. Z. Geophys. 14 (1938) 131—142.
- DOELTER, C., Physikalisch-chemische Mineralogie. In: Handbuch der angewandten physikalischen Chemie von BREDIG, Bd. II. Leipzig 1905.
- JEFFREYS, H., (1) The Earth. Its origin, history and physical constitution. Cambridge 1924.
- (2) On the radioactivities of rocks. Gerl. Beitr. Geophys. 47 (1936) 149—171.
- JOLY, J., The Surface History of the Earth. Oxford 1925.
- JUSTI, E., Gerhard Kirsch: Geomechanik. Entwurf zu einer Physik der Erdgeschichte. Geol. Rdsch. 30 (1939) 790—792.
- KIRSCH, G., (1) Geologie und Radioaktivität. Die radioaktiven Vorgänge als geologische Uhren und geophysikalische Energiequellen. Wien-Berlin 1928.
- (2) Geomechanik. Entwurf zu einer Physik der Erdgeschichte. Leipzig 1938.
- KOENIGSBERGER, J. G., Geothermische Messungen in Bergwerken und Übersicht über die Ergebnisse der Geothermik. Beitr. z. angewandt. Geophys. 7 (1937) 68—83.
- KOENIGSBERGER, J. G., und M. MÜHLBERG, Über Messungen der geothermischen Tiefenstufe, deren Technik und Verwertung zur geologischen Prognose, und über neue Messungen in Mexiko, Borneo und Mitteleuropa. Neues Jahrb. f. Min. usw. Beil.-Bd. 31 (1911) 107—157.
- LORENZ, H., Ermittlung des Zustandes des Erdinnern aus dem Energiegehalt. Z. Geophys. 15 (1939) 371—379.
- Beiträge zur Theorie des Erdaufbaus. Ebendorf 14 (1938) 142—152.
- LOTZE, F., Die Joly'sche Radioaktivitätshypothese zur Erklärung der Gebirgsbildung. Nachr. Ges. Wiss. Göttingen, Math.-phys. Kl. 1927, 75—114.
- PLANCK, M., Das Prinzip von Le Chatelier und Braun. S.-B. preuß. Akad. Math.-phys. Kl. 1934, 79 ff.
- SCHULZ, K., Numerische Angaben über physikalische und chemische Eigenschaften der Mineralien. Fortschr. d. Miner., Krist., Petr. 2, 3, 4, 5, 6, 7, 9 (1912—1924).
- SCHWINNER, R., (1) Vulkanismus und Gebirgsbildung. Z. Vulkanol. 5 (1920) 175—230.
- (2) Scherung, der Zentralbegriff der Tektonik. Zentralbl. f. Min. usw. 1925, 469—479. Nr. 15.
- (3) Lehrbuch der physikalischen Geologie. Bd. I: Die Erde als Himmelskörper. Astronomie, Geophysik, Geologie in ihren Wechselbeziehungen. Berlin 1936.
- TAMS, E., Grundzüge der physikalischen Verhältnisse der festen Erde. In: Geologie der Erde, herausg. von KRENKEL, 1. Berlin 1932.

Soeben erschien in 2., völlig neu bearbeiteter Auflage:

**Dynamische Meteorologie**

Von Prof. Dr. H. Koschmieder, Lindenberg

(= *Physik der Atmosphäre, Bd. II*)

1941. XII, 384 Seiten mit 137 Abbildungen, 1 Tafel und 6 Zahlentafeln

Preis RM 24.—, Lw. RM 26.—

## Aus dem Inhalt:

**Statik:** Zustandsgrößen und Gasgleichungen — Statik — Quasistatische Bewegungen (Einzelnes Luftteilchen — Luftsäulen), **Kinematik:** Allgemeine Eigenschaften des Stromfeldes — Kinematischer Aufbau ebener Flüssigkeits-Stromfelder. **Dynamik:** Elementare Bewegungen ohne Reibung — Elementare Bewegung mit Reibung — Lineare Schwingungen — Energiegleichungen trockener Luft — Zirkulationssätze.

Akademische Verlagsgesellschaft Becker &amp; Erler Kom.-Ges., Leipzig

**Die Strahlungsverhältnisse der Binnengewässer**

Von Dr. Franz Sauberer und Prof. Dr. Franz Ruttner

(= *Probleme der kosmischen Physik, Bd. XXI*)

1941. X, 240 Seiten mit 73 Abbildungen und 59 Tabellen

Preis RM 18.—, Lw. RM 19.80

Die Entwicklung der Strahlungsforschung der Gewässer ist bis vor kurzem nicht mit der gleichen Geschwindigkeit vor sich gegangen wie die der atmosphärischen Strahlungsforschung einerseits und der übrigen Gebiete der Gewässerkunde andererseits. Der Grund hierfür lag hauptsächlich an dem Mangel allgemein verwendbarer Methoden. Erst die Entwicklung der Photozelle und insbesondere der Sperrsichtphotolelemente brachte einen durchgreifenden Wandel, so daß mit Hilfe dieser Einrichtungen in den letzten Jahren an zahlreichen Seen und im Meere Messungen durchgeführt werden konnten. Ein Physiker und ein Biologe haben nun in dem vorliegenden Buch den Stand unseres derzeitigen Wissens über das Strahlungsklima der Binnengewässer sowohl hinsichtlich der theoretischen Grundlagen als auch der bisher in der Natur gewonnenen Beobachtungen zusammengefaßt und die bis jetzt angewandten Meßmethoden kritisch gesichtet und beschrieben.

Akademische Verlagsgesellschaft Becker &amp; Erler Kom.-Ges., Leipzig