

ZEITSCHRIFT
FÜR
G E O P H Y S I K

Herausgegeben im Auftrage der

Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

von

W. Dieminger, Lindau über Northeim

unter Mitwirkung von

B. Brockamp, Münster i. W. — *A. Defant*, Innsbruck — *W. Hiller*, Stuttgart — *K. Jung*, Kiel
E. A. Lauter, Kühlungsborn — *O. Lucke*, Berlin — *O. Meyer*, Hamburg — *F. Möller*, München
H. Reich, Göttingen

Jahrgang 33

1967

Heft 5



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

INHALTSVERZEICHNIS

Tagung im Jahre 1968 (deutsch und englisch)	295/296
GEBRANDE, H.: Der Einfluß von Phasenumwandlungen auf Konvektionsströme im Erdmantel	297
JUNG, K. und H. SCHAAF: Gravimetermessungen im Nördlinger Ries und seiner Umgebung, Abschätzung der gesamten Defizitmasse (mit Faltkarte)	319
KEPPLER, E., KIRSCH, E., MÖRL, P., MUSMANN, G., ROSSBACH, A. und L. ROSSBERG: Raketenexperiment zur Untersuchung von Nordlichtern	346
Briefe an den Herausgeber:	
ISRAËL, H.: Bemerkungen zum Begriff der „luftelektrisch ungestörten“ Zeiten	362
Verzeichnis der geophysikalischen Vorlesungen (Wintersemester 1967/68)	364
Buchbesprechungen	368

Diesem Heft liegt eine Faltkarte bei.

DIE ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

erscheint zweimonatlich. Der Bezugspreis beträgt je Jahrgang (6 Hefte) 60,— DM, Einzelhefte je nach Umfang. Abonnements verlängern sich jeweils um einen Jahrgang, falls keine ausdrückliche Abbestellung zum Ende eines Jahrgangs vorliegt.

In der Zeitschrift werden Originalarbeiten, die weder im In- noch im Ausland veröffentlicht wurden und die der Autor auch anderweitig nicht zu veröffentlichen sich verpflichtet, aus dem Gebiet der reinen und angewandten Geophysik sowie aus den Grenzgebieten aufgenommen. Mit der Annahme des Manuskriptes geht das ausschließliche Nutzungsrecht an den Verlag über.

Die Autoren werden gebeten, die Manuskripte in Maschinenschrift mit handschriftlich eingetragenen Formeln druckfertig einzureichen und gesondert eine „Anweisung für den Setzer“ beizufügen, aus der zu ersehen ist, wie kursiver, gesperrter oder fetter Satz und griechische, gotische oder einander ähnliche Typen und Zeichen kenntlich gemacht sind (z. B. durch farbige Unterstreichung). Die Vorlagen für die Abbildungen sollen reproduktionsfertig (Tuschzeichnung) möglichst im Maßstab 2:1 eingesandt werden. Die Beschriftung der Abbildungen soll auf einem lose vorgeklebten, durchsichtigen Papier erfolgen. Fußnoten sind fortlaufend zu nummerieren und am Ende des Manuskriptes zusammenzustellen; bei Zitaten sind neben Autornamen, Titel und Zeitschriftentitel auch Bandnummer, Erscheinungsjahr und Seitenzahl anzugeben.

Jeder Arbeit ist eine „Zusammenfassung“ in deutscher und englischer oder französischer Sprache beizufügen.

Der Verfasser liest von der Arbeit in der Regel nur eine Korrektur; etwaige Autorenkorrekturen können nur als Fußnoten bzw. am Schluß des Artikels gebracht werden. Umfangreiche Änderungen bedürfen der Zustimmung des Herausgebers und können nur gebracht werden, wenn sich der Autor bereit erklärt, die Korrekturkosten zumindest teilweise zu tragen.

Von seiner Arbeit erhält der Verfasser 50 Sonderdrucke ohne Umschlag kostenlos. Weitere Sonderdrucke liefert der Verlag gegen Berechnung. Eine Honorierung der Beiträge erfolgt nicht.

Für die *Zeitschrift für Geophysik* bestimmte Manuskripte und redaktionelle Anfragen bitten wir an den Herausgeber zu richten:

Prof. Dr. WALTER DIEMINGER, Max-Planck-Institut für Aeronomie, 3411 Lindau über Northeim (Hann.)

Anschrift der *Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft*:

2 Hamburg 13, Binderstraße 22, Postscheck: Hamburg Nr. 559 83

Es ist ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages nicht gestattet, fotografische Vervielfältigungen, Mikrofilme, Mikrofotos u. ä. von den Zeitschriftenheften, von einzelnen Beiträgen oder von Teilen daraus herzustellen.

Bekanntmachung lt. Bayer. Pressegesetz - Verlag: PHYSICA-VERLAG Rudolf Liebing K.-G., D 87 Würzburg, Werner von Siemens-Straße 5.
Pers. haft. Ges.: Anulf Liebing und Hildegund Holler, sämtlich Buchhändler in Würzburg. Kommanditistin: Gertrud Liebing, Würzburg

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

Printed in Germany



PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1967

Tagung im Jahre 1968

Anlässlich der hundertsten Wiederkehr des Gründungstages der Norddeutschen Seewarte veranstaltet die Deutsche Geophysikalische Gesellschaft gemeinsam mit dem Verband Deutscher Meteorologischer Gesellschaften, der American Meteorological Society und der Royal Meteorological Society, London, vom

1. bis 5. April 1968 in Hamburg

eine gemeinsame Tagung. Als wissenschaftliche Themen der Tagung sind vorgesehen:

1. Meteorologie

Generalthemen:

Wechselwirkung Ozean/Atmosphäre
atmosphärische Zirkulation
Chemie der Atmosphäre

2. Ozeanographie

Generalthemen:

Meereswellen
Veränderlichkeit im Ozean

3. Geophysik

neben Themen aus der allgemeinen und angewandten Geophysik

Generalthemen:

marine Geophysik
Erdmagnetismus

Wissenschaftler, die einen Vortrag zu halten beabsichtigen (Maximaldauer 20 Minuten), werden gebeten, Thema, Zusammenfassung (nicht mehr als eine Schreibmaschinenseite), Vortragsdauer und Projektionswünsche bis zum 1. Dezember 1967 an folgende Anschriften mitzuteilen:

für *meteorologische Themen* an den Verband Deutscher Meteorologischer Gesellschaften (Anschrift: Prof. Dr. F. MÖLLER, 8 München 13, Amalienstr. 52/III) oder an die Meteorologische Gesellschaft Hamburg (Anschrift: Seewetteramt des Deutschen Wetterdienstes, 2 Hamburg, Bernhard-Nocht-Str. 76);

für *ozeanographische* und *geophysikalische Themen* an die Deutsche Geophysikalische Gesellschaft (Anschrift: 2 Hamburg 13, Binderstr. 22).

Es wird gebeten, Anmeldungen für die Teilnahme an dieser Tagung an die örtlichen Tagungsbüros zu senden, und zwar im Bereich der Meteorologie an die Meteorologische Gesellschaft Hamburg (siehe oben), im Bereich der Ozeanographie und Geophysik an die Deutsche Geophysikalische Gesellschaft (siehe oben).

Deutsche
Geophysikalische Gesellschaft

KARL BROCKS
Vorsitzender

Verband Deutscher
Meteorologischer Gesellschaften

FRITZ MÖLLER
Vorsitzender

Call for Papers

VDMG—DGG—AMS—RMS Joint Meeting

April 1 to 5, 1968, Hamburg, Germany

The German Geophysical Society (DGG), the Association of German Meteorological Societies (VDMG), in connection with the American Meteorological Society (AMS), and the Royal Meteorological Society (RMS), London, will hold a joint scientific meeting on physics of the atmosphere, oceans, and solid Earth at the campus of the University of Hamburg, Germany, on the occasion of the 100th anniversary of the foundation of the Norddeutsche Seewarte. Scientific sessions will be arranged on the following subjects:

1. **Meteorology**, General Subjects:
 - a) Interaction Ocean-Atmosphere
 - b) Atmospheric circulation
 - c) Chemistry of the atmosphere.
2. **Oceanography**:
 - a) Oceanwaves
 - b) Variability in the oceans.
3. **Geophysics**: besides subjects of General and Applied Geophysics, especially
 - a) Marine geophysics
 - b) Earth magnetism.

Those who wish to present a paper (not more than 20 minutes) at this meeting should send the title, abstract, time and projection requirements to:

for *Meteorology*:

The Association of German Meteorological Societies

Prof. Dr. FRITZ MÖLLER
Institute of Meteorology
Amalienstrasse 52/III
8 München 13, Germany

or The Meteorological Society Hamburg
Seewetteramt des Deutschen Wetterdienstes
Bernhard-Nocht-Strasse 76
2 Hamburg 4, Germany

for *Oceanography* and *Geophysics* to:

German Geophysical Society
Binderstrasse 22
2 Hamburg 13, Germany

prior to 1 December 1967. Speakers are requested to deliver the manuscripts to the Program Committee at or before the time of the meeting.

Those who wish to participate in the meeting should write to the local arrangement committee: Meteorological Society Hamburg (address see above) or German Geophysical Society (address see above).

Deutsche
Geophysikalische Gesellschaft

KARL BROCKS
President

Verband Deutscher
Meteorologischer Gesellschaften

FRITZ MÖLLER
President

Der Einfluß von Phasenumwandlungen auf Konvektionsströme im Erdmantel

VON H. GEBRANDE, München¹⁾

Eingegangen am 27. Februar 1967

Zusammenfassung: Es wird untersucht, unter welchen Bedingungen Konvektionsströme den mittleren Erdmantel durchdringen können, wenn vorausgesetzt wird, daß der dort durch die Ergebnisse der Seismik nahegelegte überadiabatische Dichteanstieg von etwa $0,6 \text{ g/cm}^3$ (vgl. Abb. 1) durch Phasenumwandlungen bedingt ist.

An Hand von Abb. 6 wird gezeigt, daß stationäre Konvektion über Phasengrenzen hinweg nur möglich ist, wenn der konvektive Wärmefluß

$$j_k > 2\lambda \left[\frac{dT^*}{dz} - \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_s \right]$$

ist (λ bezeichnet die Wärmeleitfähigkeit, dT^*/dz die Änderung der Umwandlungstemperatur mit der Tiefe z und $(\partial T/\partial z)_s$ den adiabatischen Temperaturgradienten). Die Änderung der Umwandlungstemperatur mit dem Druck p kann mit Hilfe der Beziehung

$$dp/dT^* \approx \alpha \cdot k_T$$

(α ist der thermische Ausdehnungskoeffizient, k_T der Kompressionsmodul bei konstanter Temperatur) näherungsweise berechnet werden; die Herleitung dieser Beziehung wird gegeben. Für die im mittleren Erdmantel zu erwartenden Phasenumwandlungen ergibt sich numerisch $dT^*/dz \approx 6,45 \text{ grad/km}$. Mit einer Wärmeleitfähigkeit von $1,5 \cdot 10^{-2} \text{ cal/cm} \cdot \text{sec} \cdot \text{grad}$ und einem adiabatischen Temperaturgradienten von $0,5 \text{ grad/km}$ erhält man für den konvektiven Wärmefluß die Bedingung $j_k > 1,8 \cdot 10^{-6} \text{ cal/cm}^2 \cdot \text{sec}$. Dieses Ergebnis spricht gegen die Existenz von stationären Konvektionsströmen, die den mittleren Erdmantel durchdringen, da der an der Erdoberfläche gemessene Wärmefluß im Mittel nur $1,5 \cdot 10^{-6} \text{ cal/cm}^2 \cdot \text{sec}$ beträgt.

Auf episodische Konvektionsströme, wie sie zur Erklärung geotektonischer Vorgänge geeigneter scheinen, ist dieselbe Schlußfolgerung nicht anwendbar. Es zeigt sich jedoch (vgl. Abb. 7), daß ein aufsteigender episodischer Konvektionsstrom eine Phasengrenze nur überwinden kann, wenn er im Bereich der dichteren Phase um mindestens L/c heißer als seine Umgebung ist (c ist die spezifische, L die latente Wärme). Für die latente Wärme folgt aus der obigen Beziehung für dp/dT^* und der Gleichung von CLAUSIUS und CLAPEYRON $L \approx \alpha k_T T \cdot \Delta v$, wenn Δv die Änderung des spezifischen Volumens bezeichnet. Setzt man voraus, daß die gesamte überadiabatische Dichtezunahme im mittleren Mantel durch Phasenumwandlungen bedingt ist, so folgt, daß ein aufsteigender episodischer Konvektionsstrom nur dann in den oberen Mantel gelangen kann, wenn seine Temperatur im unteren Mantel die der Umgebung um mindestens 600 grad übertrifft. Wenn sich der untere Mantel rheologisch wie eine viskose Flüssigkeit verhält, ist die Entstehung so großer Temperaturdifferenzen kaum denkbar. Am ehesten scheint sie möglich, wenn der untere Mantel eine Scherfestigkeit der Größenordnung 100 bar besitzt.

¹⁾ Dipl.-Geophys. H. GEBRANDE, Institut für Angewandte Geophysik der Ludwig-Maximilians-Universität München, 8 München 2, Richard-Wagner-Straße 10.

Summary: With the assumption that the superadiabatic density increase of about 0.6 g/cm^3 of the intermediate mantle (Fig. 1) is caused by phase transitions, the possibilities for convection currents to penetrate the whole mantle are studied.

Fig. 6 shows, that stationary convection through a phase boundary is only possible, if the convective heat flow j_k exceeds the value

$$2\lambda \left[\frac{dT^*}{dz} - \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_s \right]$$

where λ is the thermal conductivity; dT^*/dz denotes the variation of transition temperature with depth and $(\partial T/\partial z)_s$ is the adiabatic temperature gradient. The variation of the transition temperature with increasing pressure p was found to be approximately given by the relation

$$dp/dT^* \approx \alpha \cdot k_T$$

(α is the coefficient of thermal expansion and k_T the bulk modulus at constant temperature). For the phase transitions expected in the intermediate mantle we get $dT^*/dz \approx 6,45 \text{ deg/km}$. With a thermal conductivity of $1,5 \cdot 10^{-2} \text{ cal/cm} \cdot \text{sec} \cdot \text{deg}$ and an adiabatic temperature gradient of about $0,5 \text{ deg/km}$ the condition for the convective heat flow is $j_k > 1,8 \cdot 10^{-6} \text{ cal/cm}^2 \cdot \text{sec}$. This result is in disagreement with the assumption of stationary mantle-wide convection, as the average heat flow measured at the Earth's surface is only $1,5 \cdot 10^{-6} \text{ cal/cm}^2 \cdot \text{sec}$.

The same conclusion does not apply to episodic convection currents, that seem to be more suitable to explain geotectonic processes. However it can be shown (Fig. 7), that a rising episodic convection current is only able to break through a phase boundary, if in the denser phase his temperature is at least by L/c higher than in the undisturbed surrounding material (c is the specific heat, L is the latent heat). From the above relation for dp/dT^* and from the equation of CLAUSIUS and CLAPEYRON we get $L \approx \alpha k_T T \Delta v$ (Δv is the change of specific volume). Assuming that the superadiabatic density increase of the intermediate mantle is due to phase transitions, a rising episodic convection current can only reach the upper mantle, when his temperature within the lower mantle is at least 600 deg higher than in the surrounding material. If the lower mantle behaves rheologically like a viscous fluid, the formation of such temperature differences is not probable. They can however be explained assuming critical shear stresses in the order of 100 bar for the lower mantle.

1 Einleitung

Als Ursache geotektonischer Prozesse nehmen einige Autoren großräumige Massenbewegungen im Erdmantel an, die durch thermischen Auftrieb erzeugt werden (Konvektionshypothese).

Bei den quantitativen Berechnungen zur Konvektionstheorie wird der Erdmantel meist als chemisch und physikalisch homogen vorausgesetzt. Andererseits kann aber aus dem Verlauf der Geschwindigkeiten seismischer Wellen abgeleitet werden, daß diese Annahme zumindest im mittleren Mantel nicht erfüllt sein kann [BIRCH 1951, 1952, 1954, 1961]. Im Modell A von BULLEN [1940] kommt die Inhomogenität des mittleren Mantels in einer überadiabatischen Dichtezunahme um etwa $0,6 \text{ g/cm}^3$ zum Ausdruck (vgl. Abb. 1). Wäre die Inhomogenität chemischer Natur, so könnten Konvektionsströme den mittleren Erdmantel nicht durchdringen [GRIGGS 1951; UMBROVE 1951; RUNCORN 1962, S. 31; KNOPOFF 1964]. Die erwähnten Arbeiten von BIRCH sowie Erfahrungen, die man bei der Untersuchung von Silikaten bei hohen

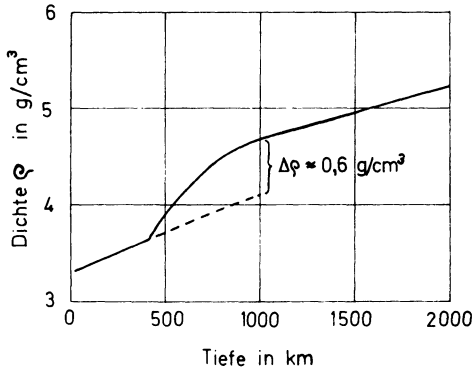


Abb. 1: Dichte im Erdmantel nach BULLEN (1940).

Fig. 1: Density in the Earth's mantle after BULLEN (1940).

Drucken und Temperaturen gewonnen hat, sprechen jedoch dafür, daß die Inhomogenität vorwiegend auf Phasentransformationen zurückzuführen ist. Die Frage, ob Konvektionsströme unter diesen Umständen den mittleren Mantel durchbrechen können, wird von den Vertretern der Konvektionstheorie im allgemeinen bejahend beantwortet [GRIGGS 1939; HESS 1951; BROOKS 1954; VERHOOGEN 1954; RUNCORN 1962, S. 31]. VENING MEINESZ [1957, 1958, 1962] und KNOPOFF [1964] haben das Problem eingehender untersucht¹⁾. VENING MEINESZ findet, daß die Instabilität des Erdmantels infolge von Phasenänderungen um ein Vielfaches erhöht wird und daß Konvektionsströme daher viel leichter möglich sind, als wenn der Mantel homogen wäre. KNOPOFF dagegen kommt zu dem Ergebnis, daß die Phasengrenzen des mittleren Mantels eine für Konvektionsströme undurchdringliche Schranke darstellen, so daß bestenfalls Konvektion in zwei getrennten Stockwerken, das eine im unteren, das andere im oberen Mantel, möglich ist. Dieser Widerspruch war Anlaß für die vorliegende Untersuchung.

2 Die Änderung der Umwandlungstemperatur mit dem Druck für Phasenänderungen im Erdmantel

Um quantitative Aussagen machen zu können, benötigen wir die latente Wärme der mutmaßlichen Phasenumwandlungen bzw. die Steigungen der zugehörigen Phasengrenzkurven. In diesem Abschnitt soll zunächst gezeigt werden, wie diese Größen — ohne dabei spezielle Annahmen über die Art der Umwandlungen zu machen — näherungsweise berechnet werden können.

Für die Phasengrenzkurven allotroper Umwandlungen gilt — sofern sie mit einer unstetigen Änderung des spezifischen Volumens v verbunden sind — allgemein die Gleichung von CLAUSIUS und CLAPEYRON

¹⁾ Vgl. Nachtrag am Ende der Arbeit.

$$\frac{dT^*}{dp} = \frac{\Delta v}{\Delta s} = \frac{T \Delta v}{L}. \quad (1)$$

T^* ist die absolute Temperatur, die durch den Stern (*) als Phasengrenztemperatur gekennzeichnet sei; p ist der Druck, s die spezifische Entropie und L die latente Wärme, d. h. diejenige Wärmemenge, die zugeführt werden muß, um ein Gramm isotherm-isobar von der einen Phase in die andere überzuführen. Indem man die Ableitung der latenten Wärme $L = T^* \Delta s$ entlang der Phasengrenzkurve bildet, erhält man:

$$\frac{dL}{dT^*} = \left(\frac{\partial L}{\partial T} \right)_p + \left(\frac{\partial L}{\partial p} \right)_T \frac{dp}{dT^*} = \frac{L}{T^*} + T^* \Delta \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p + T^* \Delta \left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_T \frac{dp}{dT^*}.$$

Unter Berücksichtigung der Beziehungen

$$c_p = T \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p \quad \text{und} \quad \left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_T = - \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p = -\alpha v$$

für die spezifische Wärme c_p bei konstantem Druck und den thermischen Ausdehnungskoeffizienten α ergibt sich:

$$\frac{dL}{dT^*} = \frac{L}{T^*} + \Delta c_p - T^* \Delta (\alpha v) \frac{dp}{dT^*}. \quad (2)$$

Andererseits ergibt sich aus der Gleichung von CLAUSIUS und CLAPEYRON:

$$\begin{aligned} \frac{dL}{dT^*} &= \frac{d}{dT^*} \left[T^* \Delta v \frac{dp}{dT^*} \right] = \frac{d_2 p}{dT^{*2}} T^* \Delta v \\ &+ \frac{dp}{dT^*} \Delta v + \frac{dp}{dT^*} T^* \Delta (\alpha v) - \left(\frac{dp}{dT^*} \right)^2 \Delta \left(\frac{v}{k_T} \right) T^*. \end{aligned} \quad (3)$$

$$k_T = -v \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_T$$

ist der Kompressionsmodul bei konstanter Temperatur. Die Steigungen der Phasengrenzkurven von Umwandlungen, die bei hohem Druck ablaufen, sind erfahrungsgemäß innerhalb großer Temperatur- und Druckbereiche konstant. Man kann daher den Summanden

$$\frac{d_2 p}{dT^{*2}} T^* \Delta v$$

vernachlässigen. Vergleich von (2) und (3) liefert dann:

$$\left(\frac{dp}{dT^*} \right)^2 \Delta \left(\frac{v}{k_T} \right) - 2 \frac{dp}{dT^*} \Delta (\alpha v) + \frac{\Delta c_p}{T^*} = 0. \quad (4)$$

Da überall im Erdmantel die Temperatur weit über der — aus der Seismik ableitbaren — DEBYESchen charakteristischen Temperatur liegt (siehe z. B. BIRCH 1952, S. 238),

kann man die spezifischen Wärmen c_p für beide Phasen gleichsetzen. Wegen der Beziehung $c_p = c_v + \alpha^2 v T k_T$ folgt daher:

$$\Delta c_p = T^* \Delta (\alpha^2 v k_T).$$

In Gl. (4) eingesetzt, ergibt sich nach elementaren Umformungen:

$$\frac{dp}{dT^*} \approx \frac{\Delta(\alpha v) - \sqrt{\frac{v_1 v_2}{k_{T,1} k_{T,2}}} \Delta(\alpha k_T)}{\Delta\left(\frac{v}{k_T}\right)}. \quad (5)$$

Diese Gleichung kann auf den Erdmantel angewendet werden, da praktisch alle Größen, die sie enthält, aus der Seismik ableitbar sind. Wegen $c_p/c_v = k_s/k_T$ gilt

$$\Delta(\alpha k_T) = c_v \Delta\left(\frac{\alpha}{c_p} k_s\right).$$

Der adiabatische Kompressionsmodul k_s kann aus den Wellengeschwindigkeiten abgeleitet werden, wenn der Dichteverlauf im Mantel bekannt ist. Da er zugleich nur wenig empfindlich ist gegen die spezielle Wahl des zugrundegelegten Dichteverlaufs — solange dieser mit den Rand- und Nebenbedingungen verträglich ist —, ist k_s recht gut bekannt. Die dritte Spalte von Tabelle 1 enthält die Werte, die BULLEN [1963] für Modell A angibt.

Das Verhältnis α/c_p kann nach einer von GRÜNEISEN [1924] angegebenen Festkörperzustandsgleichung abgeleitet werden. Aus den Wellengeschwindigkeiten und der Dichte ρ kann bei bekanntem mittlerem Atomgewicht die DEBYESche charakteristische

Tabelle 1.

z km	α/c_p 10^{-12} g/erg	k_s 10^{12} dyn/cm ²	αk_T bar/grad	ρ g/cm ³	αv 10^{-5} cm ³ /g grad
100	4,50	1,24	61,4	3,38	1,209
200	4,02	1,38	61,0	3,47	1,054
300	3,61	1,54	61,1	3,55	0,922
413	3,20	1,73	60,9	3,64	0,800
500	2,63	2,15	62,2	3,89	0,614
600	2,17	2,57	61,4	4,13	0,478
800	1,78	3,19	62,4	4,49	0,361
1000	1,60	3,59	63,2	4,68	0,311
1400	1,39	4,20	64,4	4,91	0,257
1800	1,22	4,87	65,4	5,13	0,216
2200	1,08	5,57	66,2	5,34	0,184
2600	0,98	6,23	67,2	5,54	0,161
2898	0,95	6,51	68,0	5,68	0,152

Temperatur Θ_D als Funktion der Dichte bestimmt werden. Hat man daraus gemäß

$$\gamma = \frac{\varrho}{\Theta_D} \frac{\partial \Theta_D}{\partial \varrho}$$

den GRÜNEISEN-Parameter γ gebildet, so erhält man aus der Beziehung

$$\gamma = \frac{\alpha}{c_p} \frac{k_s}{\varrho}$$

auch α/c_p , da k_s/ϱ wieder allein von den Wellengeschwindigkeiten abhängt. In der zweiten Spalte der Tabelle 1 sind die Werte wiedergegeben (zitiert nach LUCKE 1959), die SHIMAZU [1954] auf diese Weise ermittelt hat.

Die fünfte Spalte gibt die Dichte nach BULLENS Modell A [1940] an, und die sechste enthält die Werte für αv , die aus der Dichte und α/c_p errechnet wurden, indem näherungsweise $c_p = c_v$ gesetzt wurde. Eine Korrektur wäre prinzipiell möglich, würde aber die Werte nur unwesentlich ändern, da sich die beiden spezifischen Wärmen überall im Erdmantel nur um wenige Prozent unterscheiden. Schreibt man die Gl. (5) in der Form

$$\frac{dp}{dT^*} \approx \frac{\alpha v \left[\frac{\Delta(\alpha v)}{\alpha v} - \frac{\Delta(\alpha k_T)}{\alpha k_T} \right]}{\Delta \left(\frac{v}{k_T} \right)} \quad (5a)$$

und berücksichtigt, daß sich αk_T im ganzen Erdmantel nach Tabelle 1 nur um etwa 10% ändert, während sich αv um fast eine ganze Größenordnung ändert, so sieht man, daß der zweite Term im Zähler von (5a) gegenüber dem ersten vernachlässigt werden kann. Da αk_T wegen seiner geringen Variation im Erdmantel auch für die verschiedenen Phasen praktisch konstant sein muß, folgt

$$\Delta(\alpha v) = \frac{\alpha_1 k_{T,1}}{k_{T,2}} v_2 - \alpha_1 v_1 = \alpha_1 k_{T,1} \Delta \left(\frac{v}{k_T} \right) = \alpha_2 k_{T,2} \Delta \left(\frac{v}{k_T} \right)$$

und damit schließlich:

$$\frac{dp}{dT^*} \approx \alpha k_T. \quad (6)$$

Auf die Indizierung von α und k_T kann wegen der Gleichheit des Produktes für die beiden Phasen verzichtet werden.

Der physikalische Inhalt von Gl. (6) wird deutlicher, wenn man bedenkt, daß nach

$$\alpha k_T = - \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \bigg/ \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T = \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v$$

αk_T den Temperatur-Spannungs-Koeffizienten bei konstantem Volumen darstellt. Gl. (6) bedeutet daher, daß die Phasengrenzkurve für jede der beiden Phasen eine Kurve konstanten spezifischen Volumens ist. Oder, anders gesagt: die Phasentransformation tritt immer dann ein, wenn eine ganz bestimmte kritische Dichte erreicht ist. Das scheint recht plausibel, bedeutet es doch, daß sich die neue Koordination bei einer gewissen kritischen Annäherung der Atome einstellt.

Im Zusammenhang mit der Gleichung von CLAUSIUS und CLAPEYRON (1) folgt aus Gl. (6) für die latente Wärme:

$$L = T^* \Delta s = \alpha k_T T^* \Delta v. \quad (7)$$

Diese Beziehung ermöglicht wieder eine einfache physikalische Deutung: Wegen $(\partial s / \partial v)_T = \alpha k_T$ ist Gl. (7) gleichbedeutend mit

$$\Delta s = \left(\frac{\partial s}{\partial v} \right)_T \Delta v, \quad (7a)$$

d. h., die Änderung der spezifischen Entropie beim Phasenübergang ist allein durch die Änderung des Volumens bedingt. Im allgemeinen wäre außerdem noch ein Term zu erwarten, der den verschiedenen Ordnungszustand der beiden Phasen berücksichtigt. Wenn der Phasenübergang mit einer bedeutenden Veränderung des Ordnungszustandes verbunden ist, wie das beispielsweise beim Schmelzen der Fall ist, ist zu erwarten, daß der davon herrührende Beitrag zur Änderung der Entropie groß ist; zwei kristalline Phasen befinden sich dagegen in annähernd gleich geordneten, gleich unwahrscheinlichen Zuständen, so daß es kaum überrascht, daß nach Gl. (7a) die Entropieänderung allein durch die Volumenänderung bestimmt ist. Aus dieser Überlegung geht zugleich hervor, daß Gl. (6) auf Schmelzkurven nicht anwendbar sein dürfte. Es ist aber zu vermuten, daß ihre Gültigkeit durchaus nicht auf die Phasentransformationen des Mantelmaterials begrenzt ist, sondern für beliebige Hochdruck-Umwandlungen gilt, wenn nur die DEBYE'sche charakteristische Temperatur wesentlich überschritten ist.

Gl. (6) ließe sich experimentell nachprüfen, wenn neben Phasengrenzkurven auch der Kompressionsmodul und der thermische Ausdehnungskoeffizient der homogenen Phasen unter den entsprechenden Bedingungen bestimmt würde. Derartige Messungen scheinen aber leider nicht vorzuliegen. Ein gewisser Test ist jedoch möglich, indem man die Werte des Erdmantels (Tabelle 1) mit den experimentell bestimmten Steigungen von Phasengrenzkurven vergleicht, die im Erdmantel von Bedeutung sein dürften.

Beispielsweise lautet die Transformationskurve für die Phasenänderung Fayalit \rightarrow Fe_2SiO_4 -Spinell nach AKIMOTO, FUJISAWA und KATSURA [1965] $p = (12 + 0,045 \cdot T) \text{ kb}$; die Temperatur T ist dabei in $^\circ\text{C}$ einzusetzen. Die Kurve ist in Abb. 2 aufgetragen. Da in dem Bereich zwischen den gestrichelten Kurven T_{inf} und T_{sup} die meisten der in der Literatur veröffentlichten Abschätzungen über den Temperaturverlauf im Erdinnern liegen, ist die Fayalit-Spinell-Umwandlung zwischen 200 km und 300 km Tiefe zu erwarten. Für die Steigung einer Phasentransformationskurve des Mantelmaterials in

diesem Tiefenbereich ergibt sich nach Gl. (6) und Tabelle 1 $dp/dT^* \approx 61$ bar/grd; der von AKIMOTO et al. gemessene Wert ist dagegen 45 bar/grd. Der Vergleich der beiden Werte ist befriedigend, zumal eine genaue Übereinstimmung schon deswegen nicht zu erwarten ist, weil Fe_2SiO_4 sicher nicht die wesentliche Komponente des Mantelmaterials darstellt.

Nach der Überzeugung vieler Autoren dürfte dagegen das Mantelmaterial zu einem großen Teil aus Mg_2SiO_4 bestehen. Eine Spinell-Modifikation von Mg_2SiO_4 konnte zwar bisher noch nicht synthetisiert werden, jedoch ist es RINGWOOD [1958] sowie RINGWOOD und SEABROOK [1962] gelungen, aus Untersuchungen der Stabilität von Mischkristallen aus dem System $\text{Ni}_2\text{GeO}_4\text{—Mg}_2\text{SiO}_4$ mutmaßliche Umwandlungs-

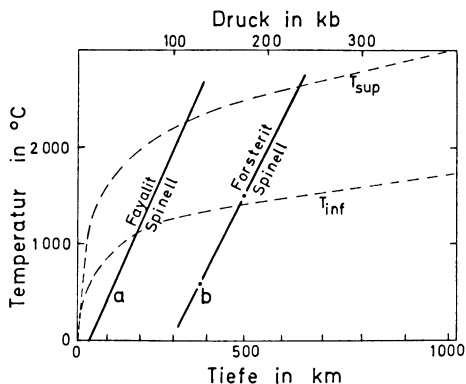


Abb. 2: Phasengrenzen für die Olivin-Spinell-Transformationen.
a) von Fe_2SiO_4 nach AKIMOTO et al. (1965).
b) von Mg_2SiO_4 nach RINGWOOD (1958), RINGWOOD et al. (1962).

Fig. 2: Phase transition lines for the olivine-spinel-transitions.
a) Fe_2SiO_4 after AKIMOTO et al. (1965).
b) Mg_2SiO_4 after RINGWOOD (1958), RINGWOOD et al. (1962).

punkte des reinen Forsterits zu erschließen. Danach sollte der Übergang in die Spinell-Modifikation bei 600°C und 130 kb und bei 1500°C und 175 kb erfolgen. In Abb. 2 ist durch diese Punkte eine Gerade gelegt; sie hat eine Steigung von 50 bar/grd. Nach Gl. (6) und Tabelle 1 sollte sich dagegen für den betreffenden Tiefenbereich eine Steigung von 62 bar/grd ergeben. Aufgrund des relativ geringen Unterschiedes wird man hoffen dürfen, daß Gl. (6) auch im allgemeinen eine brauchbare Abschätzung darstellt.

3 Phasenänderungen im Innern von Konvektionsströmen

In einem hydrostatisch geschichteten Medium sind die Flächen konstanten Drucks und konstanter Temperatur mit den Flächen konstanten Schwerepotentials identisch. Wenn wir näherungsweise annehmen, daß letzteres nur von der Tiefe abhängt, folgt

daher, daß der Temperaturverlauf eine Phasengrenzkurve in einer ganz bestimmten Tiefe schneidet. Unterhalb dieser Tiefe muß dann das Material in der dichteren, darüber in der weniger dichten Phase vorliegen; in der Grenzfläche tritt ein Dichtesprung auf (vgl. Abb. 3). Es wäre zu erwarten, daß derartige unstetige Dichteänderungen auch unstetige Änderungen der Geschwindigkeiten seismischer Wellen zur Folge haben sollten. Die tatsächlich beobachteten Geschwindigkeiten scheinen jedoch im ganzen Erdmantel stetig zu sein, was darauf hindeutet, daß auch die Phasenübergänge stetig verlaufen.

Eine mögliche Erklärung dafür läßt sich unter der Annahme von Konvektionsströmen geben, die den ganzen Erdmantel, über Phasengrenzen hinweg, durchdringen.

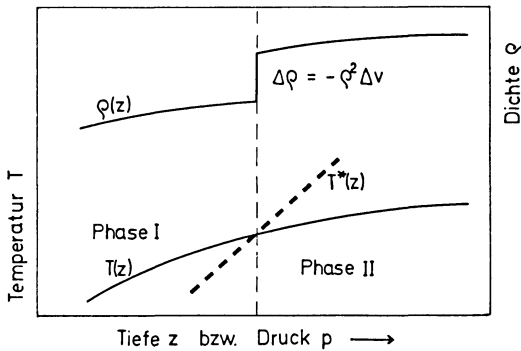


Abb. 3: Phasenänderung in einem hydrostatisch geschichteten Medium; die gestrichelte Linie ist die Phasengrenzkurve.

Fig. 3: Phase transition in a hydrostatic layered medium; the broken line is the phase transition curve.

Betrachten wir das Material, das — weil relativ zu kalt — in einem nach unten gerichteten Konvektionsstrom absinkt. Wegen der großen Rayleigh-Zahl, die für den Erdmantel errechnet wird (vgl. z. B. KNOPOFF 1964), ändern sich die Zustandsgrößen in den homogenen Phasen praktisch adiabatisch. Wo die Adiabate eine Phasengrenzkurve erreicht, wandelt sich das Material um, und es wird latente Wärme frei. Wenn das ganze Material spontan in die dichtere Phase übergehen würde, würde die gesamte latente Wärme frei und hätte einen Temperaturanstieg um L/c zur Folge. Dieser Temperaturanstieg würde augenblicklich wieder in das Stabilitätsgebiet der leichteren Phase zurückführen, wodurch die Umwandlung rückgängig gemacht würde (siehe Abb. 4). Es kann daher nur ein solcher Bruchteil in die dichtere Phase übergehen, daß ihr Stabilitätsbereich nicht wieder verlassen wird. Damit müssen notwendig beide Phasen nebeneinander bestehen, und das ist nur auf der Phasengrenzkurve möglich. Unter kontinuierlicher Umwandlung des Materials ändern sich daher in der Strömung

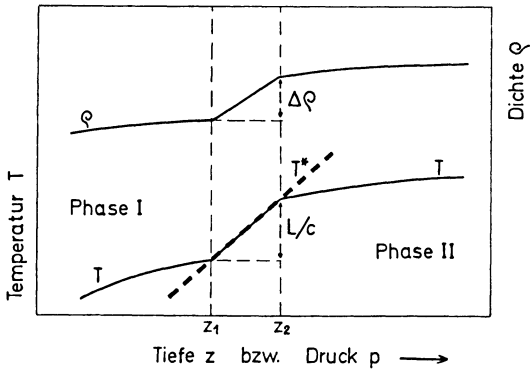


Abb. 4: Phasenänderung in einem Konvektionsstrom (bezüglich der Knicke bei z_1 und z_2 vgl. Abb. 5a, b).

Fig. 4: Phase transition within a convection current (as to the breaks at z_1 and z_2 see Fig. 5a, b).

Druck und Temperatur so lange entsprechend der Bedingung der Phasengrenzkurve, bis der Temperaturanstieg L/c beträgt. Erst dann hat sich das Material vollständig umgewandelt, und Druck und Temperatur ändern sich wieder adiabatisch. Um es noch einmal zusammenzufassen: Bei Anwesenheit von Konvektion ist die Grenze der beiden Phasen nicht scharf, sondern der Übergang erfolgt in einer Zone mit stetiger Dichteänderung; der Temperaturverlauf in der Übergangszone folgt der Phasengrenzkurve¹⁾.

Die Zunahme der dichteren Phase in der Übergangszone muß derart erfolgen, daß die Phasengrenztemperatur erhalten bleibt. Wenn der Phasenparameter y den prozentualen Anteil der dichteren Phase bezeichnet, ergibt sich die Bedingung

$$\frac{-L}{c} dy = dT^* . \quad (8)$$

(Das negative Vorzeichen ist erforderlich, da eine endotherme Reaktion mit negativer latenter Wärme verbunden ist!) Sofern die Variation der latenten Wärme innerhalb der Übergangszone vernachlässigt werden kann, folgt aus Gl. (8), daß die Zunahme der dichteren Phase der Temperaturzunahme proportional ist.

Der in Abb. 4 wiedergegebene Temperatur- und Dichteverlauf kann noch nicht ganz korrekt sein. Die Knicke im Temperaturverlauf sind nur möglich, wenn dort Wärmequellen oder Wärmesenken lokalisiert sind. Der Knick an der oberen Grenze hätte zur Folge, daß der von unten nach z_1 hereinfließende Wärmestrom größer ist als der nach oben abfließende. Das ist im stationären Fall nur dann möglich, wenn an der Stelle z_1 Wärme verbraucht wird. Für einen aufsteigenden Konvektionsstrom ist das gewährleistet, wenn bei z_1 der Anteil der dichteren Phase sprunghaft von $y_1 \neq 0$ auf $y = 0$ abnimmt. Die Größe des Sprungs ergibt sich aus der Bedingung, daß die Differenz des rechts- und linksseitigen Wärmestromes $j(z_1+) - j(z_1-)$ genauso groß sein muß wie die Wärmemenge, die erforderlich ist, die pro Zeit- und Flächeneinheit durch-

¹⁾ Auf diesem Sachverhalt hat schon VERHOOGEN [1965] hingewiesen.

strömende Masse ϱw vollständig in die weniger dichte Phase überzuführen. (ϱ und w sind die Dichte und der Betrag der vertikalen Strömungsgeschwindigkeit.) y_1 im aufsteigenden Konvektionsstrom ist demnach bestimmt durch

$$j(z_1+) - j(z_1-) = \lambda \left[\frac{dT^*}{dz} - \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_s \right] = -y_1 L \varrho w. \quad (9a)$$

In einem absteigenden Konvektionsstrom stellt ein Sprung in y an der Stelle z_1 keine Wärmesenke, sondern eine Wärmequelle dar, da bei der Bildung der dichteren Phase Wärme frei wird. Es muß daher gefolgert werden, daß in einer nach unten gerichteten Strömung die Zunahme der dichteren Phase am Beginn der Übergangszone stetig erfolgt und daß folglich auch der Wärmestrom an der Stelle z_1 stetig bleibt. Im absinkenden Konvektionsstrom kann also der Temperaturverlauf bei z_1 keinen Knick haben, sondern er muß sich der Phasengrenzkurve anschmiegen. Zur Berechnung des Temperaturverlaufs in der homogenen Phase nahe z_1 wird von der Wärmeleitungsgleichung ausgegangen, die nach dem 2. Hauptsatz der Thermodynamik in der Form

$$\varrho T \frac{ds}{dt} = \lambda \nabla^2 T \quad (10)$$

geschrieben werden kann. (∇^2 ist der LAPLACE-Operator und $d/dt = \partial/\partial t + (\vec{v} \text{ grad})$, mit \vec{v} als Strömungsgeschwindigkeit, die substantielle Ableitung nach der Zeit.) Unter Berücksichtigung von

$$\begin{aligned} ds &= \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p dT + \left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_T dp = \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p \left[dT - \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_s dp \right] \\ &= \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p d(T - T_s) = \frac{c_p}{T} d(T - T_s) \end{aligned}$$

folgt:

$$\varrho c_p \frac{d}{dt} (T - T_s) = \lambda \nabla^2 T. \quad (10a)$$

T_s bezeichnet dabei den adiabatischen Temperaturverlauf. Wenn stationäre Verhältnisse vorausgesetzt werden — und damit spezialisieren wir zunächst auf stationäre Konvektionsströme —, und wenn lediglich die z -Abhängigkeit berücksichtigt wird, was für das Innere vertikal fließender Konvektionsströme erlaubt ist, ergibt sich:

$$w \varrho c_p \frac{d}{dz} (T - T_s) = \lambda \frac{d^2 T}{dz^2}.$$

w ist die z -Komponente der Strömungsgeschwindigkeit.

Da sich der adiabatische Temperaturgradient mit der Tiefe nur wenig ändert, gilt praktisch auch:

$$w \varrho c_p \frac{d}{dz} (T - T_s) = \lambda \frac{d^2}{dz^2} (T - T_s). \quad (10b)$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung, die die Bedingungen erfüllt, daß erstens die Steigung dT/dz an der oberen Grenze z_1 der Phasenübergangszone gleich der Steigung der Phasengrenzkurve dT^*/dz ist und daß zweitens der Temperaturverlauf in der leichteren Phase in großer Entfernung von z_1 mit dem adiabatischen übereinstimmt, lautet:

$$T = T_s + \frac{\kappa}{w} \left[\frac{dT^*}{dz} - \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_s \right] \exp \left\{ \frac{w}{\kappa} (z - z_1) \right\}. \quad (11a)$$

$\kappa = \lambda/\rho c_p$ bezeichnet die Temperaturleitfähigkeit.

An der unteren Grenze z_2 der Phasenübergangszone sind die Verhältnisse umgekehrt. Der in Abb. 4 eingezeichnete Knick im Temperaturverlauf kann dort nur auftreten, wenn an der Stelle z_2 Wärme frei wird. Das ist im absteigenden Konvektionsstrom der Fall, wenn bei z_2 der Anteil der dichteren Phase sprunghaft von $y_2 \neq 1$ auf 1 zunimmt. Im aufsteigenden Konvektionsstrom dagegen kann bei z_2 kein Sprung in y auftreten, da dies eine Wärmesenke darstellen würde. Analog zu den Gl. (9a) und (11a) sind der Phasensprung an der Stelle z_2 im absteigenden Konvektionsstrom und der Temperaturverlauf im aufsteigenden unterhalb z_2 durch die Gl. (9b) und (11b) bestimmt:

$$j(z_2 -) - j(z_2 +) = \lambda \left[\frac{dT^*}{dz} - \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_s \right] = -(1 - y_2) L \rho w \quad (9b)$$

$$T = T_s - \frac{\kappa}{w} \left[\frac{dT^*}{dz} - \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_s \right] \exp \left\{ \frac{w}{\kappa} (z_2 - z) \right\}. \quad (11b)$$

In den Abb. 5a und 5b ist der Temperaturverlauf für den absteigenden und den aufsteigenden Konvektionsstrom getrennt dargestellt. Jeweils dort, wo der Konvektionsstrom in die Phasenübergangszone eindringt, schmiegt sich der Temperaturverlauf der Phasengrenzkurve an und ändert sich die Dichte stetig; an der Austrittsstelle dagegen tritt ein Knick im Temperaturverlauf und ein Dichtesprung auf.

Die Dicke $z_2 - z_1$ der Phasenübergangszone ergibt sich aus der Bedingung, daß der kontinuierliche Anstieg von y im Innern der Übergangszone und der diskontinuierliche auf dem Rand zusammen 1 ergeben müssen. Durch Integration von Gl. (8) erhält man bei Verwendung von Gl. (9a) bzw. (9b):

$$1 = \frac{c}{-L} (z_2 - z_1) \frac{dT^*}{dz} + \frac{\lambda}{-L \rho w} \left[\frac{dT^*}{dz} - \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_s \right].$$

Die Steigungen der Phasengrenzkurven sind gewöhnlich sehr viel größer als die der Adiabaten, so daß $(\partial T/\partial z)_s$ gegenüber (dT^*/dz) vernachlässigt werden darf. Die Dicke der Übergangszone ist somit

$$z_2 - z_1 = \frac{-L}{c} \left(\frac{dT^*}{dz} \right)^{-1} - \frac{\kappa}{w}. \quad (12)$$

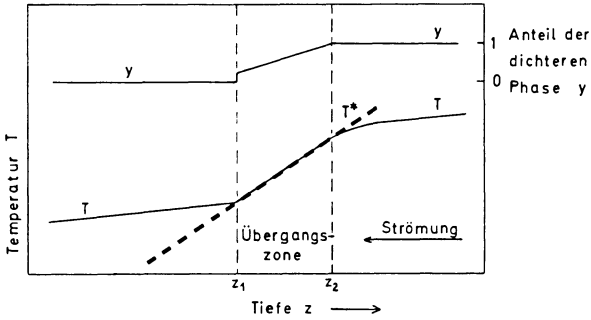


Abb. 5a: Phasenübergangszone in einem abwärts fließenden Konvektionsstrom.

Fig. 5a: Phase transition zone in a descending convection current.

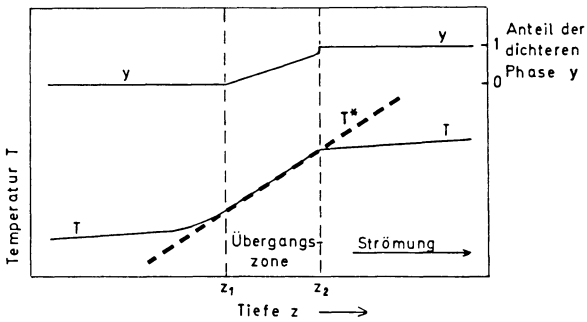


Abb. 5b: Phasenübergangszone in einem aufwärts fließenden Konvektionsstrom.

Fig. 5b: Phase transition zone in a rising convection current.

Aus der Gl. (12) geht hervor, daß die Dicke der Phasenübergangszone maximal $(-L/c)(dT^*/dz)^{-1}$ beträgt. Dieser Wert wird dann erreicht, wenn die Wärmeleitung ohne Bedeutung ist. Je kleiner jedoch die Geschwindigkeit des Konvektionsstromes ist, desto mehr macht sich der Einfluß der Wärmeleitung bemerkbar, desto größer ist nach Gl. (9a, b) der auftretende Dichtesprung, und desto dünner ist nach Gl. (12) die Phasenübergangszone. (Eine negative Dicke $z_2 - z_1$, die man nach Gl. (12) für sehr kleine vertikale Strömungsgeschwindigkeiten erhalten kann, hat natürlich keinen Sinn, sondern bedeutet, daß eine scharfe Phasengrenze vorliegt.)

Die Länge κ/w , um welche die Phasenübergangszone durch den Einfluß der Wärmeleitung verkürzt wird, ist nach Gl. (11a, b) identisch mit der Länge, innerhalb derer die Störung des adiabatischen Temperaturverlaufs auf $1/e$ zurückgegangen ist. Innerhalb dieser Entfernung macht sich bereits in den homogenen Phasen die Nähe der Phasenübergangszone bemerkbar. Weiter jedoch kann sich die Wärmeleitung entgegen der Strömung zur Geltung bringen.

4 Sind stationäre Konvektionsströme im Erdmantel über Phasengrenzen hinweg möglich?

Während im letzten Abschnitt untersucht wurde, wie Phasenänderungen im Innern von Konvektionsströmen ablaufen, soll nunmehr nach den Bedingungen gefragt werden, unter denen ein stationärer Konvektionsstrom Räume durchdringen kann, in denen sich die Phase ändert.

Konvektionsströme werden durch Auftriebskräfte hervorgerufen. Die Strömung kann nur dann stabil sein, wenn in jeder Tiefe z die mittlere Dichte im absteigenden Konvektionsstrom größer als die im aufsteigenden Konvektionsstrom ist. Wenn eine Phasengrenze durchstoßen werden soll, muß diese Bedingung auch in der entstehenden Phasenübergangszone erfüllt sein. Daraus läßt sich eine untere Grenze für die Temperaturdifferenz ΔT zwischen dem aufsteigenden und dem absteigenden Konvektionsstrom ableiten: Die Dichte ρ_{\downarrow} im absteigenden Konvektionsstrom kann nur dann in der ganzen Phasenübergangszone größer sein als die im aufsteigenden, wenn die obere Grenze ($z_{1\downarrow}$) der Phasenübergangszone im absteigenden Teil der Strömung um mehr als κ/w höher liegt als die obere Grenze im aufsteigenden Teil (siehe Abb. 6). κ/w ist nach Gl. (12) diejenige Länge, um welche die Breite der Phasenübergangszone durch den Einfluß der Wärmeleitung verkleinert wird. Die Bedingung $z_{1\uparrow} - z_{1\downarrow} > \kappa/w$ ist gleichbedeutend damit, daß in der Tiefe $z_{1\downarrow}$ die Temperaturdifferenz zwischen dem

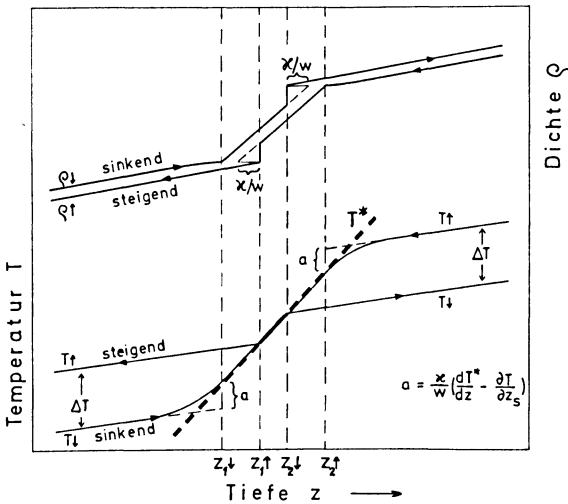


Abb. 6: Temperatur- und Dichteverlauf in einem stationären Konvektionsstrom, der eine Phasengrenze durchdringt.

Fig. 6: Variation of temperature and density in a stationary convection current breaking through a phase boundary.

aufsteigenden und dem absteigenden Konvektionsstrom größer als

$$\frac{\kappa}{w} \left[\frac{dT^*}{dz} - \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_s \right]$$

sein muß. Da außerdem nach Gl. (11 a) der absteigende Konvektionsstrom vor Erreichen der Übergangszone eine überadiabatische Temperaturerhöhung vom selben Betrag erfährt, ergibt sich schließlich für die Temperaturdifferenz ΔT zwischen dem aufsteigenden und dem absteigenden Konvektionsstrom die Ungleichung

$$\Delta T > 2 \frac{\kappa}{w} \left[\frac{dT^*}{dz} - \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_s \right], \quad (13)$$

welche erfüllt sein muß, wenn der Konvektionsstrom die Phasengrenze durchdringen soll. Auf dieselbe Ungleichung wären wir gelangt, wenn wir die Betrachtung an der unteren Grenze der Phasenübergangszone z_2 angestellt hätten. Wegen $\kappa = \lambda/\rho c_p$ kann Gl. (13) auch in der Form

$$\rho c_p w \Delta T > 2 \lambda \left[\frac{dT^*}{dz} - \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_s \right] \quad (13a)$$

geschrieben werden. Die linksstehende Größe ist gerade der konvektive Wärmefluß, d. h. diejenige Wärmemenge, die durch die Konvektion pro Zeiteinheit durch die Flächeneinheit getragen wird [HALES 1936; RUNCORN 1962, S. 30; MACDONALD 1963]. Eine Phasengrenze kann also nur durchbrochen werden, wenn der konvektive Wärmetransport mehr als zweimal so groß ist wie die Wärmemenge, die unter dem Temperaturgradienten $dT^*/dz - (\partial T/\partial z)_s$ durch Wärmeleitung transportiert wird.

In der Bedingung (13a) kommt zum Ausdruck, daß ein stationärer Konvektionsstrom durch Phasenumwandlungen gehemmt wird. Eine vergleichbare Bedingung existiert in einem chemisch und physikalisch homogenen, viskosen Medium nicht. Vielmehr können darin die Strömungsgeschwindigkeiten und der konvektive Wärmetransport beliebig klein sein, sofern nur die kritische Rayleigh-Zahl entsprechend wenig überschritten ist.

Für die Phasengrenzen der im mittleren Erdmantel zu erwartenden Phasenumwandlungen ergeben sich nach Gl. (6) und Tabelle 1 Steigungen von etwa der Größe

$$\frac{dT^*}{dz} = \left(\frac{1 \text{ bar}}{62 \text{ grd}} \right) \rho g.$$

Mit $g \approx 10^3 \text{ cm/sec}^2$ und $\rho \approx 4 \text{ g/cm}^3$ erhält man:

$$\frac{dT^*}{dz} = 6,45 \text{ grd/km.}$$

Der adiabatische Temperaturgradient ist demgegenüber wesentlich kleiner. Mit $T \approx 2 \cdot 10^3 \text{°K}$ und $\alpha/c_p \approx 2,5 \cdot 10^{-12} \text{ g/erg}$ (vgl. Tabelle 1) ergibt sich

$$\left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)_s = \frac{\alpha T g}{c_p} \approx 0,5 \text{ grad/km}.$$

Damit geht die Bedingung (13a) über in:

$$j_k = \rho c_p w \Delta T > \left(12 \frac{\text{grad}}{\text{km}}\right) \lambda.$$

Über die Wärmeleitfähigkeit λ im Erdinnern ist verhältnismäßig wenig bekannt. Neuere Ergebnisse sprechen für ein Minimum der Leitfähigkeit in 50 km bis 100 km Tiefe und eine starke Zunahme derselben in größeren Tiefen. Für 500 km Tiefe geben SUBBOTIN, NAUMCHIK und RAKHIMOVA [1965] $\lambda = 1,5 \cdot 10^{-2} \text{ cal/cm sec grad}$ an. Wenn wir diesen Wert für den mittleren Mantel zugrunde legen, ergibt sich für den konvektiven Wärmefluß die Bedingung:

$$j_k > 1,8 \cdot 10^{-6} \text{ cal/cm}^2 \text{ sec}. \quad (13b)$$

Der an der Erdoberfläche beobachtete Wärmefluß beträgt jedoch im Mittel nur $1,5 \cdot 10^{-6} \text{ cal/cm}^2 \text{ sec}$ [LEE und UYEDA 1965] und spricht somit gegen die Annahme eines Systems weltumspannender, stationärer Konvektionsströme, die sich über die ganze Tiefe des Erdmantels erstrecken. Dies um so mehr, als ein großer Teil des an der Erdoberfläche beobachteten Wärmeflusses bereits durch die radiogene Wärmeproduktion in der Erdkruste gedeckt ist.

Dennoch scheint der Widerspruch angesichts der Unsicherheit der Daten, die der Ungleichung (13b) zugrunde liegen, nicht groß genug, um notwendig als entscheidendes Argument gegen permanente, den ganzen Mantel durchdringende Konvektionsströme empfunden werden zu müssen. Insbesondere für den Bereich mesozoischer bis neozoischer Orogene, wo nach LEE und UYEDA der mittlere Wärmestrom $(1,92 \pm 0,49) \mu\text{cal/cm}^2 \text{ sec}$ beträgt, und für den Bereich der ozeanischen Rücken, wo er derselben Quelle zufolge $(1,82 \pm 1,56) \mu\text{cal/cm}^2 \text{ sec}$ beträgt und wo außerdem die radiogene Wärmeproduktion in der Kruste verhältnismäßig gering sein dürfte, könnte die Bedingung (13b) schon durch unbedeutende Veränderungen der verwendeten Daten mit den Beobachtungen in Einklang gebracht werden. Wir sehen uns daher nicht in der Lage, die Möglichkeit stationärer, den ganzen Erdmantel durchdringender Konvektionsströme mit letzter Sicherheit auszuschließen. Unabhängig von der vorliegenden Betrachtung sind stationäre Konvektionsströme aber auch deswegen unwahrscheinlich, weil sie dem episodischen Charakter der geotektonischen Vorgänge nicht gerecht werden können.

5 Können episodische Konvektionsströme den mittleren Erdmantel durchdringen?

Die Ergebnisse des letzten Abschnitts beruhen weitgehend auf der Voraussetzung der Stationarität und sind daher auf episodische Konvektionsströme nicht ohne weiteres anwendbar.

Einen episodischen Konvektionsstrom kann man sich durch ein relativ zu heißes, aufsteigendes Volumen realisiert denken. Zum Stillstand gekommen, hinterläßt er eine statisch stabile Temperaturverteilung, die nur durch Wärmeleitung abgebaut werden kann. Erst wenn diese Temperaturverteilung abgebaut ist, kann im selben Raum ein neuer episodischer Konvektionsstrom entstehen. Wenn der Durchmesser des Konvektionsstromes d betragen hat, wird auch die Temperaturstörung, die er hinterläßt, denselben Durchmesser haben; näherungsweise wird man sie als cosinus-förmig mit der Wellenlänge $2d$ beschreiben können. Eine solche Temperaturstörung hat, wie sich aus der Wärmeleitungsgleichung ergibt, die Eigenschaft, exponentiell mit der Zeit abzuklingen; sie geht auf $1/e$ zurück in der Zeit

$$\bar{t} = \frac{d^2}{3\pi^2\kappa}. \quad (14)$$

Darauf gründet sich der Einwand, den BROOKS [1941] gegen episodische Konvektionsströme im Erdmantel gemacht hat. Setzt man voraus, daß der Konvektionsstrom den gleichen Durchmesser wie der Erdmantel hat — das ist für episodische Konvektionsströme allerdings nicht zwingend —, so ergibt sich mit $\kappa = 1,5 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{sec}$ und $d \approx 3000 \text{ km}$

$$\bar{t} = 7 \cdot 10^9 \text{ Jahre,}$$

d. h. mehr als das Alter der Erde. Es muß daraus gefolgert werden, daß der Durchmesser der Konvektionsströme — sofern die Konvektionstheorie das von ihr Erwartete leisten soll — wesentlich kleiner sein muß als oben vorausgesetzt. Wenn die Beobachtungen der Geologen erfüllbar sein sollen, muß wohl spätestens nach $1 - 2 \cdot 10^8$ Jahren im gleichen Gebiet ein neuer Konvektionsstrom möglich sein. Daraus ergibt sich nach Gl. (14), daß der Durchmesser episodischer Konvektionsströme höchstens 400 km bis 500 km betragen kann. Andererseits wird man, wenn man sich die ihnen zugeschriebenen Wirkungen vor Augen führt, kaum annehmen dürfen, daß ihr Durchmesser wesentlich kleiner sein kann, so daß auch die Zeitspanne, die vergehen muß, bevor an derselben Stelle einem ersten Konvektionsstrom ein zweiter folgen kann, kaum jemals kleiner als 10^8 Jahre sein wird.

Während dieses Zeitraumes dürften die Phasenübergangszonen, die der erste Konvektionsstrom hinterlassen haben mag, längst wieder zu scharfen Phasengrenzen zusammengeschrunpft sein. (Man könnte versucht sein, aus Gl. (12) zu folgern, daß schon mit Beendigung der Konvektionsströmung die Phasenübergangszonen verschwunden sind; indessen wurde Gl. (12) unter der Voraussetzung stationärer Be-

dingungen abgeleitet und kann daher auf episodische Konvektionsströme nicht ohne weiteres angewendet werden.) Eine eingehendere Untersuchung zeigt, daß eine Phasenübergangszone der maximalen Dicke D spätestens nach der Zeit

$$t^* = \frac{D^2}{4\kappa} \quad (15)$$

durch Wärmeleitung abgebaut ist.

Nach BULLENS Modell A (Abb. 1) beträgt die überadiabatische Dichtezunahme im mittleren Erdmantel $\Delta\rho \approx 0,6 \text{ g/cm}^3$ (bzw. $\Delta v = -\Delta\rho/\rho^2 = -0,04 \text{ cm}^3/\text{g}$). Unter der Voraussetzung, daß dieser Dichteanstieg allein durch Phasenumwandlungen bedingt ist, ergibt sich die Gesamtdicke der Phasenübergangszonen nach Gl. (12) zu maximal

$$D_{\max} = \frac{-L}{c} \left(\frac{dT^*}{dz} \right)^{-1}.$$

Nach Gl. (7) erhält man mit $T \approx 2500^\circ\text{K}$ und $\alpha k_T \approx 62 \text{ bar/grad}$ für die latente Wärme insgesamt etwa

$$L = -150 \text{ cal/g}.$$

Mit diesem Wert sowie mit $dT^*/dz \approx 6,45 \text{ grad/km}$ und $c = c_v = 1,1 \cdot 10^7 \text{ erg/g grad} = 0,26 \text{ cal/g grad}$ errechnet sich die maximale Dicke der Phasenübergangszone(n) zu

$$D_{\max} \approx 90 \text{ km}.$$

(Für die spezifische Wärme c kann c_v gesetzt werden, da sich nach Gl. (6) auf der Phasengrenzkurve die Dichten der homogenen Phasen nicht ändern.)

Nach BULLENS Modell A und nach BIRCH [1952, 1954] erstreckt sich die Inhomogenität des Erdmantels über einen Tiefenbereich von etwa 500 km. Das ist nur dann mit dem obigen Wert D_{\max} für die maximale Dicke der Phasenübergangszone(n) verträglich, wenn es sich dabei nicht um eine einzige Übergangszone von 90 km Dicke, sondern um mehrere kleinere Übergangszonen von insgesamt dieser Dicke handelt, die innerhalb des mittleren Mantels vorhanden sind. In der Tat sprechen ja auch einige Erfahrungen und Extrapolationen dafür, daß das Mantelmaterial nicht durch eine einzige Phasenänderung, sondern über verschiedene Zwischenstufen in die im unteren Mantel vorliegende Modifikation übergeht [RINGWOOD 1962; CLARK und RINGWOOD 1964]. Der durch die Olivin-Spinell-Transformation hervorgerufene Dichteanstieg, der nach RINGWOOD [1958] $11 \pm 3\%$ betragen dürfte, deckt allerdings bereits den überwiegenden Teil der im mittleren Mantel erforderlichen überadiabatischen Dichtezunahme von 15%, vorausgesetzt, daß Olivin tatsächlich den wesentlichen Bestandteil des Mantelmaterials darstellt. Etwa zwei Drittel der Gesamtdicke der Phasenübergangszonen entfällt daher auf die Olivin-Spinell-Transformation. In Anlehnung an BULLENS Modell A dürfte sie etwa in 400 km Tiefe zu erwarten sein. Die übrigen

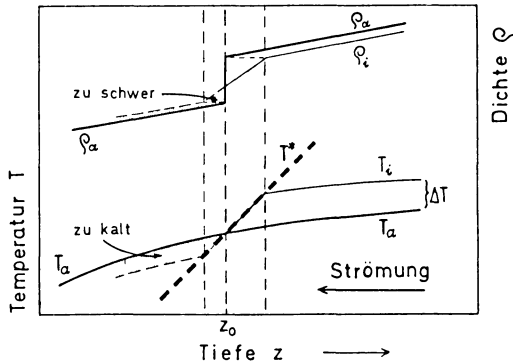


Abb. 7: Temperatur- und Dichteverlauf (T_i , ρ_i) in einem episodischen Konvektionsstrom, der durch eine Phasenumwandlung gestoppt wird. T_a und ρ_a sind Temperatur und Dichte in der ruhenden Umgebung.

Fig. 7: Variation of temperature (T_i) and density (ρ_i) in an episodic convection current being stopped by a phase transition. T_a and ρ_a are the temperature and the density in the undisturbed and resting surroundings.

Phasenübergangszonen, die insgesamt nur etwa ein Drittel der Gesamtdicke ausmachen können, sind in größerer Tiefe zu erwarten. Für die zur Olivin-Spinell-Transformation gehörige Übergangszone, deren Dicke maximal 60 km betragen dürfte, ergibt sich aus Gl. (15) eine maximale Lebensdauer von $2 \cdot 10^7$ Jahren. Eine Übergangszone von 20 km Dicke wird sogar nur $2 \cdot 10^6$ Jahre alt. Das sind recht kurze Zeiträume, verglichen mit denen, die verstreichen müssen, bevor einem ersten Konvektionsstrom an der gleichen Stelle ein zweiter folgen kann. Ein neu entstehender episodischer Konvektionsstrom wird daher im mittleren Erdmantel keine ausgebildeten Übergangszonen, sondern scharfe Phasengrenzen vorfinden.

Eine scharfe Phasengrenze kann von einem aufsteigenden Konvektionsstrom nur durchbrochen werden, wenn das Material in seinem Innern schon vollständig in die leichtere Phase umgewandelt ist, bevor er das Niveau z_0 der scharfen Phasengrenze erreicht; d. h., die in der Strömung entstehende Übergangszone muß ganz unterhalb der scharfen Phasengrenze liegen. Andernfalls wäre das Material oberhalb der Tiefe z_0 im Innern der Strömung kälter und schwerer als das in der Umgebung, und die Strömung käme daher zum Stillstand (vgl. Abb. 7). Da die Temperatur in der Übergangszone um L/c abnimmt, setzt das Durchstoßen der scharfen Phasengrenze voraus, daß die Temperatur im Innern der Strömung vor Beginn der Umwandlung mindestens um L/c höher ist als in der ungestörten Umgebung. Die Bedingung, daß alle Übergangszonen unterhalb der zugehörigen scharfen Phasengrenze liegen, führt mit $L \approx 150$ cal/g und mit $c = 0,26$ cal/g grad auf die Ungleichung

$$\Delta T > 600 \text{ grad.}$$

Ein im unteren Mantel aufsteigender episodischer Konvektionsstrom kann daher den mittleren Mantel nur durchdringen, wenn seine Temperatur an dessen Basis die der Umgebung mindestens um 600 grad übertrifft.

Es stellt sich die Frage, ob so große horizontale Temperaturunterschiede im unteren Erdmantel überhaupt entstehen können. Die Möglichkeit, daß sie durch ungleichmäßige Wärmezufuhr an der Kern-Mantel-Grenze entstehen könnten, scheidet aus. Im flüssigen Erdkern ist mit Konvektionsströmen zu rechnen, die empfindlich auf jede Temperaturdifferenz in der Kern-Mantel-Grenze reagieren und dadurch die Entstehung größerer Differenzen verhindern. Auch im Erdmantel sollten — wenn er sich wie eine viskose Flüssigkeit verhält und wenn die kritische Rayleigh-Zahl überschritten ist — schon beliebig kleine horizontale Temperaturdifferenzen eine Konvektionsströmung einleiten, so daß es gar nicht zur Entstehung größerer Differenzen kommen kann. Große Temperaturstörungen können offensichtlich nur dann entstehen, wenn das rheologische Verhalten des Erdmantels von dem einer viskosen Flüssigkeit verschieden ist; beispielsweise dann, wenn es eine kritische Scherspannung gibt, die erst überschritten werden muß, bevor das Material fließt.

Episodische Konvektionsströme, die den mittleren Mantel durchdringen können, erfordern eine Temperaturstörung $\Delta T > 600$ grad. Wenn spätestens nach $1 - 2 \cdot 10^8$ Jahren im gleichen Gebiet ein neuer Konvektionsstrom möglich sein soll, darf der Durchmesser d der Störung höchstens 400 km bis 500 km betragen. Eine solche Temperaturstörung kann nur dann entstehen, wenn die Fließgrenze nicht schon für wesentlich kleinere Störungen überschritten wird. Die erforderliche kritische Scherfestigkeit σ_c läßt sich aus dem Verhältnis von Auftrieb zu Oberfläche grob abschätzen. Es ergibt sich:

$$\sigma_c \approx \alpha \rho g \frac{\Delta T}{2} \cdot \frac{\frac{4}{3} \pi \left(\frac{d}{2}\right)^3}{4 \pi \left(\frac{d}{2}\right)^2} \approx 160 \text{ bar} .$$

Dieses Ergebnis stimmt größenordnungsmäßig recht gut mit Werten überein, die aus Schwereanomalien abgeleitet werden (vgl. z. B. JEFFREYS 1959, S. 210). Es scheint also gerade die (von den Vertretern der Konvektionstheorie so oft bekämpfte) Annahme einer kritischen Scherspannung zu sein, die der Theorie episodischer, den ganzen Erdmantel durchdringender Konvektionsströme noch eine Chance läßt.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit ist die gekürzte Fassung einer am Institut für Angewandte Geophysik der Ludwig-Maximilians-Universität München entstandenen Diplomarbeit. Die Anregung zu dem Thema verdanke ich Herrn Professor Dr. G. ANGENHEISTER, dessen Rat ich mich auch bei der Ausführung erfreuen durfte. In vielen per-

sönlichen Gesprächen, aber auch durch seine Vorlesungen zur Geodynamik hat Herr Prof. Dr. G. ANGENHEISTER die vorliegende Arbeit entscheidend beeinflusst. Es ist mir eine Genugtuung, an dieser Stelle dafür meinen Dank sagen zu können.

Herrn Dr. H. SOFFEL danke ich für seine Hilfe bei der Abfassung des englischen Textes.

Literatur

- AKIMOTO, S., H. FUJISAWA, und H. KATSURA: The olivine-spinel transition in Fe_2SiO_4 and Ni_2SiO_4 . *J. Geophys. Res.* 70, 1969—1977, 1965.
- BIRCH, F.: Remarks on the structure of the mantle, and its bearing upon the possibility of convection currents. *Trans. AGU* 32, 533—534, 1951.
- , Elasticity and constitution of the Earth's interior. *J. Geophys. Res.* 57, 227—286, 1952.
- , The Earth's mantle; elasticity and constitution. *Trans. AGU* 35, 79—85, 1954.
- , Composition of the Earth's mantle. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* 4, 295—311, 1961.
- BROOKS, H.: Cyclic convection-currents. *Trans. AGU* 22, 548—551, 1941.
- , Symposion on the interior of the Earth; Discussion. *Trans. AGU* 35, 92—93, 1954.
- BULLEN, K. E.: The problem of the Earth's density variation. *Bull. Seismol. Soc. Am.* 30, 235—250, 1940.
- CLARK, S. P., und A. E. RINGWOOD: Density distribution and constitution of the mantle. *Rev. Geophys.* 2, 35—88, 1964.
- GRIGGS, D.: A theorie of mountain-building. *Am. J. Science* 237, 611—650, 1939.
- , Summary of convection-current hypotheses of mountain building. *Trans. AGU* 32, 527—528, 1951.
- GRÜNEISEN, E.: Zustand des festen Körpers. *Handb. d. Physik* (1926), Bd. 10, Kap. 1, 1—51.
- HALES, A. L.: Convection currents in the Earth. *Month. Not. Roy. Astr. Soc., Geophys. Suppl.* 3, 372—379, 1936.
- HESS, H. H.: Comment on mountain building. *Trans. AGU* 32, 528—531, 1951.
- JEFFREYS, H.: *The Earth*, 4. Aufl., London und New York 1959.
- KNOPOFF, L.: The convection current hypothesis. *Rev. Geophys.* 2, 89—122, 1964.
- LEE, W. H. K., und S. UYEDA: Review of heat flow data. *Aus: Terrestrial heat flow*, Herausg. W. H. K. LEE. *Geophys. Mon. Ser. AGU*, Baltimore 1965.
- LUCKE, O.: Über den physikalischen Zustand der Materie im Erdinnern und den Ursprung des geomagnetischen Hauptfeldes. Kap. 12.1 aus: *Geomagnetismus und Aeronomie*, Bd. III, Herausg. Fanslau, Berlin 1959.

- MACDONALD, G. J. F.: The deep structure of continents. *Rev. Geophys.* 1, 587—665, 1963.
- RINGWOOD, A. E.: The constitution of the mantle I; thermodynamics of the olivine-spinel transition. *Geochim. Cosmochim. Acta* 13, 303—321, 1958.
- , Mineralogical constitution of the deep mantle. *J. Geophys. Res.* 67, 4005—4010, 1962.
- RINGWOOD, A. E., und M. SEABROOK: Olivine-spinel equilibria at high pressure in the system $\text{Ni}_2\text{GeO}_4 - \text{Mg}_2\text{SiO}_4$. *J. Geophys. Res.* 67, 1975—1985, 1962.
- RUNCORN, S. K.: *Continental Drift*. New York und London 1962.
- SUBBOTIN, S. I., G. L. NAUMCHIK, und I. SH. RAKHIMOVA: Structure of the Earth's crust and upper mantle. *Tectonophysics* 2, 111—150, 1965.
- UMBGROVE, J. H. F.: The hypothesis of convection currents in the Earth. *Trans. AGU* 32, 535, 1951.
- VENING MEINESZ, F. A.: Instability in the earth's mantle because of the phase-transition-layer. *Proc. Koninkl. Ned. Akad. Wetensch., Ser. B*, 60, 409—415, 1957.
- , Kap. 11 aus: *The earth and its gravity field*. New York, Toronto, London 1958.
- , *Thermal convection in the Earth's mantle*. Aus: *Continental Drift*, Herausg. S. K. Runcorn, New York u. London 1962.
- VERHOOGEN, J.: Petrological evidence on temperature distribution in the mantle of the Earth. *Trans. AGU* 35, 85—92, 1954.
- , Phase changes and convection in the Earth's mantle. *Philos. Trans. Roy. Soc. London, Ser. A*, 258, 276—283, 1965.

Nachtrag:

Die zuletzt genannte Arbeit [VERHOOGEN, 1965] ist dem Autor erst nach Fertigstellung des Manuskriptes bekannt geworden. VERHOOGEN kommt darin zu dem Ergebnis, daß die im Erdmantel zu erwartenden Phasenumwandlungen Konvektion wahrscheinlich geringfügig hemmen, aber nicht unmöglich machen.

Fortsetzung dieser Arbeit von
H.-G. K. A. B. in: Z. Geoph. 35, 4, 1969.

Gravimetermessungen im Nördlinger Ries und seiner Umgebung, Abschätzung der gesamten Defizitmasse¹⁾

Von K. JUNG und H. SCHAAF, Kiel²⁾

Eingegangen am 10. März 1967

Zusammenfassung: 1965 haben JUNG, MENZEL und ROSENBACH [1965] über gravimetrische Messungen im Nördlinger Ries berichtet. Inzwischen wurden die Messungen in die Umgebung des Rieses ausgedehnt. Als Ergebnis wird eine Isogammenkarte der BOUGUER-Anomalien vorgelegt. Eine Tabelle gibt die Meßpunkte mit allen gravimetrischen und topographischen Daten. Eine Abschätzung der gesamten Defizitmasse führt je nach dem angenommenen Regionalfeld auf 34 bis 60 tausend Megatonnen. Im Anhang werden die hierbei gebrauchten Formeln entwickelt.

Summary: In 1965 JUNG, MENZEL and ROSENBACH reported on gravity measurements in the Nördlinger Ries. In the meantime the measurements have been extended into the surroundings of the Ries. The results are shown in a map of isogams of the BOUGUER gravity anomalies and a table containing all gravity and topographic data of the stations. With different assumptions for the regional field the total lacking mass is 3,4 to $6 \cdot 10^{10}$ tons. An appendix contains the theory of the formulas.

Einleitung

Die Probleme, die bei den geophysikalischen und geologischen Untersuchungen des Nördlinger Rieses auftreten, sind bekannt. Daher kann hier auf eine Darstellung dieser Fragen verzichtet werden. Hingewiesen sei jedoch auf die ausführliche Darstellung von PREUSS [1963], wo auch ein recht umfangreiches Literaturverzeichnis zu finden ist.

1962 führten die geophysikalischen Institute aus Clausthal, Kiel und Mainz gemeinsam gravimetrische Messungen im Nördlinger Ries aus. Die Ergebnisse sind 1965 in dieser Zeitschrift veröffentlicht worden [JUNG, MENZEL, ROSENBACH 1965]. Für die Interpretation der Ergebnisse, für Modellrechnungen und auch für die Abschätzung der Defizitmasse muß man die wahre Anomalie des Riesessels kennen. Man gewinnt sie, wenn von dem gemessenen, reduzierten Schwerfeld das Regionalfeld abgezogen wird. Das Regionalfeld kann man sich als eine Fortsetzung des Umgebungsfeldes in das Ries hinein vorstellen. Nur im Süden war das Umgebungsfeld teilweise bekannt

1) Spezialuntersuchung im Rahmen der Schwerpunktprogramme der Deutschen Forschungsgemeinschaft „Geophysikalische Erforschung des tieferen Untergrundes in Mitteleuropa“ und „Unternehmen Erdmantel“. Beitrag No. 59.

2) Professor Dr. Dr. E.h. K. JUNG und Dipl.-Phys. H. SCHAAF, Institut für Geophysik, 23 Kiel, Neue Universität, Haus B2.

[CLOSS, HAHN, SCHLEUSENER 1957], in der übrigen Umgebung jedoch nicht. Wir stellen uns daher die Aufgabe, das Schwerefeld in der näheren Umgebung des Nördlinger Rieses zu vermessen, wobei kleinere, örtliche Anomalien unberücksichtigt bleiben sollten.

Messungen

Das neue Meßgebiet liegt in einem Bereich von etwa 70×70 km, der das Ries nach allen Seiten umgibt. 362 Gravimeterpunkte verteilen sich flächenhaft auf ungefähr 4200 km^2 . Der normale Stationsabstand liegt zwischen 3 und 5 km. Einige Lücken in der flächenhaften Vermessung — z. B.: südlich von Neresheim — sind durch fehlende Höhenpunkte bedingt. Es wurde verzichtet, diese Lücken mit langwierigen Nivellements zu überbrücken. Zur Erleichterung der Nivellierarbeiten wurden alle Meßpunkte möglichst in die Nähe einer Höhenmarke gelegt. Dabei achteten wir darauf, daß die Geländewirkung zwischen 0 und 100 m klein oder zu vernachlässigen war. Die Messungen wurden im Frühjahr 1965 und 1966 ausgeführt.

Das bereits 1962 angelegte Basisnetz im Ries konnte übernommen werden und wurde um sieben neue Stationen erweitert. Sie sind über neun Schleifen mit dem ursprünglichen Netz verbunden. Der Basispunkt Steinheim ist identisch mit dem Basispunkt (8) von JENSCH [1965]. Alle Feldpunkte wurden in Schleifenmessungen an das Basisnetz angeschlossen.

Für die Messungen konnte ein Worden-Gravimeter (Typ Master No. 712) benutzt werden. Es wurde auf der Strecke Nördlingen—Forheim, die einen Schwereunterschied von ca. 34 mGal aufweist, mit den 1962 verwendeten Gravimetern verglichen. So ist gewährleistet, daß sich unsere Messungen gut an die Messungen im Ries anschließen. Die Nivellierarbeiten wurden mit einem Zeiss Ni 2 ausgeführt. Für die Bestimmung der topographischen Nahwirkung stand ein Taschengefällmesser zur Verfügung.

Reduktionen

Die Reduktion der gemessenen Schwerewerte erfolgte in üblicher Weise. Für jeden Meßpunkt wurde die BOUGUERSche Anomalie berechnet,

$$\Delta g'' = (g - g_{\text{Dei}}) - \delta g_{\text{ni}} - \delta g_{\text{BPl}} - \delta g_{\text{top}} - \delta \gamma_0.$$

dabei bedeuten:

$(g - g_{\text{Dei}})$ die gemessene Schweredifferenz gegen den Basispunkt Deiningen (GP No. 233 [JUNG et al. 1965]),

δg_{ni} die Niveaufwirkung,

δg_{BPl} die Wirkung der ebenen BOUGUER-Platte,

δg_{top} die Geländewirkung und

$\delta \gamma_0$ den Unterschied der Normalschwere gegen die Normalschwere in der Breite $\varphi = 48^\circ 51'$.

Im einzelnen kann auf die Darstellung in [JUNG et al. 1965] verwiesen werden. Ergänzend ist jedoch mitzuteilen:

Die Reduktionsdichte

$\sigma = 2,0 \text{ g/cm}^3$ für Gebiete mit einer Geländehöhe $< 450 \text{ m ü. N.N.}$ und

$\sigma = 2,3 \text{ g/cm}^3$ für Gebiete mit einer Geländehöhe $\geq 450 \text{ m ü. N.N.}$

Tabelle 1: Korrekturwerte der BOUGUER-Anomalien in Abhängigkeit von der Stationshöhe für den Fall, daß die Reduktionsdichte um $\Delta\sigma$ von der wahren Dichte abweicht. Die Werte sind in 10^{-2} mGal angegeben.

Corrections of the BOUGUER gravity anomalies as a function of the height of the stations (if there is a difference of $\Delta\sigma$ between the true density and the density used in the reduction).
Unit: 10^{-2} mGal .

Stationshöhe [m] \ $\Delta\sigma$ [g/cm^3]	0,05	0,10	0,15	0,20	Zahl der Stationen
350	-10	-21	-31	-42	} 17
360	-8	-17	-25	-34	
370	-6	-13	-19	-25	
380	-4	-8	-13	-17	
390	-2	-4	-6	-8	
400	0	0	0	0	} 492
410	2	4	6	8	
420	4	8	13	17	
430	6	13	19	25	
440	8	17	25	34	
450	10	21	31	42	} 181
460	13	25	38	50	
470	15	29	44	59	
480	17	34	50	67	
490	19	38	57	75	
500	21	42	63	84	} 69
510	23	46	69	92	
520	25	50	75	101	
530	27	54	82	109	
540	29	59	88	117	
550	31	63	94	126	} 40
560	34	67	101	134	
570	36	71	107	142	
580	38	75	113	151	
590	40	80	119	159	
600	42	84	126	168	} 19
610	44	88	132	176	
620	46	92	138	184	
630	48	96	145	193	
640	50	101	151	201	
650	52	105	157	210	1

wurde beibehalten. Ebenso blieb es bei dem Bezugsniveau von 400 m, obwohl einige Meßpunkte etwas tiefer liegen (vergleiche Tabelle 1). Es schien uns richtig, auch außerhalb der Riesebene die unter 450 m gelegenen Gravimeterpunkte mit der Dichte $2,0 \text{ g/cm}^3$ zu reduzieren, da sich diese Stationen im allgemeinen in Tälern befinden, für deren Untergrund diese Dichte zutreffen dürfte. In manchen Fällen wird die Reduktionsdichte nicht mit den örtlichen Gegebenheiten übereinstimmen. Trotzdem wurde aus naheliegenden Gründen an den angegebenen Dichten festgehalten. Der dadurch begangene Fehler wird jedoch meistens so klein sein, daß die Isogammen in der Karte (Abb. 1) nur unwesentlich beeinflusst werden. Aus Tab. 1 ist der bei der Plattenreduktion eventuell begangene Fehler in Abhängigkeit von der Stationshöhe und dem Unterschied zwischen wahrer und angenommener Dichte angegeben. Falls σ um $\Delta\sigma$ zu niedrig angenommen wurde, ist der in der Tabelle angegebene Wert von der BOUGUERSchen Schwereanomalie zu subtrahieren.

Bei der größeren Ausdehnung des Meßgebietes konnte nicht mehr mit einem konstanten Nordgradienten der Normalschwere gerechnet werden. Statt dessen wurde für jeden Meßpunkt die Normalschwere berechnet und die Differenz gegen die Normalschwere des Bezugsbreitenkreises $\varphi = 48^\circ 51'$ gebildet.

Genauigkeit

Der Schleifenschlußfehler der neu vermessenen Dreiecke des Basisnetzes beträgt im Mittel $0,01_5 \text{ mGal}$ und erreicht in einem Fall $0,04_5 \text{ mGal}$. Der Schleifenschlußfehler von $0,08 \text{ mGal}$ in dem Basisdreieck mit den Stationen 41, 134 und 158 von 1962 [JUNG et al. 1965] konnte aufgeklärt werden. Die Schlußfehler des gesamten, erweiterten Basisnetzes wurden stufenweise ausgeglichen. Dabei ergaben sich an einigen Stationen Änderungen von $\pm 0,01 \text{ mGal}$ gegenüber dem alten, ausgeglichenen Netz.

Die Werte der Geländereduktion sind entsprechend der bewegteren Topographie in der Riesenumgebung größer als im Ries. Obwohl die Geländereduktion überwiegend kleiner als $0,1 \text{ mGal}$ ist, erreicht sie mitunter $0,5 \text{ mGal}$, jedoch ganz selten 1 mGal . Der bei dieser Reduktion verursachte Fehler dürfte in einigen Fällen $\pm 0,05 \text{ mGal}$ betragen und im allgemeinen mit $\pm 0,03 \text{ mGal}$ anzusetzen sein. Der mittlere Fehler der BOUGUER-Anomalie beträgt bei richtig angenommener Dichte etwa $\pm 0,04 \text{ mGal}$.

Meßergebnisse

In Tab. 2 sind nach fallenden Hochwerten alle neuen Gravimeterpunkte mit Koordinaten, Stationshöhe, Reduktionsdichte, gemessener Schwere und BOUGUER-Anomalie aufgeführt. Die Numerierung schließt sich fortlaufend an [JUNG et al. 1965] an.

15 Stationen sind so gelegt worden — darunter der Basispunkt Steinheim (GP No. 747) —, daß deren Werte mit denen des Schweregrundnetzes verglichen werden konnten. Dabei ergab sich für den Basispunkt Deiningen (No. 233) der Wert

$$g_{\text{Dei}} = 980.856,86 \pm 0,06 \text{ mGal}$$

im Potsdamer System.

Tabelle 2: Verzeichnis der Meßpunkte. Die Koordinaten beziehen sich entweder auf den dritten oder vierten Gitterstreifen des GAUSS-KRÜGERSchen Systems.

List of gravity stations containing all gravimetric and topographic data.

GP Nr.	Koordinaten		Höhe über N.N. [m]	σ Reduktions- dichte [gcm ⁻³]	gemessene Schwere $g - g_{\text{Dei}}$ [mGal]	$\Delta g''$ [mGal]
	Rechtswert	Hochwert				
1	2	3	4	5	6	7
458	44.16 520	54.51.360	384,11	2,0	+ 46,35	+ 12,54
459	35.77 620	.50.740	414,75	2,0	+ 58,39	+ 31,38
460	44.19 110	.610	369,21	2,0	+ 46,53	+ 9,91
461	.25 070	.580	383,40	2,0	+ 39,67	+ 5,73
462	.29 100	.500	358,05	2,0	+ 43,22	+ 3,55
463	.05 780	.220	417,86	2,0	+ 46,00	+ 20,24
464	36.07 150	.49.790	449,28	2,0	+ 37,71	+ 19,62
465	44.14 190	.690	409,17	2,0	+ 42,24	+ 15,21
466	35.96 710	.530	454,59	2,3	+ 43,87	+ 26,50
467	44.02 100	.480	418,46	2,0	+ 48,14	+ 23,17
468	35.92 070	.470	450,01	2,3	+ 45,84	+ 27,31
469	43.96 300	.380	431,12	2,0	+ 45,56	+ 23,61
470	44.23 500	.340	355,75	2,0	+ 45,33	+ 6,35
471	.10 580	.320	444,55	2,0	+ 36,47	+ 17,42
472	35.95 050	.200	458,28	2,3	+ 43,38	+ 26,85
473	36.05 040	.48.930	460,84	2,3	+ 34,77	+ 19,12
474	35.89 320	.710	468,59	2,3	+ 40,91	+ 26,92
475	.78 620	.700	433,15	2,0	+ 48,48	+ 27,22
476	36.02 000	.610	486,70	2,3	+ 30,60	+ 20,68
477	44.25 340	.610	363,27	2,0	+ 41,77	+ 4,87
478	36.03 910	.520	458,53	2,3	+ 35,01	+ 19,21
479	.08 280	.260	434,79	2,0	+ 39,49	+ 19,36
480	43.98 680	.150	422,01	2,0	+ 48,70	+ 25,65
481	35.86 720	54.48.120	476,05	2,3	+ 38,08	+ 26,09
482	.84 660	.47.910	529,02	2,3	+ 26,61	+ 26,05
483	44.28 540	.910	351,04	2,0	+ 42,43	+ 3,30
484	43.94 210	.700	428,30	2,0	+ 45,71	+ 24,50
485	44.06 090	.260	416,53	2,0	+ 43,94	+ 20,25
486	.12 150	.090	460,29	2,3	+ 28,48	+ 14,01
487	35.82 300	.080	531,69	2,3	+ 24,77	+ 25,58
488	.03 990	.46.630	479,68	2,3	+ 27,98	+ 18,16
489	.93 450	.620	445,30	2,0	+ 43,82	+ 27,17
490	44.29 530	.520	368,74	2,0	+ 37,58	+ 3,50
491	35.78 300	.000	426,25	2,0	+ 42,92	+ 22,28
492	43.97 300	.45.950	450,44	2,3	+ 41,29	+ 25,87
493	.99 250	.890	468,52	2,3	+ 36,54	+ 25,21
494	44.02 110	.630	449,85	2,0	+ 38,80	+ 24,05
495	43.95 190	.600	439,76	2,0	+ 43,27	+ 26,32
496	35.95 870	.580	491,84	2,3	+ 29,58	+ 23,10
497	43.92 370	.470	459,69	2,3	+ 37,97	+ 24,91

Tabelle 2 (Fortsetzung)

GP Nr.	Koordinaten		Höhe über N.N. [m]	σ Reduktions- dichte [gcm ⁻³]	gemessene Schwere $g - g_{\text{Det}}$ [mGal]	$\Delta g''$ [mGal]
	Rechtswert	Hochwert				
1	2	3	4	5	6	7
498	35.78 200	.44.770	413,00	2,0	+ 43,09	+ 20,46
499	44.05 910	.710	415,49	2,0	+ 41,25	+ 19,40
500	.10 810	.480	421,85	2,0	+ 31,62	+ 11,32
501	35.86 610	.410	464,49	2,3	+ 38,35	+ 26,91
502	.88 150	.43.950	458,67	2,3	+ 38,86	+ 26,56
503	.92 710	.820	460,14	2,3	+ 35,03	+ 23,21
504	35.95 280	54.43.680	483,97	2,3	+ 27,34	+ 20,73
505	44.14 500	.460	431,58	2,0	+ 28,19	+ 10,87
506	.16 550	.150	428,43	2,0	+ 30,08	+ 12,31
507	35.91 200	.010	451,29	2,3	+ 36,66	+ 23,58
508	44.03 840	.42.970	428,12	2,0	+ 38,80	+ 21,24
509	.00 410	.760	480,93	2,3	+ 28,75	+ 22,32
510	43.90 910	.720	515,92	2,3	+ 22,10	+ 23,26
511	44.27 860	.590	393,32	2,0	+ 30,87	+ 5,53
512	.09 300	.460	415,93	2,0	+ 30,85	+ 10,89
513	.20 610	.420	408,64	2,0	+ 30,86	+ 9,22
514	35.86 240	.330	513,28	2,3	+ 25,55	+ 26,11
515	.95 470	.41.820	485,81	2,3	+ 22,98	+ 18,26
516	44.07 170	.820	428,16	2,0	+ 31,18	+ 14,50
517	35.88 000	.710	484,27	2,3	+ 29,22	+ 24,13
518	44.24 030	.500	396,69	2,0	+ 30,49	+ 6,84
519	35.89 490	.460	481,77	2,3	+ 27,96	+ 22,58
520	44.25 970	.430	376,65	2,0	+ 33,81	+ 5,71
521	36.07 210	.40.800	456,83	2,3	+ 31,72	+ 21,84
522	44.11 720	.770	468,81	2,3	+ 17,69	+ 10,23
523	.02 520	.720	473,61	2,3	+ 25,94	+ 19,49
524	35.91 370	.640	504,07	2,3	+ 19,74	+ 19,74
525	43.95 580	.560	475,50	2,3	+ 28,73	+ 22,95
526	35.77 910	.530	409,83	2,0	+ 43,18	+ 23,22
527	44.07 230	54.40.210	433,61	2,0	+ 27,44	+ 13,30
528	36.09 440	.39.850	469,28	2,3	+ 29,36	+ 22,91
529	.05 630	.500	433,74	2,0	+ 34,64	+ 21,27
530	35.86 620	.400	500,80	2,3	+ 21,99	+ 22,21
531	44.03 850	.160	463,78	2,3	+ 24,84	+ 17,59
532	.16 110	.010	493,55	2,3	+ 12,78	+ 11,79
533	43.96 380	.38.900	449,51	2,0	+ 31,81	+ 22,43
534	44.21 280	.860	465,05	2,3	+ 15,86	+ 8,97
535	35.94 630	.740	480,96	2,3	+ 22,00	+ 18,66
536	.91 530	.620	497,92	2,3	+ 17,61	+ 17,83
537	.87 310	.480	411,96	2,0	+ 40,20	+ 22,41
538	44.07 960	.480	446,82	2,0	+ 21,79	+ 11,99
539	36.03 700	.380	474,36	2,3	+ 24,77	+ 20,50
540	35.96 520	.220	448,98	2,0	+ 30,18	+ 21,11

Tabelle 2 (Fortsetzung)

GP Nr.	Koordinaten		Höhe über N.N. [m]	σ Reduktions- dichte [gcm ⁻³]	gemessene Schwere $g - g_{Det}$ [mGal]	$\Delta g''$ [mGal]
	Rechtswert	Hochwert				
1	2	3	4	5	6	7
541	.96 860	.000	446,64	2,0	+ 30,88	+ 21,47
542	.89 770	.37.860	484,10	2,3	+ 20,58	+ 18,54
543	.96 510	.710	441,42	2,0	+ 31,69	+ 21,34
544	.78 570	.260	412,96	2,0	+ 37,36	+ 20,81
545	43,98 990	.210	438,94	2,0	+ 30,46	+ 20,04
546	35.91 720	.170	485,16	2,3	+ 18,56	+ 17,33
547	36.01 510	.130	488,29	2,3	+ 19,89	+ 19,51
548	44.22 320	.000	435,44	2,0	+ 21,98	+ 10,68
549	36.08 260	.36.890	431,89	2,0	+ 31,87	+ 20,24
550	44.02 050	54.36.720	453,52	2,3	+ 25,98	+ 18,57
551	.27 340	.690	429,37	2,0	+ 20,79	+ 8,35
552	43.94 880	.560	455,64	2,3	+ 27,97	+ 21,24
553	44.05 990	.450	452,52	2,3	+ 20,73	+ 13,31
554	35.86 530	.440	458,49	2,3	+ 25,54	+ 19,39
555	36.03 560	.370	474,19	2,3	+ 22,82	+ 20,07
556	35.79 220	.240	412,95	2,0	+ 34,58	+ 18,85
557	44.11 790	.220	435,41	2,0	+ 23,47	+ 12,90
558	.24 700	.220	395,51	2,0	+ 28,94	+ 9,27
559	43.91 260	.180	429,24	2,0	+ 31,83	+ 20,27
560	44.08 830	.35.960	454,73	2,3	+ 19,61	+ 13,01
561	.18 840	.660	438,47	2,0	+ 20,70	+ 11,13
562	43.92 390	.260	426,73	2,0	+ 32,41	+ 20,95
563	43.90 120	.34.640	472,39	2,3	+ 21,59	+ 19,95
564	44.29 120	.220	462,96	2,3	+ 11,23	+ 8,13
565	35.80 020	.33.910	419,30	2,0	+ 29,47	+ 17,18
566	44.06 610	.790	559,27	2,3	- 3,53	+ 13,97
567	35.89 280	.760	473,05	2,3	+ 16,00	+ 14,99
568	44.26 930	.540	434,79	2,0	+ 18,36	+ 10,13
569	35.93 150	.390	450,74	2,3	+ 22,75	+ 17,37
570	44.30 120	.290	511,96	2,3	- 0,08	+ 7,78
571	35.80 400	.250	420,75	2,0	+ 28,41	+ 16,91
572	44.24 850	.210	421,44	2,0	+ 21,86	+ 10,46
573	.13 260	.130	431,83	2,0	+ 20,97	+ 12,13
574	44.17 220	54.32.870	415,62	2,0	+ 24,59	+ 12,15
575	35.95 820	.780	449,13	2,0	+ 24,34	+ 19,73
576	43.92 340	.610	443,83	2,0	+ 27,21	+ 21,68
577	44.04 410	.550	467,88	2,3	+ 15,90	+ 14,88
578	43.90 175	.470	505,01	2,3	+ 14,14	+ 21,20
579	36.02 690	.050	447,42	2,0	+ 25,03	+ 20,69
580	35.85 890	.31.880	462,49	2,3	+ 17,68	+ 15,96
581	.81 160	.540	419,46	2,0	+ 27,17	+ 16,94
582	36.033 10	.400	447,29	2,0	+ 23,06	+ 19,30
583	35.98 750	.370	447,27	2,0	+ 24,15	+ 20,25

Tabelle 2 (Fortsetzung)

GP Nr.	Koordinaten		Höhe über N.N. [m]	σ Reduktions- dichte [gcm ⁻³]	gemessene Schwere $g - g_{\text{Det}}$ [mGal]	$\Delta g''$ [mGal]
	Rechtswert	Hochwert				
1	2	3	4	5	6	7
584	44.15 730	.050	421,54	2,0	+ 21,38	+ 11,90
585	43.96 550	.30.540	435,56	2,0	+ 23,34	+ 17,56
586	44.02 230	.340	438,37	2,0	+ 19,47	+ 14,41
587	35.95 720	.280	472,24	2,3	+ 17,28	+ 18,93
588	.81 790	.190	423,43	2,0	+ 24,99	+ 16,47
589	43.90 620	.29.910	461,23	2,3	+ 17,90	+ 17,73
590	44.23 400	.640	437,31	2,0	+ 16,40	+ 11,70
591	35.81 660	.180	424,13	2,0	+ 23,09	+ 15,64
592	.93 160	.28.920	541,41	2,3	+ 1,48	+ 18,90
593	.85 960	.700	540,94	2,3	- 2,75	+ 14,69
594	.95 950	.410	533,18	2,3	+ 3,64	+ 19,73
595	36.02 250	.110	522,49	2,3	+ 2,48	+ 16,68
596	35.82 530	.27.850	425,71	2,0	+ 21,03	+ 14,98
597	.99 500	.750	513,02	2,3	+ 5,82	+ 18,19
598	44.18 580	54.27.540	423,06	2,0	+ 17,84	+ 11,74
599	36.06 130	.470	448,88	2,0	+ 14,98	+ 14,71
600	35.82 320	.320	430,52	2,0	+ 19,58	+ 15,04
601	.90 120	.240	524,30	2,3	+ 3,60	+ 18,72
602	.89 260	.230	482,97	2,3	+ 12,00	+ 18,32
603	.85 920	.010	514,17	2,3	+ 2,61	+ 15,65
604	.96 260	.26.370	530,86	2,3	+ 2,16	+ 19,41
605	44.23 370	.090	426,23	2,0	+ 16,48	+ 12,26
606	.09 800	.080	576,43	2,3	- 15,99	+ 11,10
607	.27 730	.060	544,47	2,3	- 5,08	+ 15,01
608	.15 290	.25.960	528,73	2,3	- 5,65	+ 11,80
609	.12 920	.900	616,73	2,3	- 23,68	+ 12,14
610	35.90 180	.820	490,40	2,3	+ 10,85	+ 19,88
611	.82 680	.730	431,96	2,0	+ 17,26	+ 14,31
612	36.06 070	.620	459,83	2,3	+ 9,16	+ 12,06
613	35.82 960	.550	439,55	2,0	+ 15,29	+ 14,19
614	44.13 810	.340	616,86	2,3	- 24,05	+ 12,25
615	.13 300	.24.870	581,97	2,3	- 17,50	+ 11,75
616	.20 400	.830	410,79	2,0	+ 18,84	+ 11,91
617	.27 150	.200	553,15	2,3	- 7,01	+ 16,56
618	35.96 720	.23.890	528,32	2,3	- 0,45	+ 18,65
619	.86 710	.870	493,16	2,3	+ 5,75	+ 16,85
620	.89 320	.610	459,58	2,3	+ 13,53	+ 17,80
621	36.00 270	.480	480,92	2,3	+ 6,34	+ 15,35
622	35.83 060	54.23.420	437,76	2,0	+ 13,45	+ 13,65
623	.91 910	.22.960	503,12	2,3	+ 4,88	+ 18,93
624	44.21 530	.920	410,09	2,0	+ 19,55	+ 14,07
625	.25 000	.650	406,83	2,0	+ 21,48	+ 15,87
626	35.83 370	.21.540	463,36	2,3	+ 6,46	+ 13,12

Tabelle 2 (Fortsetzung)

GP Nr.	Koordinaten		Höhe über N.N. [m]	σ Reduktions- dichte [gcm ⁻³]	gemessene Schwere $g - g_{\text{Det}}$ [mGal]	$\Delta g''$ [mGal]
	Rechtswert	Hochwert				
1	2	3	4	5	6	7
627	36.05 430	.320	447,04	2,0	+ 7,87	+ 12,16
628	35.91 900	.180	521,26	2,3	- 0,81	+ 18,49
629	.89 440	.030	472,28	2,3	+ 8,07	+ 17,10
630	.96 460	.20.970	516,29	2,3	- 1,21	+ 17,31
631	44.21 700	.610	552,38	2,3	- 8,29	+ 18,16
632	.15 850	.420	456,25	2,3	+ 8,30	+ 14,46
633	.24 000	.300	526,62	2,3	- 0,83	+ 20,37
634	35.86 370	.19.760	471,04	2,3	+ 5,59	+ 15,32
635	.83 150	.640	466,04	2,3	+ 4,34	+ 13,09
636	44.19 670	.480	510,90	2,3	- 1,43	+ 16,94
637	35.99 740	.410	472,80	2,3	+ 5,34	+ 15,87
638	.96 430	.380	577,54	2,3	- 15,73	+ 17,52
639	.94 600	.18.880	603,13	2,3	- 21,53	+ 17,32
640	44.21 730	.17.980	555,38	2,3	- 10,31	+ 18,68
641	.25 980	.760	407,84	2,0	+ 20,40	+ 19,69
642	35.83 110	.600	477,63	2,3	+ 0,58	+ 13,50
643	44.13 850	.460	474,13	2,3	+ 2,89	+ 15,24
644	.17 450	.450	517,29	2,3	- 3,78	+ 17,64
645	.28 000	.150	400,95	2,0	+ 22,56	+ 19,92
646	35.86 790	54.16.540	497,18	2,3	- 3,15	+ 15,03
647	.82 500	.360	453,10	2,3	+ 4,18	+ 13,09
648	.89 060	.15.800	495,25	2,3	- 2,69	+ 15,71
649	.91 900	.700	489,72	2,3	- 1,46	+ 15,81
650	44.29 100	.410	399,41	2,0	+ 21,62	+ 19,97
651	.27 180	.140	405,94	2,0	+ 19,42	+ 20,16
652	35.97 290	.040	478,40	2,3	+ 2,18	+ 18,04
653	44.15 860	.020	556,22	2,3	- 14,58	+ 16,99
654	35.81 070	.14.790	424,98	2,0	+ 8,63	+ 13,01
655	44.25 910	.180	415,15	2,0	+ 17,48	+ 20,83
656	.11 390	.13.700	529,16	2,3	- 16,20	+ 10,76
657	35.80 730	.160	423,09	2,0	+ 7,99	+ 13,31
658	.89 250	.12.960	667,03	2,3	- 38,17	+ 18,76
659	44.21 400	.790	472,35	2,3	+ 4,78	+ 20,47
660	.22 920	.720	522,79	2,3	- 5,05	+ 21,24
661	35.82 950	.480	532,73	2,3	- 13,80	+ 15,60
662	34.95 340	.440	640,77	2,3	- 30,06	+ 21,78
663	35.97 680	.320	629,24	2,3	- 26,51	+ 23,12
664	44.16 200	.270	496,31	2,3	- 6,06	+ 15,04
665	35.85 650	.030	639,22	2,3	- 33,64	+ 18,06
666	.80 490	.11.660	431,04	2,0	+ 6,12	+ 14,38
667	36.01 080	.10.660	550,29	2,3	- 11,51	+ 22,81
668	35.85 060	.430	624,14	2,3	- 31,09	+ 18,97
669	.86 450	.420	629,49	2,3	- 30,91	+ 19,98

Tabelle 2 (Fortsetzung)

GP Nr.	Koordinaten		Höhe über N.N. [m]	σ Reduktions- dichte [gcm ⁻³]	gemessene Schwere $g - g_{\text{Det}}$ [mGal]	$\Delta g''$ [mGal]
	Rechtswert	Hochwert				
1	2	3	4	5	6	7
670	35.90 890	54.10.280	635,05	2,3	- 31,34	+ 20,98
671	.82 450	.09.750	454,38	2,3	+ 1,00	+ 16,35
672	.94 700	.670	649,00	2,3	- 33,38	+ 22,33
673	44.14 080	.360	470,83	2,3	- 5,24	+ 12,88
674	35.99 430	.08.410	588,41	2,3	- 20,58	+ 23,37
675	.87 050	.040	616,20	2,3	- 30,78	+ 19,17
676	44.17 480	.07.900	459,81	2,3	- 1,20	+ 15,77
677	35.90 050	.760	569,44	2,3	- 20,41	+ 19,97
678	44.13 580	.560	519,60	2,3	- 17,99	+ 11,85
679	.09 100	.180	472,12	2,3	- 13,23	+ 7,01
680	35.86 480	.150	576,45	2,3	- 19,70	+ 22,66
681	.93 010	.06.920	603,49	2,3	- 26,53	+ 21,94
682	44.19 510	.730	444,52	2,0	+ 2,04	+ 17,23
683	36.04 000	.400	612,09	2,3	- 26,57	+ 24,08
684	35.81 840	.020	488,52	2,3	- 9,08	+ 16,45
685	.87 680	.05.940	609,58	2,3	- 31,60	+ 18,57
686	44.13 830	.880	541,74	2,3	- 24,58	+ 11,34
687	35.99 500	.280	579,77	2,3	- 21,35	+ 23,29
688	44.23 360	.140	428,71	2,0	+ 7,16	+ 20,05
689	.28 860	.020	470,60	2,3	+ 1,84	+ 23,25
690	35.80 930	.04.850	499,30	2,3	- 12,17	+ 16,86
691	.94 210	.580	555,29	2,3	- 18,94	+ 20,99
692	44.26 810	.520	404,31	2,0	+ 14,69	+ 22,77
693	.07 470	.180	441,97	2,0	- 10,38	+ 6,46
694	36.01 630	54.03.730	550,44	2,3	- 16,66	+ 23,04
695	35.88 300	.410	608,38	2,3	- 32,68	+ 19,35
696	43.89 960	.000	560,81	2,3	- 26,86	+ 15,79
697	36.03 630	.02.920	570,42	2,3	- 23,16	+ 21,43
698	44.10 100	.780	444,84	2,0	- 11,01	+ 7,67
699	35.98 180	.650	499,84	2,3	- 8,39	+ 21,58
700	36.08 130	.270	547,75	2,3	- 23,48	+ 16,94
701	44.22 960	.230	446,29	2,0	- 0,40	+ 18,80
702	.25 250	.230	442,21	2,0	+ 2,63	+ 20,83
703	35.93 390	.170	512,16	2,3	- 12,62	+ 20,35
704	.83 990	.01.870	609,72	2,3	- 35,01	+ 18,56
705	43.99 090	.830	489,60	2,3	- 22,95	+ 5,43
706	35.81 230	.650	505,56	2,3	- 15,08	+ 16,08
707	43.93 000	.520	518,60	2,3	- 23,85	+ 10,94
708	44.27 950	.160	406,38	2,0	+ 10,66	+ 21,59
709	.20 200	.040	431,81	2,0	- 1,39	+ 15,68
710	35.88 350	.00.900	595,27	2,3	- 32,06	+ 19,23
711	.82 280	.770	499,65	2,3	- 14,55	+ 17,27
712	.95 190	.580	585,87	2,3	- 26,60	+ 23,26

Tabelle 2 (Fortsetzung)

GP Nr.	Koordinaten		Höhe über N.N. [m]	σ Reduktions- dichte [gcm ⁻³]	gemessene Schwere $g - g_{\text{Det}}$ [mGal]	$\Delta g''$ [mGal]
	Rechtswert	Hochwert				
1	2	3	4	5	6	7
713	36.05 000	.520	551,51	2,3	- 23,99	+ 18,55
714	44.17 290	.500	412,72	2,0	- 0,83	+ 12,45
715	35.91 580	.420	582,32	2,3	- 29,16	+ 19,86
716	43.94 770	.330	484,09	2,3	- 22,17	+ 6,27
717	44.10 230	.310	437,14	2,0	- 10,83	+ 7,97
718	36.00 050	54.00.160	484,02	2,3	- 8,80	+ 20,33
719	43.92 360	53.99.890	489,54	2,3	- 21,63	+ 8,33
720	36.09 320	.750	504,16	2,3	- 21,63	+ 11,56
721	35.92 820	.400	575,55	2,3	- 28,23	+ 20,29
722	44.15 300	.330	412,89	2,0	- 2,87	+ 11,33
723	.05 890	.240	399,30	2,0	- 7,55	+ 3,70
724	35.79 390	.140	637,92	2,3	- 44,25	+ 17,50
725	44.07 980	.030	409,55	2,0	- 6,89	+ 6,72
726	.12 750	.98.860	401,28	2,0	- 1,19	+ 10,74
727	35.85 150	.840	502,60	2,3	- 15,45	+ 18,04
728	43.93 910	.600	525,09	2,3	- 32,12	+ 6,44
729	44.21 400	.580	397,06	2,0	+ 4,12	+ 15,07
730	43.98 570	.490	457,47	2,3	- 19,93	+ 4,38
731	36.01 720	.370	473,28	2,3	- 9,51	+ 18,67
732	44.28 810	.290	389,71	2,0	+ 8,34	+ 17,78
733	.14 070	.97.640	399,74	2,0	- 1,58	+ 10,83
734	36.05 680	.150	547,81	2,3	- 28,38	+ 16,14
735	44.11 400	.96.930	400,85	2,0	- 3,85	+ 9,39
736	35.93 460	.500	606,42	2,3	- 37,63	+ 19,64
737	.91 470	.470	558,38	2,3	- 28,03	+ 19,10
738	36.00 340	.410	463,95	2,3	- 8,81	+ 18,56
739	44.02 400	.180	416,53	2,0	- 11,82	+ 5,78
740	35.85 370	.000	497,70	2,3	- 16,75	+ 18,00
741	44.27 600	.95.920	404,28	2,0	- 0,93	+ 13,71
742	.24 750	.890	404,68	2,0	- 0,90	+ 13,87
743	44.20 360	53.95.380	407,45	2,0	- 1,96	+ 13,88
744	35.91 290	.240	577,16	2,3	- 33,68	+ 18,36
745	43.92 960	.080	442,83	2,0	- 20,13	+ 4,40
746	44.05 310	.94.620	410,18	2,0	- 11,00	+ 6,32
747	35.78 180	.460	527,77	2,3	- 25,49	+ 16,70
748	44.13 330	.300	404,72	2,0	- 4,97	+ 11,21
749	36.05 870	.220	524,36	2,3	- 29,64	+ 12,36
750	35.81 400	.180	505,41	2,3	- 20,21	+ 17,73
751	36.03 930	.160	495,25	2,3	- 19,32	+ 16,44
752	35.85 120	.93.810	489,49	2,3	- 17,60	+ 17,05
753	44.15 540	.810	404,88	2,0	- 4,90	+ 11,69
754	.09 680	.360	402,27	2,0	- 6,91	+ 9,72
755	36.10 400	.92.370	448,19	2,0	- 23,41	+ 4,50

Tabelle 2 (Fortsetzung)

GP Nr.	Koordinaten		Höhe über N.N. [m]	σ Reduktions- dichte [gcm ⁻³]	gemessene Schwere $g - g_{\text{Det}}$ [mGal]	$\Delta g''$ [mGal]
	Rechtswert	Hochwert				
1	2	3	4	5	6	7
756	.02 330	.330	461,85	2,3	- 13,01	+ 17,06
757	35.85 490	.130	486,67	2,3	- 19,16	+ 16,40
758	44.28 670	.090	433,19	2,0	- 17,56	+ 6,71
759	.19 090	.000	411,31	2,0	- 9,14	+ 10,32
760	35.90 010	.91.990	559,68	2,3	- 33,15	+ 17,83
761	44.00 880	.800	418,36	2,0	- 17,25	+ 4,23
762	.25 860	.190	450,18	2,3	- 23,68	+ 4,56
763	.04 590	.120	405,83	2,0	- 12,72	+ 6,39
764	43.92 800	.90.760	439,49	2,0	- 24,97	+ 2,24
765	44.10 200	.270	413,35	2,0	- 13,54	+ 7,90
766	.20 580	.040	418,89	2,0	- 16,03	+ 6,70
767	35.85 160	.89.810	479,87	2,3	- 20,01	+ 16,05
768	36.03 810	53.89.450	456,39	2,3	- 16,78	+ 14,48
769	35.82 760	.340	594,22	2,3	- 43,50	+ 17,03
770	43.98 250	.170	416,21	2,0	- 19,13	+ 3,96
771	44.12 740	.88.920	426,15	2,0	- 18,04	+ 7,35
772	35.91 520	.520	461,81	2,3	- 18,82	+ 14,27
773	43.90 490	.330	427,51	2,0	- 24,27	+ 2,20
774	44.07 640	.020	410,64	2,0	- 16,50	+ 6,21
775	.14 320	.87.900	415,09	2,0	- 18,67	+ 4,99
776	.26 640	.840	475,44	2,3	- 32,87	+ 3,34
777	36.04 460	.720	453,38	2,3	- 19,63	+ 12,37
778	35.85 110	.470	472,92	2,3	- 21,32	+ 14,92
779	43.94 470	.160	415,50	2,0	- 21,18	+ 3,47
780	44.22 680	.86.650	428,41	2,0	- 25,15	+ 2,48
781	.13 740	.570	418,79	2,0	- 21,53	+ 4,05
782	36.07 470	.260	435,24	2,0	- 21,42	+ 8,38
783	44.27 800	.190	476,77	2,3	- 35,17	+ 2,65
784	.05 700	.150	412,48	2,0	- 18,82	+ 5,84
785	35.88 640	.85.820	491,22	2,3	- 28,64	+ 12,88
786	.92 680	.360	452,75	2,3	- 22,69	+ 10,96
787	43.92 320	.340	423,37	2,0	- 25,23	+ 2,69
788	36.09 760	.300	431,42	2,0	- 24,60	+ 5,16
789	35.82 980	.84.960	564,17	2,3	- 43,49	+ 14,00
790	44.14 020	.770	421,10	2,0	- 26,06	+ 1,49
791	.27 270	.760	499,51	2,3	- 43,93	- 0,07
792	.11 260	.240	436,30	2,0	- 29,03	+ 2,45
793	44.07 730	53.84.140	456,61	2,3	- 32,30	+ 3,11
794	.29 600	.83.900	459,87	2,3	- 36,33	- 0,23
795	.26 780	.690	449,39	2,0	- 35,13	- 0,44
796	.05 350	.610	414,83	2,0	- 24,24	+ 2,99
797	.23 640	.610	433,77	2,0	- 30,64	+ 0,63
798	.20 880	.580	476,17	2,3	- 40,22	- 0,33

Tabelle 2 (Fortsetzung)

GP Nr.	Koordinaten		Höhe über N.N. [m]	σ Reduktions- dichte [gcm ⁻³]	gemessene Schwere $g - g_{Def}$ [mGal]	$\Delta g''$ [mGal]
	Rechtswert	Hochwert				
1	2	3	4	5	6	7
799	35.91 060	.240	450,16	2,3	- 26,07	+ 8,94
800	36.08 610	.220	435,09	2,0	- 26,04	+ 6,22
801	44.15 740	.82.730	426,09	2,0	- 31,41	- 1,11
802	43.96 130	.270	415,83	2,0	- 24,87	+ 3,75
803	35.95 100	.100	443,82	2,0	- 27,34	+ 7,61
804	.97 480	.040	444,04	2,0	- 27,65	+ 7,43
805	44.06 320	.81.800	430,89	2,0	- 31,36	+ 0,94
806	.13 330	.780	424,92	2,0	- 32,64	- 1,75
807	35.83 780	.620	533,08	2,3	- 42,01	+ 11,55
808	44.18 860	.620	425,57	2,0	- 31,73	- 0,68
809	.08 740	.580	446,85	2,0	- 34,19	+ 1,75
810	36.03 880	.420	437,23	2,0	- 25,74	+ 8,38
811	43.91 060	.390	420,20	2,0	- 26,62	+ 3,76
812	44.02 890	.340	420,60	2,0	- 28,42	+ 1,97
813	.23 740	.050	494,69	2,3	- 49,73	- 3,89
814	35.88 100	.80.900	462,37	2,3	- 31,97	+ 7,42
815	43.93 320	.890	418,88	2,0	- 26,83	+ 3,64
816	.99 560	.770	421,48	2,0	- 29,20	+ 1,94
817	36.00 880	53.80.370	438,99	2,0	- 28,73	+ 6,58
818	44.27 000	.340	472,98	2,3	- 46,16	- 4,38
819	35.79 800	.79.860	533,21	2,3	- 43,49	+ 11,54

Abb. 1 (Karte) zeigt das Isogammenbild, gezeichnet nach den in Tab. 2 aufgeführten BOUGUER-Werten. Die Isogammenführung im Ries wurde [JUNG et al. 1965] entnommen, jedoch nicht der morphologische Riesrand von REICH und HORRIX [1955]. G. WAGNER [1965 und 1966] machte uns dankenswerter Weise darauf aufmerksam, daß diese Riesbegrenzung im Westen tief in autochthones Gebiet vorstößt und dabei Höhen von über 600 m ü. N.N. erreicht. Aus diesem Grund und weil es auch für Geologen recht schwierig ist, einen verbindlichen Riesrand anzugeben, haben wir uns entschlossen, die 450 m Höhenlinie als augenfällige Riesumrandung einzuzichnen. Sie stimmt bemerkenswert gut mit dem morphologischen Riesrand von G. WAGNER überein.

Zur Isogammenführung sei vermerkt, daß sie in einigen Gebieten noch unsicher ist. Es muß damit gerechnet werden, daß bei einer dichteren Vermessung einige Isogammen verändert werden müssen. Jedoch werden diese Veränderungen nicht so schwerwiegend sein, daß sie das Schwerestfeld im Ries beeinflussen.

Abb. 1 (als Kartenbeilage am Schluß des Heftes):

BOUGUER-Anomalien im Nördlinger Ries und seiner Umgebung.
Abstand der Isogammen: 1 mGal.

BOUGUER gravity anomalies in the Nördlinger Ries and in the surrounding area.
Gravity difference between the isogams: 1 mGal.

Abschätzung der im Ries fehlenden Massen

Annäherung mit Zylinder und Rotationsparaboloid

Zur Abschätzung der im Ries fehlenden Massen wurde diese zunächst mit einem Zylinder und einem Rotationsparaboloid angenähert (Abb. 2). Die Annäherung ist recht grob, und man kann nur grob genäherte Ergebnisse erwarten.

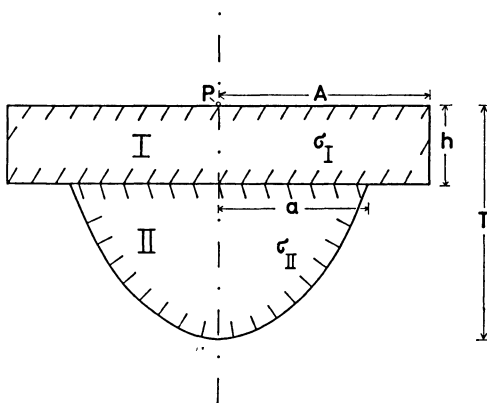
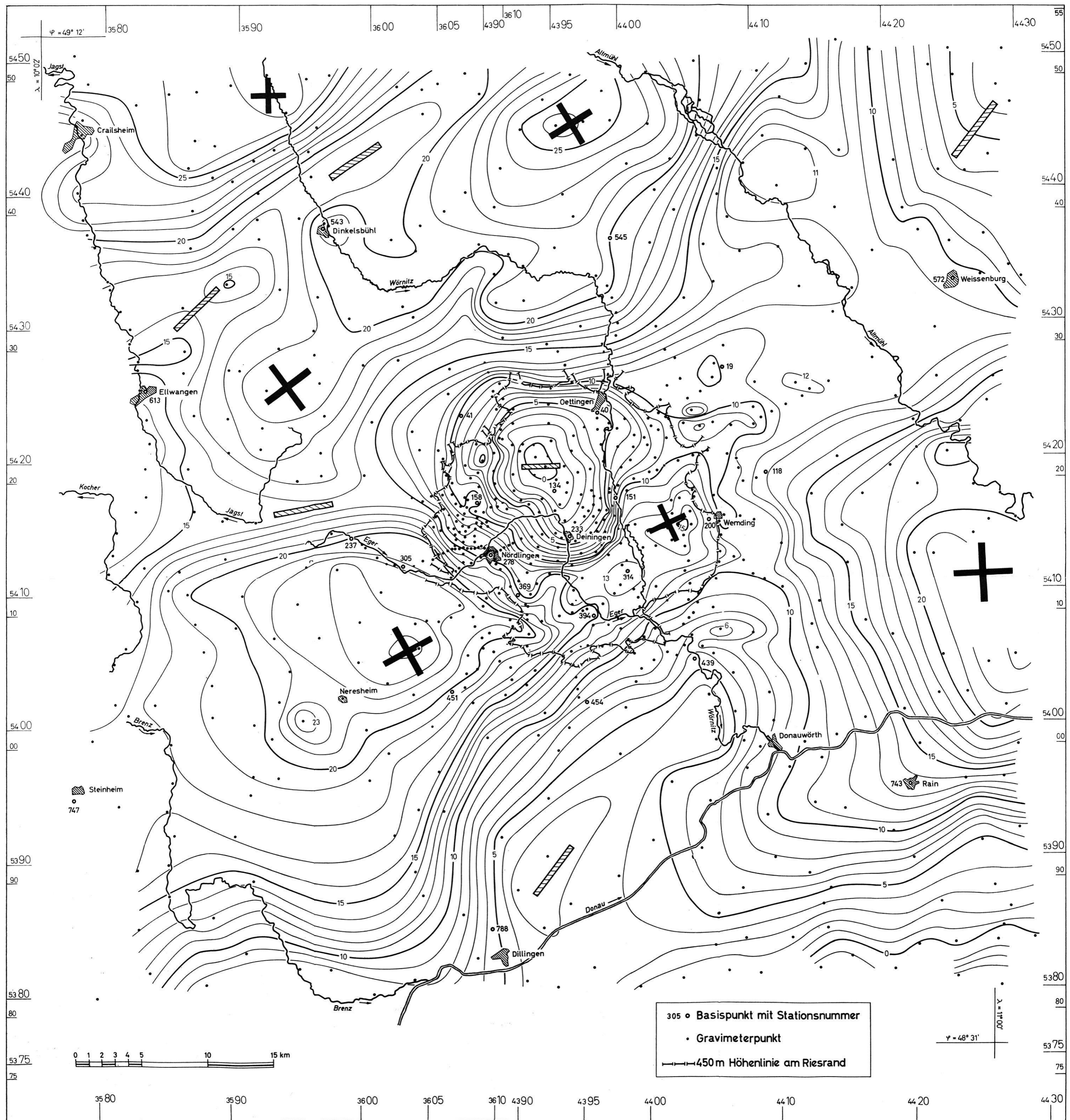


Abb. 2: Annäherung der Störungsmasse mit Zylinder und Rotationsparaboloid.
Approximation of the lacking mass with cylinder and paraboloid of revolution.



BOUGUER-Anomalien im Ries und seiner Umgebung

Abstand der Isogammen: 1 mGal

BOUGUER gravity anomalies in the Nördlinger Ries and the surrounding area

Gravity difference between the isogams: 1 mGal

$$\begin{aligned}
 \text{Für} \quad h &= 0,5 \text{ km} \\
 A &= 10 \text{ km} \\
 a &= 5 \text{ km} \\
 T &= 3,5 \text{ km} \\
 \delta g^{(P)} &= -15 \text{ mGal} \\
 \sigma_{\text{I}} &= \begin{cases} -0,3 \text{ g/cm}^3 \\ -0,2 \text{ g/cm}^3 \end{cases}
 \end{aligned}$$

ergab sich mit den im Anhang I angegebenen Beziehungen:

		$\sigma_{\text{I}} = -0,3 \text{ g/cm}^3$	$\sigma_{\text{I}} = -0,2 \text{ g/cm}^3$
M_{I}	[Mt]	-47 100	-31 400
$\delta g_{\text{I}}^{(P)}$	[mGal]	- 6,1	- 4,1
$\delta g_{\text{II}}^{(P)}$	[mGal]	- 8,9	- 10,9
σ_{II}	[g/cm ³]	- 0,145	- 0,178
M_{II}	[Mt]	-17 100	-21 000
M	[Mt]	-64 200	-52 400

Ferner wurde die Schwerpunkstiefe der gesamten Störungsmasse berechnet. Sie ergab sich zu

$$\begin{aligned}
 &0,590 \text{ km für } \sigma_{\text{I}} = -0,3 \text{ g/cm}^3, \\
 &0,750 \text{ km für } \sigma_{\text{I}} = -0,2 \text{ g/cm}^3.
 \end{aligned}$$

Abschätzungen mit Ausplanimetrieren der Schwerestörung

Zunächst muß die lokale Schwerestörung des Rieses ermittelt werden. Hierzu sucht man ein regionales Schwerefeld aus der gemessenen Schwereverteilung abzuleiten. Subtrahiert man das regionale Feld vom gemessenen, so bleibt die lokale Schwere­störung als Restfeld übrig.

Die Ableitung eines passenden regionalen Feldes erwies sich als unerwartet schwierig. Das Feld außerhalb des Rieses ist vielgestaltig, auch in solchen Entfernungen, in denen das Ries keinen wesentlichen Einfluß mehr ausübt. Die Fortsetzung des äußeren Feldes in das Gebiet des Rieses hinein ist auf recht verschiedene Weise möglich, und es konnte noch kein Regionalfeld gefunden werden, das wesentlich größeres Vertrauen verdient als die anderen. Besondere Schwierigkeit bereiten die niedrigen Schwerewerte, die von der Donau her in etwa nordöstlicher Richtung in die Gegend von Harburg vorstoßen und fast den Südrand des Rieses erreichen. Es ist zu wünschen, daß man wenigstens

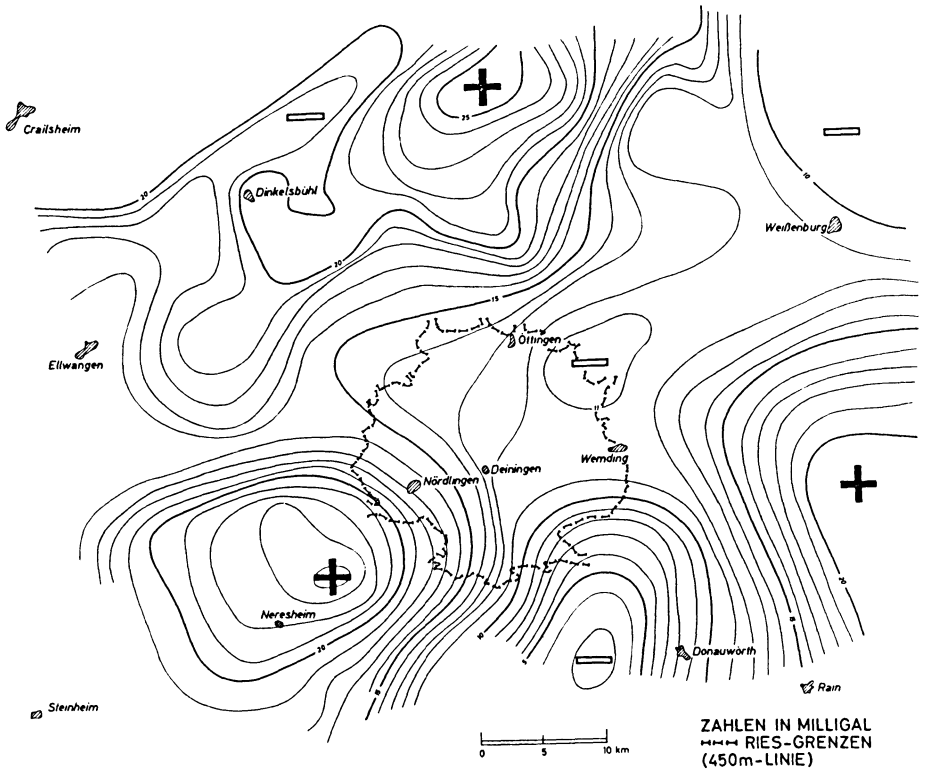


Abb. 3: Regionalfeld I.
Regional field I.

den nördlichen Teil dieser Struktur mit anderen Mitteln, etwa der experimentellen Seismik, genauer untersucht.

Zur Ermittlung des Regionalfeldes I (Abb. 3) wurden mehrere Profile sternförmig durch das Rieszentrum gelegt. Auf jedem dieser Profile wurde die Kurve der gemessenen Schwerewerte stark geglättet, und zwar so, daß die glatte Kurve in etwa 10 km Entfernung vom Zentrum berührend in die Kurve der gemessenen Werte übergeht. Die hiervon bedingten Korrekturen sind im Anhang II, Fall III und Fall VI, erläutert.

Die Isogammen des Regionalfeldes II wurden mit freier Hand entworfen und gehen in rund 12 km Entfernung vom Zentrum berührend in die Isogammen des gemessenen Feldes über (Abb. 4). Auch hiervon wird eine Korrektur nach Anhang II, Fall III, bedingt.

Diesen Regionalfeldern entsprechen die Restfelder I und II (Abb. 5 und 6, siehe S. 337 und S. 338).

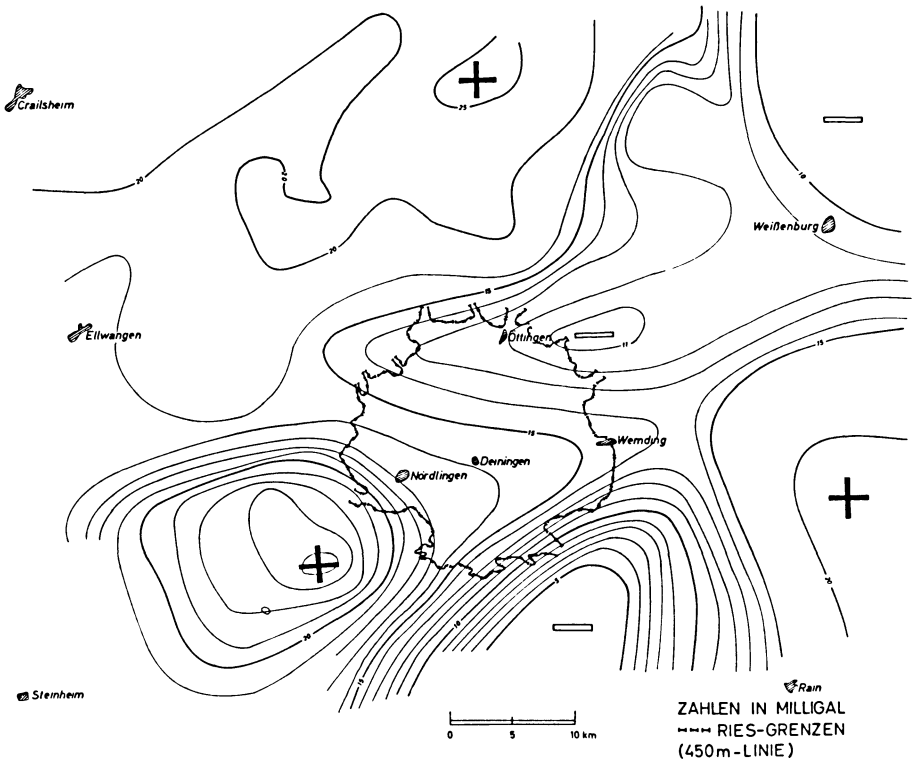


Abb. 4: Regionalfeld II.
Regional field II.

Integriert man die Restfeldstörung über die ganze Bezugsebene, so ist das Integral gleich $2\pi fm$, wobei f die Gravitationskonstante und m die gesamte Störungsmasse bezeichnet [K. JUNG 1961]. Zur Bestimmung der Integrale wurden alle Streifen zwischen zwei benachbarten Isogammen ausplanimetriert und ihre Flächen jeweils mit dem mittleren Schwerwert multipliziert. Zum Schluß wurde die Produktsumme gebildet und nach Anhang II, Fall III und VI korrigiert. So ergaben sich die auf S. 336 angegebenen Resultate.

Die beiden Restfelder führen auf recht verschiedene Ergebnisse. Einige Versuche mit anderen Restfeldern, über die später berichtet werden soll, haben gelegentlich zu noch größeren Störungsmassen (bis zu etwa 80000 Mt) geführt. Hier zeigt sich besonders deutlich, wie notwendig es ist, nicht nur das Ries selbst, sondern auch die Hauptstrukturen des Regionalfeldes mit geeigneten Verfahren der Geophysik zu untersuchen. Vorher ist es kaum möglich, unter den verschiedenen denkbaren Regionalfeldern eine begründete Auswahl zu treffen.

Restfeld I	Störungsmasse in Megatonnen		
	A	B + C + E	D + F + G
planimetriert	- 40400	+ 7500	+ 100
Korrektur {	$t = 0,5$ km	+ 2700	
	$t = 0,7$ km	+ 4100	
	$t = 1,0$ km	+ 6600	
	[R = 10 km]	[X = 3 km]	
Korrigiertes Ergebnis	- 44600	+ 10200	
	- 46100	+ 11600	
	- 49400	+ 14100	
		- 34400	
		- 34500	
	- 34300		

Zum Vergleich: 1 km³ Gestein von der Dichte 2,5 g/cm³ hat eine Masse von 2500 Mt.

Restfeld II	Störungsmasse in Megatonnen		
	A	B	C
planimetriert	- 50700	+ 1300	- 1800
Korrektur {	$t = 0,5$ km		
	$t = 0,7$ km		
	$t = 1,0$ km		
	[R = 12 km]		
Korrigiertes Ergebnis	- 55000		
	- 56900		
	- 59900		

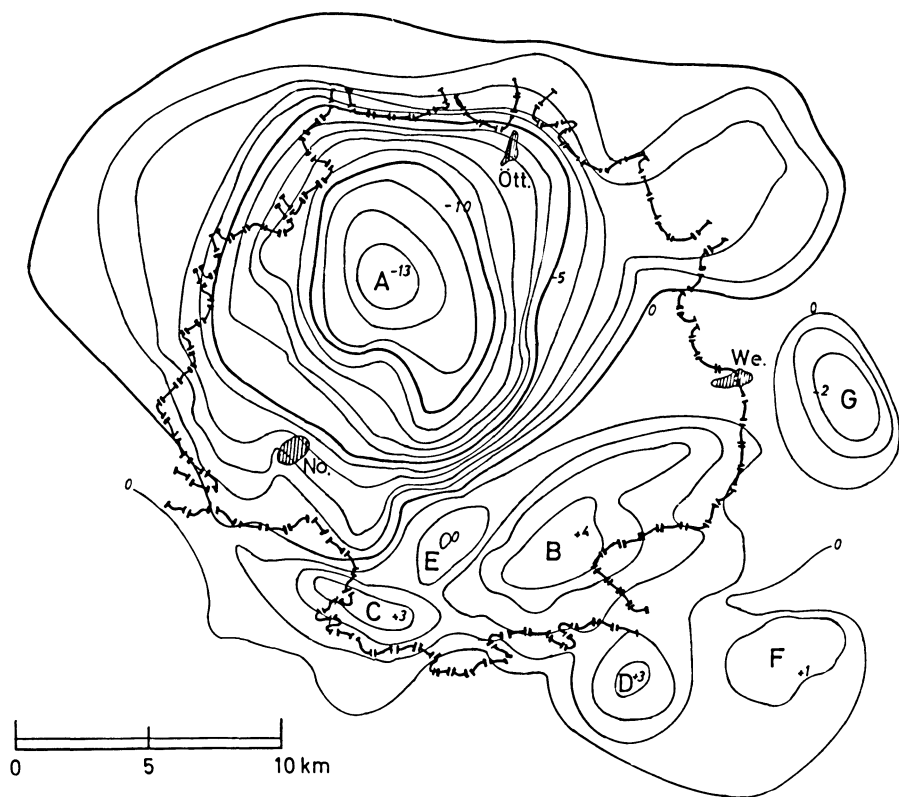


Abb. 5: Restfeld I.

Residual field I.

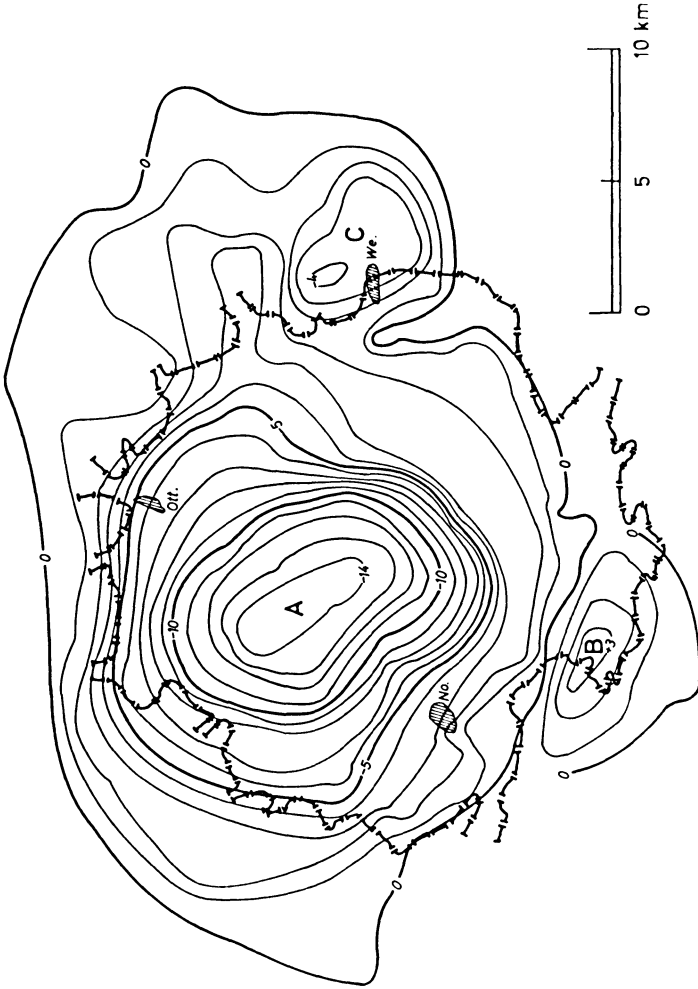


Abb. 6: Restfeld II.
Residual field II.

ANHANG

I. Abschätzung der aus Zylinder und Rotationsparaboloid bestehenden Störungsmasse aus dem Betrag des zentralen Extremums (Abb. 2)

Masse I: Zylinder

Masse II: Rotationsparaboloid

Schwerewirkung in P :

$$\delta g^{(P)} = \delta g_{\text{I}}^{(P)} + \delta g_{\text{II}}^{(P)}$$

$$\delta g_{\text{I}}^{(P)} = 2 \pi f \sigma_{\text{I}} (h + A - \sqrt{h^2 + A^2})$$

$$\delta g_{\text{II}}^{(P)} = 2 \pi f \sigma_{\text{II}} \left(\sqrt{h^2 + a^2} - h + \frac{a^2}{2(T-h)} \ln \frac{\sqrt{h^2 + a^2} + h - \frac{a^2}{2(T-h)}}{2T - \frac{a^2}{2(T-h)}} \right)$$

Volumen:

$$V = V_{\text{I}} + V_{\text{II}}$$

$$V_{\text{I}} = \pi A^2 h$$

$$V_{\text{II}} = \frac{\pi}{2} a^2 (T - h)$$

Masse:

$$M = M_{\text{I}} + M_{\text{II}}$$

$$M_{\text{I}} = \sigma_{\text{I}} V_{\text{I}}$$

$$M_{\text{II}} = \sigma_{\text{II}} V_{\text{II}}$$

II. Zur Abschätzung des Integrals der Schwerestörung

Zur genaueren Bestimmung der gesamten Störungsmasse muß das Integral der Schwerestörung abgeschätzt werden. Der Integralbereich erstreckt sich über die ganze Bezugsebene.

In den meisten Fällen fällt die Abschätzung zu niedrig aus: man kann das Isogammenfeld nur bis zu endlichen Entfernungen auszählen oder planimetrieren, und das

Regionalfeld wird oft nur ungenau ermittelt, wobei fast immer die Neigung besteht, das Restfeld zu schnell nach außen hin abnehmen zu lassen. Oft wird es schon von einer endlichen Entfernung an gleich Null gesetzt. Daher sind Korrekturen an den ausgezählten oder planimetrierten Werten anzubringen.

Rotationssymmetrische Störungsmassen

Es werde eine positive, rotationssymmetrische Störungsmasse angenommen (Abb. 7 links). Im Fall I sei das Regionalfeld — hier konstant — richtig erfasst, so daß die das

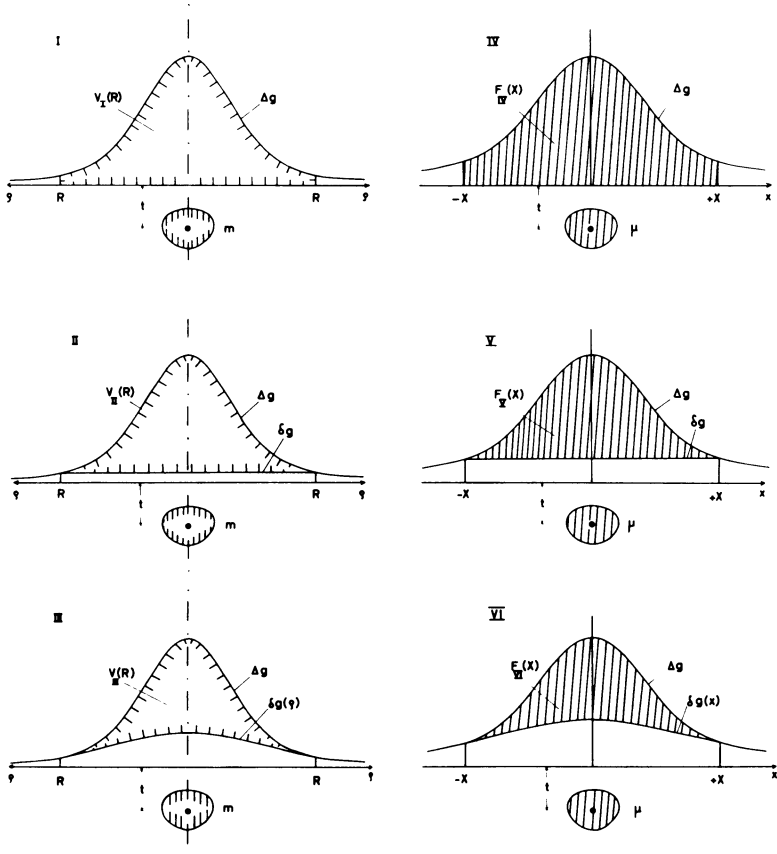


Abb. 7: Zur Abschätzung des Integrals der Schwerestörung.

Links: rotationssymmetrische Masse.

Rechts: symmetrische „zweidimensionale“ Masse.

Approximation of the integral of the mass anomaly.

Left: rotationally symmetric mass.

Right: symmetric “two dimensional” mass.

Restfeld darstellende Δg -Kurve sich mit wachsendem ϱ in richtiger Weise der Nulllinie anschmiegt. Doch sei das glockenförmige Volumen unter der Kurve nur bis zur Entfernung R bestimmt. Im Fall II sei das Regionalfeld um den konstanten Betrag δg zu hoch angesetzt, so daß $\Delta g - \delta g$ das Restfeld darstellt und das glockenförmige Volumen nur so weit erfaßt wird, wie es die schraffierte Profilfläche angibt. Der Fall III ähnelt dem Fall II, doch ist δg von ϱ abhängig, die Kurven Δg und δg gehen bei $\varrho = R$ berührend ineinander über.

Es sind Korrekturen abzuschätzen, mit denen die den ungeschraffierten Profilflächen entsprechenden Teile des Glockenvolumens berücksichtigt werden.

Hierzu möge es genügen, die gesamte Störungsmasse m auf der Symmetrieachse in einer Tiefe t anzubringen. Bei ungefähr kugelförmigen Störungsmassen kann man für t die Schwerpunkttiefe setzen. Bei breiter gelagerten Massen ist t größer zu wählen. Bei sehr breit gelagerten Massen kann es sein, daß eine solche Annäherung nicht genügt.

V = glockenförmiges Volumen unter der Δg -Kurve

f = Gravitationskonstante

m = gesamte Störungsmasse

Fall I

$$2\pi f m = V(\infty) \approx V_1(R) + 2\pi f m t \int_{\varrho=R}^{\infty} \frac{\varrho d\varrho}{\sqrt{t^2 + \varrho^2}^3}$$

$$= V_1(R) + 2\pi f m \frac{t}{\sqrt{t^2 + R^2}}$$

$$2\pi f m \approx V_1(R) \left(1 - \frac{t}{\sqrt{t^2 + R^2}}\right)^{-1}$$

$$\approx V_1(R) \left(1 - \frac{t}{R}\right)^{-1}$$

$$\approx V_1(R) \left(1 + \frac{t}{R} + \left(\frac{t}{R}\right)^2\right)$$

$$\begin{cases} 2\pi f m = V_1(R) + \text{Korr}_1(R) \\ \text{Korr}_1(R) \approx V_1(R) \left(\frac{t}{R} + \left(\frac{t}{R}\right)^2\right) \end{cases}$$

Fall II

$$2\pi f m \approx V_{II}(R) + R^2 \pi \frac{f m t}{\sqrt{t^2 + R^2}^3} + 2\pi f m \frac{t}{\sqrt{t^2 + R^2}}$$

$$\begin{aligned}
2\pi fm &\approx V_{II}(R) \left(1 - \frac{R^2}{2} \frac{t}{\sqrt{t^2 + R^2}^3} - \frac{t}{\sqrt{t^2 + R^2}} \right)^{-1} \\
&\approx V_{II}(R) \left(1 - \frac{3}{2} \frac{t}{R} \right)^{-1} \\
&\approx V_{II}(R) \left(1 + \frac{3}{2} \frac{t}{R} + \left(\frac{3}{2} \frac{t}{R} \right)^2 \right) \\
\left\{ \begin{array}{l} 2\pi fm = V_{II}(R) = \text{Korr}_{II}(R) \\ \text{Korr}_{II}(R) \approx V_{II}(R) \left(\frac{3}{2} \frac{t}{R} + \left(\frac{3}{2} \frac{t}{R} \right)^2 \right) \end{array} \right.
\end{aligned}$$

Fall III

$$2\pi fm = V(\infty) \approx V_{III}(R) + 2\pi \int_{\varrho=0}^R \delta g(\varrho) \varrho d\varrho + 2\pi fm \frac{t}{\sqrt{t^2 + R^2}}$$

Es sei

$$\delta g(\varrho) = a + b\varrho^2$$

$$a, b = \text{const}$$

$$\delta g(R) \approx fm \frac{t}{\sqrt{t^2 + R^2}^3} \approx fm \frac{t}{R^3}$$

$$\left(\frac{d}{d\varrho} \delta g(\varrho) \right)_{\varrho=R} \approx f m t \left(\frac{d}{d\varrho} \frac{1}{\sqrt{t^2 + \varrho^2}^3} \right)_{\varrho=R} \approx -3 f m \frac{t}{R^4}$$

Hiermit wird

$$\delta g(\varrho) \approx \frac{5}{2} f m \frac{t}{R^3} \left(1 - \frac{3}{5} \frac{\varrho^2}{R^2} \right)$$

$$\int_{\varrho=0}^R \delta g(\varrho) \varrho d\varrho \approx \frac{7}{8} f m \frac{t}{R}$$

$$2\pi fm \approx V_{III}(R) + \frac{7}{4} \pi f m \frac{t}{R} + 2\pi fm \frac{t}{\sqrt{t^2 + R^2}}$$

$$2\pi fm \approx V_{III}(R) \left(1 - \frac{7}{8} \frac{t}{R} - \frac{t}{\sqrt{t^2 + R^2}} \right)^{-1}$$

$$\begin{aligned}
 2\pi f m &\approx V_{\text{III}}(R) \left(1 - \frac{15}{8} \frac{t}{R}\right)^{-1} \\
 &\approx V_{\text{III}}(R) \left(1 + \frac{15}{8} \frac{t}{R} + \left(\frac{15}{8} \frac{t}{R}\right)^2\right) \\
 \left\{ \begin{array}{l} 2\pi f m = V_{\text{III}}(R) + \text{Korr}_{\text{III}}(R) \\ \text{Korr}_{\text{III}}(R) \approx V_{\text{III}}(R) \left(\frac{15}{8} \frac{t}{R} + \left(\frac{15}{8} \frac{t}{R}\right)^2\right) \end{array} \right.
 \end{aligned}$$

„Zweidimensionale“ Störungsmassen

Es werde eine positive symmetrische „zweidimensionale“ Störungsmasse angenommen, die sich mit unverändertem Vertikalschnitt in der Y -Richtung nach beiden Seiten ins Unendliche erstreckt. Die Fälle IV, V, VI (Abb. 7 rechts) mögen sich in ähnlicher Weise unterscheiden wie die Fälle I, II, III des rotationssymmetrischen Störungskörpers.

F = Fläche unter der Δg -Kurve

f = Gravitationskonstante

μ = Masse einer Querschnittsscheibe von 1 cm Dicke (in g/cm)

Fall IV

$$\begin{aligned}
 2\pi f \mu &= F(\infty) \approx F_{\text{IV}}(X) + 2f\mu t \left(\int_{x=-\infty}^{-x} \frac{dx}{t^2+x^2} + \int_{x=X}^{\infty} \frac{dx}{t^2+x^2} \right) \\
 &= F_{\text{IV}}(X) + 4f\mu \left(\frac{\pi}{2} - \text{arctg} \frac{X}{t} \right) \\
 &= F_{\text{IV}}(X) + 4f\mu \text{arctg} \frac{t}{X} \\
 &\approx F_{\text{IV}}(X) + 4f\mu \frac{t}{X} \\
 2\pi f \mu &\approx F_{\text{IV}}(X) \left(1 - \frac{2}{\pi} \frac{t}{X}\right)^{-1} \\
 &\approx F_{\text{IV}}(X) \left(1 + \frac{2}{\pi} \frac{t}{X} + \left(\frac{2}{\pi} \frac{t}{X}\right)^2\right) \\
 \left\{ \begin{array}{l} 2\pi f \mu = F_{\text{IV}}(X) + \text{Korr}_{\text{IV}}(X) \\ \text{Korr}_{\text{IV}}(X) \approx F_{\text{IV}}(X) \left(\frac{2}{\pi} \frac{t}{X} + \left(\frac{2}{\pi} \frac{t}{X}\right)^2\right) \end{array} \right.
 \end{aligned}$$

Fall V

$$2\pi f\mu = F(\infty) \approx F_V(X) + 2X \frac{2f\mu t}{t^2 + X^2} + 4f\mu \frac{t}{X}$$

$$\approx F_V(X) + 8f\mu \frac{t}{X}$$

$$2\pi f\mu \approx F_V(X) \left(1 - \frac{4}{\pi} \frac{t}{X}\right)^{-1}$$

$$\approx F_V(X) \left(1 + \frac{4}{\pi} \frac{t}{X} + \left(\frac{4}{\pi} \frac{t}{X}\right)^2\right)$$

$$\begin{cases} 2\pi f\mu = F_V(X) + \text{Korr}_V(X) \\ \text{Korr}_V(X) \approx F_V(X) \left(\frac{4}{\pi} \frac{t}{X} + \left(\frac{4}{\pi} \frac{t}{X}\right)^2\right) \end{cases}$$

Fall VI

$$2\pi f\mu = F(\infty) \approx F_{VI}(X) + 2 \int_{x=0}^X \delta g(x) dx + 4f\mu \frac{t}{X}$$

Es sei

$$\delta g(x) = a + b x^2$$

$$a, b = \text{const}$$

$$\delta g(X) \approx 2f\mu \frac{t}{t^2 + X^2} \approx 2f\mu \frac{t}{X^2}$$

$$\left(\frac{d}{dx} \delta g(x)\right)_{x=X} \approx 2f\mu t \left(\frac{d}{dx} \frac{1}{t^2 + x^2}\right)_{x=X} \approx -4f\mu \frac{t}{X^3}$$

Hiermit wird

$$\delta g(x) \approx 4f\mu \frac{t}{X^2} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{x^2}{X^2}\right)$$

$$\int_{x=0}^X \delta g(x) dx \approx \frac{10}{3} f\mu \frac{t}{X}$$

$$2\pi f\mu \approx F_{VI}(X) + \frac{20}{3} f\mu \frac{t}{X} + 4f\mu \frac{t}{X}$$

$$\begin{aligned}
 2\pi f\mu &\approx F_{\text{VI}}(X) \left(1 - \frac{16}{3\pi} \frac{t}{X}\right)^{-1} \\
 &\approx F_{\text{VI}}(X) \left(1 + \frac{16}{3\pi} \frac{t}{X} + \left(\frac{16}{3\pi} \frac{t}{X}\right)^2\right) \\
 \left\{ \begin{array}{l} 2\pi f\mu = F_{\text{VI}}(X) + \text{Korr}_{\text{VI}}(X) \\ \text{Korr}_{\text{VI}}(X) \approx F_{\text{VI}}(X) \left(\frac{16}{3\pi} \frac{t}{X} + \left(\frac{16}{3\pi} \frac{t}{X}\right)^2\right) \end{array} \right.
 \end{aligned}$$

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft sind wir zu großem Dank verpflichtet. Ohne ihre großzügige finanzielle Unterstützung wären die Arbeiten nicht durchzuführen gewesen. Unser Dank gilt auch W. EGGERT, M. EL-AWADY, H. GÜTTER, H.-G. KAHLE, H. KATZLER, F. THEILEN und P. THOMSEN für ihre Teilnahme an den Messungen und Auswertarbeiten.

Literatur

- CLOSS, H., A. HAHN und A. SCHLEUSENER: Bemerkungen zur Karte der Schwerstörungen des deutschen Alpenvorlandes. Geol. Jb. 72, 503–528, 1957.
- JENSCH, A.: Geophysikalische Messungen im Steinheimer Becken. N. Jb. Miner. Mh., 279 bis 284, 1965.
- JUNG, K.: Schwerkraftverfahren in der angewandten Geophysik. Formel (116), S. 247, Leipzig 1961.
- JUNG, K., H. MENZEL und O. ROSENBAACH: Gravimetermessungen im Nördlinger Ries. Ztschr. f. Geophys. 31, 7–26, 1965.
- PREUSS, E.: Das Ries und die Meteoritentheorie. Fortschr. Miner. 41, 271–312, 1964.
- REICH, H., und W. HORRIX: Geophysikalische Untersuchungen im Ries und Vorries und deren geologische Deutung. Beih. Geol. Jb. 19, Hannover 1955.
- WAGNER, G.: Schriftliche Mitteilungen an die Autoren. 1965 und 1966.

Raketenexperiment zur Untersuchung von Nordlichtern

Von E. KEPPLER,, E. KIRSCH, Lindau¹⁾, P. MÖRL, München²⁾,
G. MUSMANN, Braunschweig³⁾, A. ROSSBACH, München²⁾ und L. ROSSBERG, Lindau¹⁾

Eingegangen am 2. Februar 1967

Teil I: Beschreibung der Experimente

Zusammenfassung: Vier Experimente, die als Nutzlast einer Nike-Apache-Rakete zur Untersuchung von Polarlichtzonenphänomenen geflogen wurden, werden beschrieben: (1) Zählrohrkombination zur direktionalen Messung des einfallenden und rückgestreuten Elektronenflusses mit $E > 40$ keV, (2) Protonenzähler zur Messung des omnidirektionalen Protonenflusses ($E > 30$ MeV), (3) Filter-Photometer für die Wellenlängen 3914 Å und 5577 Å, (4) Vektormagnetometer (FÖRSTERSONDE) mit einer Empfindlichkeit von $\pm 5 \gamma$.

Summary: Four experiments, which have been flown on board of a Nike-Apache rocket will be described. The experiments are designed to measure auroral zone phenomena: (1) A combination of GM counters to directionally detect the precipitated and backscattered electron flux above 40 keV, (2) a proton counter which measures protons with energies above 30 MeV, (3) a filter-type photometer monitoring 3914 Å and 5577 Å auroral emissions, (4) a vector magnetometer (FÖRSTERSONDE) with a sensitivity of $\pm 5 \gamma$.

1 Einleitung

Die für den ersten nationalen deutschen Forschungssatelliten 625 A1 (einem Gemeinschaftsprogramm zwischen den USA und der BRD) vorgesehenen wissenschaftlichen Experimente müssen entsprechend den bestehenden Absprachen in Höhenforschungsraketen getestet werden. Die hierfür erforderlichen Raketen werden von den USA zur Verfügung gestellt.

Die Satelliten-Experimente sind so ausgewählt worden, daß sie Messungen folgender Phänomene ermöglichen:

- a) Untersuchung von Energie-Spektren, Intensitäten und zeitlichen Variationen von Protonen und Elektronen im inneren Strahlungsgürtel.
- b) Untersuchung des Elektroneneinfalls, der damit korrelierten optischen Emissionen und hydromagnetischer Wellen in der Nordlichtzone mit hoher Zeitauflösung.
- c) Untersuchung von Energie-Spektren, Intensitäten und zeitlichen Variationen von solaren Protonen, die in die Erdatmosphäre eindringen konnten.

¹⁾ Max-Planck-Institut für Aeronomie, Institut für Stratosphärenphysik, Lindau/Harz.

²⁾ Deutsche Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt e. V., Institut für Physik der Atmosphäre, München-Riem.

³⁾ Institut für Geophysik und Meteorologie, Technische Hochschule, Braunschweig.

Damit die Experimente sinnvoll getestet werden können, wurden sie auf zwei Raketen Nutzlasten verteilt, deren eine mit den für die Meßaufgaben a) und c) vorgesehenen Experimenten von Natal (Brasilien) aus in den Strahlungsgürtel geschossen werden wird; die andere Nutzlast wurde mit den für die Meßaufgabe b) vorgesehenen Experimenten mit einer zweistufigen Höhenforschungsrakete vom Typ Nike-Apache von Ft. Churchill (Kanada) aus am 10. 11. 1966, 0433 UT, in ein sichtbares Nordlicht geschossen (Azimut 120° , Elevation 85° effektiv).

In der vorliegenden Arbeit werden die vier Experimente 1. Elektronendetektor, 2. Protonenmonitor, 3. Photometer und 4. Magnetometer beschrieben, die in die Nutzlast der Nike-Apache integriert waren. Eine Beschreibung der Nutzlast-Spitze wurde von MÜLLER [1967] gegeben. Das Telemetrie-Übertragungsverfahren wird von HARTL und HOMMEL [1967] beschrieben.

Die Auswertung der Messungen ist zur Zeit im Gange. Eine Diskussion der Resultate wird als Teil II dieser Arbeit erscheinen.

Die Experimente wurden für den Raketenstart den Erfordernissen der Rakete (beschränkter Querschnitt der Nutzlastspitze, erhöhte mechanische Beanspruchung) angepaßt und in ihren geometrischen Abmessungen gegenüber der Satellitenversion modifiziert. Detektoren, Meßprinzip und Geometriefaktoren blieben unverändert.

2 Beschreibung der Experimente

2.1 Eine Anordnung von GEIGER-MÜLLER-Zählrohren zur Messung von ausgefälltem und rückgestreutem Elektronenfluß in der Polarlichtzone

(L. ROSSBERG)

Im Satelliten 625 A1 soll unter anderem die Winkelverteilung der Flußdichten von Elektronen mit Energien > 40 keV in bezug auf die Richtung des Magnetfeldvektors des Erdfeldes mit einer geeigneten Anordnung von vier Glockenzählrohren mit dünnen Glimmerfenstern gemessen werden. Für die Anwendung in der Rakete wurde das Satelliten-Experiment so abgeändert, daß der einfallende und der rückgestreute Elektronenfluß in verschiedenen Höhen bestimmt werden kann. Elektronen bewegen sich im Erdmagnetfeld auf Spiralbahnen; der Gradient des Feldes bewirkt, daß sie je nach Größe des Winkels, den ihr Geschwindigkeitsvektor mit dem Erdmagnetfeld einschließt, in verschiedenen Höhen reflektiert werden (magnetischer Spiegel). Liegt der Spiegelpunkt tief in der Atmosphäre, so werden die Teilchen mit großer Wahrscheinlichkeit in der Atmosphäre absorbiert; ein kleiner Teil wird zurückgestreut. Diese beiden Komponenten sollen mit der beschriebenen Anordnung erfaßt werden. Protonen können außer Betracht bleiben, da deren Fluß in Polarlichtern um Größenordnungen kleiner als der Elektronenfluß ist. Die Flugbahn der Rakete wurde so gewählt, daß die Figurenachse einen möglichst kleinen Winkel mit dem Erdmagnetfeld einschließt.

Das Experiment enthält zwei Zählrohre, deren eines einen Winkel von 40° , das andere einen Winkel von 140° mit der Figurenachse einschließt. Vor den Zählrohr-

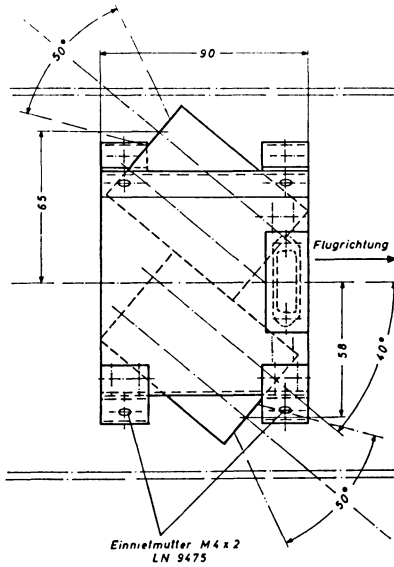


Abb. 1: Anordnung der Zählrohre in der Rakete.

fenstern befinden sich konische Blenden mit einem Öffnungswinkel von 50° , so daß Elektronenflüsse aus den Winkelbereichen 15° bis 65° und 115° bis 165° relativ zur Figurenachse erfaßt werden können (Abb. 1). Zwei weitere Zählrohre, deren Fenster abgedeckt ist, dienen als Untergrundzähler. Die technischen Daten der Zählrohre sind in Tabelle 1 zusammengefaßt.

Die Zählrohre, die für die Anwendung in Satelliten- und Raketen-Experimenten entwickelt wurden und mechanisch sehr robust sind, arbeiten in einem Temperaturbereich von -50°C bis $+75^\circ\text{C}$. Die Lebensdauer ist praktisch unbegrenzt, da als Löschmittel ein Halogensalz verwendet wird.

Tabelle 1: Daten der verwendeten Zählrohre (EON 6213).

Arbeitsspannung	650 Volt
Rel. Plateauabstufung	0,3 %/V
gemittelt über 75 V	
Maximale Zählrate	$1,1 \cdot 10^4$ Imp/sec
Detektor A, in Flugrichtung orientiert	
Detektor B, entgegengesetzt orientiert	$2,4 \cdot 10^4$ Imp/sec
Untergrundzählrate	
(abgeschirmt durch 5 mm Aluminium außen und 2 mm Blei innen)	
Detektor A	1,27 Imp/min
Detektor B	1,6 Imp/min
Massenbelegung der Glimmerfenster	1,4 mg/cm ²

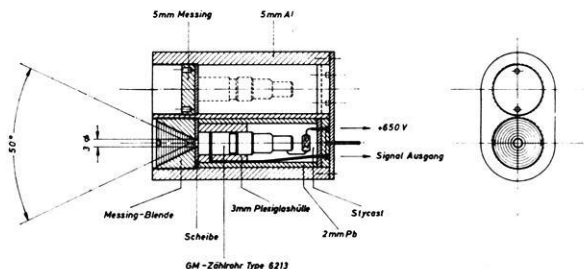


Abb. 2: Schnitt durch das offene und das beigeordnete 4π -Zählrohr mit Abschirmung.

Eine besondere Eigenart der Zählrohre ist das im Vergleich zum empfindlichen Volumen große Eintrittsfenster für den gerichteten Elektronenfluß, was durch Trichterform des Zählrohrmantels erreicht wird. Dadurch wird das Verhältnis von Elektronenzählraten zu Untergrundzählraten optimal.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit der Zählrohre beträgt für Elektronen ca. 85%, für Protonen 100%. Die Ansprechwahrscheinlichkeit für Röntgenstrahlung im Energiebereich 80–100 keV beträgt $5 \cdot 10^{-4}$.

Alle vier Zählrohre waren mit Ausnahme der Fenster der Detektoren *A* und *B* mit 2 mm Blei innen und 5 mm Aluminium außen abgeschirmt (Abb. 2). Einschließlich Zählrohrmantel ergibt dies eine Massenbelegung von 6 g/cm^2 . Eine Verfälschung der Messung durch seitlichen Eintritt ist so nur durch Elektronen mit Energien größer 11 MeV und durch Protonen mit Energien größer 63 MeV möglich. Deren Fluß ist aber in Polarlichtern klein gegenüber dem interessierenden Elektronenfluß. Die Anordnung der Absorber, Blei innen, Aluminium außen, wurde gewählt, um den Beitrag der im Absorber erzeugten Bremsstrahlung niedrig zu halten. Für eine Intensität von 10^{10} Elektronen/($\text{cm}^2 \text{ sec.}$) (senkrecht zur Zählrohrachse) wurden im Labor folgende Zählraten bei verschiedenen Elektronenenergien gemessen:

Tabelle 2.

Elektronenenergie keV	Zählrate Imp/sec
60	0,3
80	2,4
100	12
120	30
140	60

Die energieabhängige Durchlässigkeit der Glimmerfenster für Elektronen wurde einer Arbeit von CRAVEN [1965, private Mitteilung] entnommen (Abb. 3). Die Schwellenenergie für Protonen, die das Fenster durchdringen können, liegt bei 0,7 MeV.

Der Geometriefaktor G der Zählrohre A, B , der durch die konische Blende vor dem Eintrittsfenster gegeben ist, ergibt sich zu

$$G = \int_0^{\varphi_0} \pi r^2 \cos \varphi \, d\varphi = 4 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2 \text{ sterad}$$

(r = Radius der unteren Blendenöffnung = 1,5 mm, φ = Polarwinkel gegen Zählrohrachse, φ_0 = halber Öffnungswinkel des Konus = 25° , $d\omega = 2\pi \sin \varphi \, d\varphi$).

Weil sich die Abmessungen des Zählvolumens nur sehr grob ermitteln lassen, wurde der omnidirektionale Geometriefaktor $G_{4\pi}$ für ein isotropes Strahlungsfeld experimentell durch Vergleich der Zählraten mit denen eines Zählrohres gut definierter Geo-

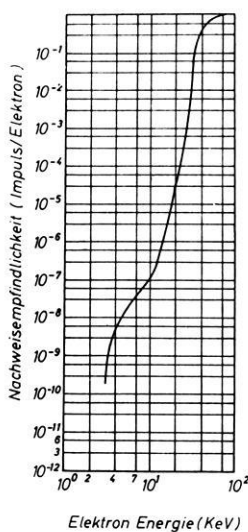


Abb. 3:
Energieabhängige Durchlässigkeit der Glimmerfenster nach [CRAVEN 1965].

metrie im Strahlungsfeld der kosmischen Strahlung zu $G_{4\pi} = 1 \text{ cm}^2 \text{ sterad} \pm 50\%$ bestimmt. Die verbleibende Unsicherheit ist durch den unbekanntem Anteil der Eigenaktivität des Zählrohrmaterials bedingt. Sie ist im Rahmen des Meßproblems bedeutungslos.

Die Zählrate N des Zählrohres nimmt bei kleinen Intensitäten $N_0 (< 1/\tau)$ gemäß $N = N_0/(1 + N_0\tau)$ zu, wobei τ die Totzeit ist. Bei höheren Intensitäten nehmen Totzeit und Impulshöhe allmählich ab [NEUERT, 1966]. Da der Verstärker eine Schwelle hat, nimmt die Zählrate wieder ab und wird bei einer Intensität, die um etwa 2 Zehnerpotenzen oberhalb des Zählratenmaximums liegt, Null. Um trotzdem die Zählrate eindeutig einer Intensität zuordnen zu können, wird zusätzlich der Zählrohrstrom ge-

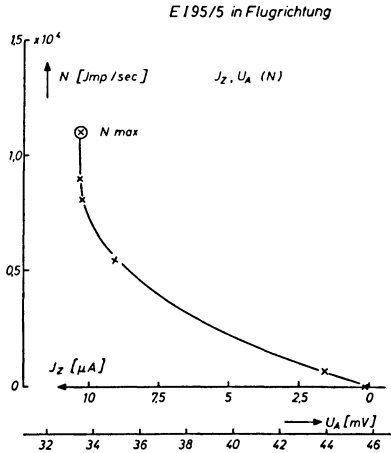
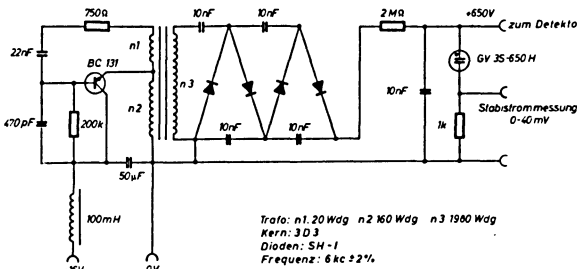


Abb. 4: Zählrohrstrom und Analog-Ausgangsspannung als Funktion der Zählrate für das Flugrichtung orientierte, offene Zählrohr.

messen, der mit zunehmender Intensität einen endlichen Grenzwert erreicht. Für den Detektor *A* ist in Abb. 4 der Zusammenhang zwischen Zählrate *N* und Zählrohrstrom bis $N = N_{max}$ gezeigt.

Die mit einem Koronastabilisator (Victoreen GV3S-650H) stabilisierte Zählrohrspannung von 650 V wird durch einen Zerkhacker mit Transformator und Kaskadengleichrichtung erzeugt (Abb. 5).

Die Schaltung zeichnet sich durch Einfachheit, sehr gute Temperaturstabilität und hohen Wirkungsgrad (65%) aus. Die Ausgangsspannung ändert sich im Temperaturbereich von $-30^{\circ}C$ bis $+40^{\circ}C$ um weniger als 1 Volt. (Stromaufnahme: 2,5 mA bei $+16 V \pm 0,2\%$.)



DC-DC Wandler

Abb. 5: Schaltung des Gleichspannungswandlers.

Der dynamische Innenwiderstand des Wandlers, gemessen am Ausgang des Spannungsvervielfachers, ist um zwei Größenordnungen höher als der dynamische Innenwiderstand des Koronastabilisators, so daß Änderungen des Stabilisatorstromes als Folge der temperaturbedingten Brennspannungsänderung des Koronastabilisators auf weniger als 0,1% pro °C reduziert werden. Diese gute Konstanz ist erforderlich, weil der Zählrohrstrom I_Z indirekt über die dem Stabilisatorstrom I_{ST} proportionale Spannung U an einem in Serie liegenden Meßwiderstand von $R = 1,2\text{ k}\Omega$ gemessen wird.

$$I_Z = (I_{ST})_0 - I_{ST}$$

$$I_{ST} = \frac{U}{R}$$

Der Zusammenhang zwischen dieser Spannung und der Zählrate ist ebenfalls in Abb. 4 dargestellt.

Die Zählrohrimpulse werden an der Kathode des Zählrohrs abgenommen, verstärkt, genormt und über einen Umsetzer an die Telemetrie weitergegeben (Abb. 6).

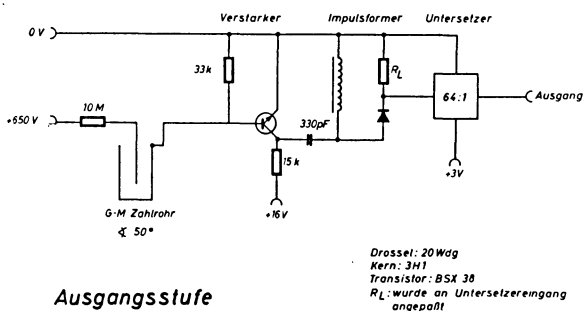


Abb. 6: Impulsverstärker mit Umkehrstufe und Umsetzer.

Die Signalleitung liegt daher nicht auf Hochspannung, ist niederohmig, und infolge der galvanischen Ankopplung kann keine Verschiebung der Impulsbasis bei hohen Zählraten (pile up) eintreten.

2.2 Protonendetektor (E. KIRSCH)

Ein großflächiges zylindrisches Zählrohr soll im Satelliten den Nachweis kleiner Protonenflüsse ermöglichen (Untersuchung des Breiteneffektes der galaktischen kosmischen Strahlung, solare Zusatzstrahlung). Zur Lösung dieser Aufgabe wurde das hier beschriebene Gerät entwickelt. Die Satellitenversion des Gerätes konnte unverändert in die Rakete übernommen werden.

Tabelle 3 enthält die technischen Daten des verwendeten Zählrohres.

Tabelle 3.

Typ	EON 7313
Arbeitsspannung	1000 V
Ansprechwahrscheinlichkeit ε für kosmische Strahlung	85%
Arbeitstemperatur	- 55°C bis + 75°C
Aktive Länge l	6,0 cm
Aktiver Durchmesser a	1,84 cm
Totzeit des abgeschirmten Zählrohres	130 μ s
Maximale Zählrate	7500 Imp/sec
Geometriefaktor (isotrop) G	63 cm ² sterad

Das Zählrohr ist umgeben von einem äußeren Aluminiumzylinder (0,405 g/cm²) und einem inneren Bleizylinder (1,13 g/cm²) (Fig. 7). Die Zählrohrwand aus Stahl entspricht einer Massenbelegung von 0,23 g/cm². Rechnerisch ergeben sich für das Zählrohr Schwellenenergien für Protonen und Elektronen zu $E_{\min, p} = 30$ MeV, $E_{\min, e} = 3$ MeV. In der Abschirmung durch Elektronen erzeugte Bremsstrahlung wird durch die Wahl der Absorber — Aluminium außen, Blei innen — stark reduziert. Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählrohres für Bremsstrahlung von 100 keV Elektronen wurde experimentell zu 10^{-8} bestimmt. Dieser Wert ist zur Abschätzung des Bremsstrahlungsuntergrundes in Polarlichtern repräsentativ. Die Energiespektren von Elektronen in Polarlichtern lassen sich mindestens für Energien oberhalb von 40 keV durch Exponentialfunktionen beschreiben: $dI(E) = k \exp(-E/E_0)dE$ [BEWERSDORFF et al., 1966]. Deshalb kann man in diesen Anwendungen 1. den Zählratenbeitrag von Elektronen-Bremsstrahlung und 2. den Zählratenbeitrag von Elektronen mit Energien oberhalb von 3 MeV selbst gegenüber der von der kosmischen Strahlung hervorgerufenen Zählrate vernachlässigen.

Bei isotroper Einstrahlung berechnet man die Teilchenflußdichte pro Raumwinkel-einheit F aus der Zählrate N , dem Geometriefaktor G und der Ansprechwahrschein-

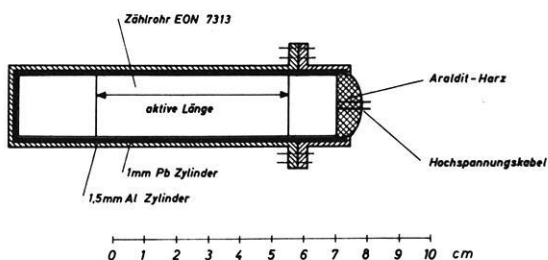


Abb. 7: Schnitt durch den Protonenzähler.

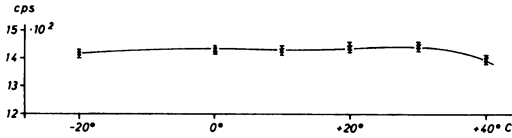


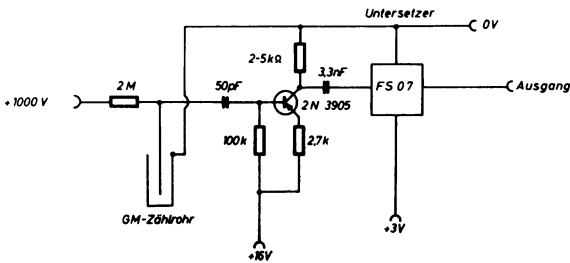
Abb. 8: Temperaturabhängigkeit der Zählrate.

lichkeit ε für die betreffende Teilchenart nach Beziehung $F = N/\varepsilon \cdot G$, wobei für zylindrische Zählrohre $G = \pi^2/2 \cdot a l(1 + a/l) \text{cm}^2 \text{sterad}$ einzusetzen ist.

Das Zählrohr wurde in die Rakete mit seiner Achse parallel zur Figurenachse eingebaut. Durch die Wandmaterialien der Raketenspitze ergab sich eine für einige Winkelbereiche zusätzliche Abschirmung. Wegen der komplizierten geometrischen Verhältnisse läßt sich die zusätzliche Abschirmung und damit die effektive Energieschwelle nur näherungsweise angeben. Sie lag hier für Protonen bei ca. 35 MeV, für Elektronen bei ca. 3,5 MeV.

Beim Bau des Experimentes mußten die Zählrohre sorgfältig ausgesucht werden (Plateauanstieg $\leq 0,2\%/V$, kleine Temperaturabhängigkeit der Zählrate (vgl. Abb. 8). Die Versorgungsspannung von 1000 V wird mit einem DC-DC-Konverter erzeugt und mit einem Koronastabilisator stabilisiert (vgl. Abb. 5). Der Stabilisatorstrom wird zusätzlich gemessen, um eine Abschätzung der Zählraten im Sättigungsbereich zu ermöglichen (vgl. Abschnitt 2.1). Die Zählrohrimpulse werden geformt und der Telemetrieinheit zugeführt (Abb. 9). Die gesamte Elektronik ist in einem separaten Gehäuse, mit Kunstharz vergossen, untergebracht. Ein Hochspannungskabel verbindet Zählrohr und Elektronik. Dabei wurde große Sorgfalt zur Verhinderung von Koronaentladungen angewandt. Das ganze Gerät wiegt 380 g und verbraucht bei einer Versorgungsspannung von 16 V bei Zimmertemperatur 40 mW.

Die Entwicklung und Herstellung der in Abschnitt 2.1 und 2.2 beschriebenen Geräte wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für wissenschaftliche Forschung (WRK 64) gefördert. R. Schulze besorgte in Zusammenarbeit mit der Werkstatt des Institutes den elektrischen und mechanischen Aufbau der beiden Geräte.



Impulsumkehrstufe und 2:1 Untersetzer

Abb. 9. Pulsformung.

2.3 Ein Photometer zur Messung der Polarlichtintensität in den Wellenlängenbereichen 3914 Å und 5577 Å (P. MÖRL, A. ROSSBACH)

Das Photometer dient dem Zweck, die Polarlichtintensität der N_2^+ -Banden-Emission im Schwerpunkt bei $\lambda = 3914 \text{ \AA}$ und die Emission der grünen OI-Linie bei $\lambda = 5577 \text{ \AA}$ zu messen.

Die zeitliche Änderung der Intensitätswerte in diesen Wellenlängenbereichen erlaubt bei gleichzeitiger Messung der Teilchenflüsse, besonders der auftretenden Elektronen vom Energiebereich $> 40 \text{ keV}$, einen Hinweis auf die Anregungsbedingungen der Polarlichterscheinungen [O'BRIEN and TAYLOR, 1964]. Die Messung zweier aus verschiedenen Wellenlängenbereichen herrührenden Intensitätswerte ist erforderlich, um zwischen einer Polarlichtanregung und einer Airglow-Erscheinung unterscheiden zu können. Diese optische Emission ist einer Wechselwirkung von Wellenstrahlung und gasförmigen Bestandteilen der hohen Atomosphäre zuzuordnen. Sie ist der Polarlichterscheinung überlagert und verfälscht bei einer integralen Messung die Intensitätswerte.

Um die Unterscheidung von Polarlicht und Airglow-Intensität zu erhalten, wird das Intensitätsverhältnis: $I_{5577 \text{ \AA}} / I_{3914 \text{ \AA}}$ gebildet [CHAMBERLAIN, 1961]. Bei der Auswertung legt man diesen Intensitätsvergleich zugrunde und nimmt an, daß bei einem Verhältniswert ≥ 10 eine Airglow-Erscheinung vorliegt, während ein Wert in der Größenordnung 1 auf ein Polarlicht-Ereignis hinweist. Diese Folgerung ist möglich, da in einem hinreichend engen Spektralbereich um 3914 \AA keine nennenswerten Airglow-Emissionen auftreten und die Intensität der N_2^+ -Bande proportional zur Ionisation in der Aurora ist.

Die schmale zylindrische Begrenzung der Nike-Apache-Spitze erforderte eine gekreuzte Anordnung der Photometerrohren (Abb. 10). Die optischen Achsen der Photometer bilden dabei einen Winkel von je 20° mit der Achse der Raketenspitze. Diese

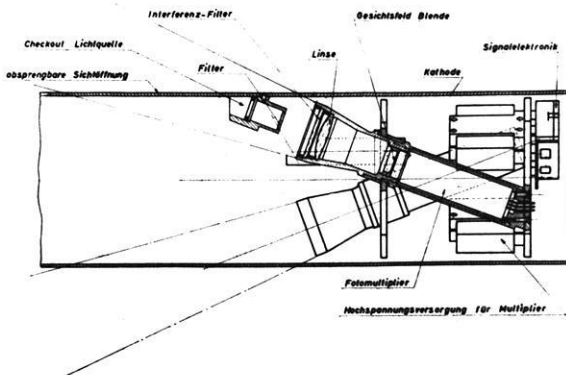


Abb. 10: Photometer-Anordnung in der Nutzlast-Spitze.

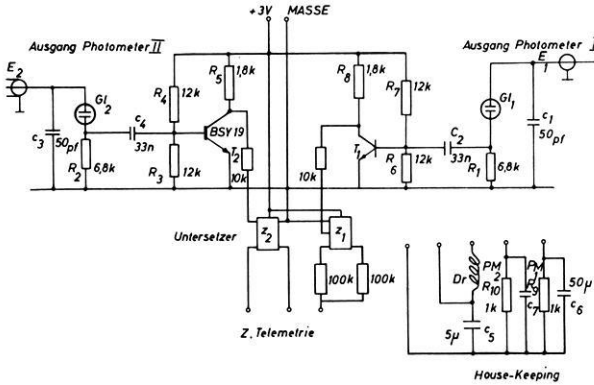


Abb. 11: Verstärkerschaltung für das Photometer.

Anordnung spart gegenüber den bisher verwendeten Raketenphotometern erheblich an Nutzlastraum.

Jedes Photometer ist zusammengesetzt aus einem 14stufigen Photomultiplier der Type EMR 541-01-14 und einer Blende von 13 mm Durchmesser, die in der Brennebene einer Bikonvexlinse mit 46 mm Öffnung steht. Durch diese Anordnung ist ein Gesichtsfeld von 10° festgelegt. Zur spektralen Ausfilterung des einfallenden Lichtes ist ein Interferenzfilter davorgesetzt. Verwendet wurden im Photometer I ein Baird-Atomic Filter S/UV für $\lambda = 3914 \text{ \AA}$ mit 25% Transmission und einer Halbwertsbreite von 50 bis 75 \AA , im Photometer II ein Filter Baird-Atomic B-9 für $\lambda = 5577 \text{ \AA}$ mit einer max. Transmission von 60 bis 70% und einer Halbwertsbreite von 56 \AA . Die Unterdrückung der Wellenlängen auf beiden Seiten der Durchlaßkurve wird durch eine geeignete Kombination mit Farbgläsern erreicht. Die Photomultiplier werden mit einem serienmäßigen EMR-DC-DC-Hochspannungskonverter bei 2800 V betrieben. Die im Photomultiplier erzeugten Ladungen werden mittels einer Neon-Glimm-Röhre digitalisiert und die 2 bis 3 Volt großen Impulse über eine Inverterstufe auf die Telemetrieuntersetzer gegeben (Abb. 11). Im Hinblick auf den zu erwartenden Intensitätsbereich werden Signal-Ausgänge mit verschiedener Anzahl von binären Untersetzer-Stufen benutzt.

Das Photometer II hat zwei getrennte Ausgänge mit einer ein- bzw. sechsfachen Binäruntersetzung. Beim Photometer I sind die beiden Untersetzer-Ausgänge zusammengeschaltet, was bei der Betrachtung des Telemetrieschriebes erkennbar ist (Abb. 12). Eine Temperaturmessung wird wegen der symmetrischen Anordnung der Photometer in der Rakete nur an einem Photometer vorgenommen. Der Temperaturregeber, ein Thermistor, ist in der Nähe der Photokathode in eine Bohrung eingesetzt. Die Versorgungsspannung der Multiplier wird in beiden Photometern über einen, dem Spannungsteiler nachgeschalteten Meßwiderstand von 1 Kilo-Ohm ($k\Omega$) kontrolliert und wie bei den übrigen Funktionskontrollen in der Nutzlast über einen

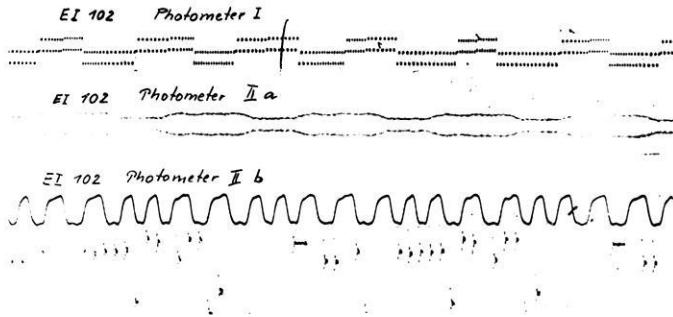


Abb. 12: Telemetrieaufzeichnung bei leichter Modulation der Intensität der (starken) Lichtquelle.

mechanischen Kommutator auf einen Telemetriekanal gegeben. Die Eintrittsöffnungen der Photometer werden durch Absprenger eines Teiles der Nutzlastverkleidung freigegeben.

Aus Bodenbeobachtungen und aus den wenigen von amerikanischen Experimentatoren durchgeführten Raketenanstiegen ist die untere Grenze der am häufigsten vorkommenden Polarlichtintensität in der Größenordnung von 1 Kilo-Rayleigh (kR) bis 10^2 kR zu erwarten. Es ist daher zweckmäßig, auch die Empfindlichkeit der Photometer in der Anzahl der Signalimpulse pro Kilo-Rayleigh [n/kR] anzugeben.

Die optischen Daten der Photometer sind:

Die Eintrittsöffnung	$D = 46 \text{ mm}$
das Gesichtsfeld (Raumwinkel)	$\omega = 0,02 \text{ ster}$
der Geometriefaktor	$F = A \cdot \omega \approx 0,3 \text{ cm}^2 \text{ ster}$
die Transmission der Interferenzfilter	$T_{5577} = 60\%$
	$T_{3914} = 25\%$

der Quantenwirkungsgrad der Photokathode $\eta = 0,1$

$$1 \text{ kR} = \frac{10^9}{4\pi} \cdot \text{Photonen cm}^{-2} \text{ ster}^{-1} \text{ sec}^{-1}.$$

Damit ergeben sich zunächst

$$n_e = \frac{10^9}{4\pi} \cdot \frac{D^2}{4} \cdot \pi \cdot \omega \cdot T \cdot \eta = 2,5 \cdot 10^6 T$$

Einzelelektronen-Impulse von der Photokathode.

Mit der elektrischen Verstärkung V der PM-Röhre wird also ein Signalstrom von

$$i = 2,5 \cdot 10^6 \cdot 116 \cdot 10^{-19} T \cdot V \left[\frac{\text{Coulomb}}{\text{Sekunde}} \right]$$

erzeugt, der mit $3 \cdot 10^{-9}$ Coulomb pro Impuls durch den Glimmlampenschalter digitalisiert wird.

Die zu erwartende Signal-Impulsrate beträgt also

$$n = 1,35 \cdot 10^{-4} T \cdot V \left[\frac{\text{Impulse}}{\text{kR}} \right]$$

Die erreichbare Verstärkung V , die mit der Betriebshochspannung des Photomultipliers eingestellt wird, ist bei den einzelnen Röhren verschieden. Sie hängt ab von der zulässigen Untergrundzählrate, also dem Dunkelstrom des Photometers. Die Filtertransmission T wird von der Güte der Zentrierung zur Meßwellenlänge bestimmt. Die Zentrierung ist dabei temperaturabhängig. Die Empfindlichkeiten der hier beschriebenen Photometer betragen:

Photometer I ($\lambda = 3914 \text{ \AA}$)	$n = 300 \text{ Impulse/kR}$
Photometer II ($\lambda = 5577 \text{ \AA}$)	$n = 650 \text{ Impulse/kR}$

Neben den elektrischen Funktionskontrollen muß während der Startvorbereitung die Photometerempfindlichkeit überwacht werden. Hierzu muß eine mittlere Polarlichtintensität mit einer optischen Prüfanordnung vor der Eintrittsöffnung der Photometer mittels einer aus einer Miniatur-Glas-Sockellampe und einem Farbfilter bestehende Lichtquelle simuliert werden. Sie wurde auf dem Absprengfenster angebracht und über das „Nabelschnur“-Kabel, das die Rakete mit der Kommandozentrale verbindet und erst unmittelbar vor dem Start abgetrennt wird, versorgt.

Die Entwicklung und Herstellung des Photometers wurde durch einen Bundeszuschuß des Bundesministeriums für wissenschaftliche Forschung (WRK 93) gefördert.

Die Verfasser danken Herrn Prof. Dr. H. G. MÜLLER für sein förderndes Interesse an dieser Arbeit. E. SUCKFÜLL und H. WACKER besorgten den elektronischen und mechanischen Aufbau des Gerätes.

2.4 Raketenmagnetometer [G. MUSMANN]

Das in der Nike-Apache eingebaute Magnetometer ist eine Zwei-Komponenten-FÖRSTERSonde. Die beiden Komponenten stehen senkrecht aufeinander, ein Sensor zeigt in Richtung der Figurenchse der Rakete, der zweite senkrecht dazu. Die Rakete sollte einen Eigenspin von ungefähr 6 Umdrehungen pro Sekunde haben. Messungen der beiden Magnetfeldkomponenten sollten daher den Betrag der magnetischen Feldstärke und die Richtung zur Figurenchse bestimmen lassen. Um störungsfrei messen zu können, wurden die Sensoren im konischen Teil der Rakete eingebaut.

Durch Rotation der metallischen Raketenspitze im Erdmagnetfeld wurden aber im Raketenmantel Wirbelströme hervorgerufen. Diese Wirbelströme erzeugten ihrer-

seits wieder ein magnetisches Wirbelfeld in radialer Richtung, das sich nach folgender Gleichung abschätzen läßt [MUSMANN, unveröffentlicht]:

$$H_r \approx \frac{2 \cdot r \cdot d \cdot B}{\varrho \cdot T} [\text{A} \cdot \text{m}^{-1}]$$

r = Innenradius der Rakete [m], d = Wandstärke des Mantels [m], T = Rotationsperiode [sec], ϱ = spez. Widerstand des Mantels [$\Omega \cdot \text{m}$], B = senkrecht auf den Raketenmantel wirkendes Erdmagnetfeld [$\text{V} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-2}$].

Da dieses Störfeld in der Raketenspitze größenordnungsmäßig 2.000γ ($1,6 \text{ Am}^{-1}$) betrug, wurde der konische Teil aus glasfiberverstärktem Kunststoff gegossen.

Beide Komponenten des Magnetmeters wurden mit einer getrennten Elektronik betrieben, die sich in ihren Frequenzen um ca. 200 Hz unterschieden, da beide Sensoren mechanisch nicht genau senkrecht zueinander justiert werden können und sich dadurch gegenseitig beeinflussen. Bei gemeinsamer Elektronik würde man Leistung und Gewicht einsparen, müßte jedoch die Sensoren räumlich voneinander trennen.

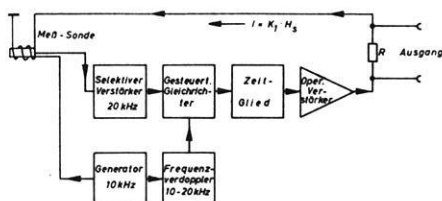


Abb. 13: Blockschaltbild eines Magnetometer-Kanals.

In Abb. 13 wird ein Blockschaltbild eines Magnetometers gezeigt. Ein Generator der Frequenz 10 kHz steuert den Sensor bis zur Sättigung aus. Die Sekundärwicklung liefert eine Ausgangsspannung der Frequenz 20 kHz, deren Amplitude proportional dem Magnetfeld ist, das auf den Sensor wirkt [FANSELAU, 1960]. Diese Spannung wird selektiv verstärkt und phasenrichtig gleichgerichtet. Dieser Teil stellt das eigentliche Magnetometer dar. Am Ausgang entsteht eine Gleichspannung, deren Polarität und Größe von der Polarität und Größe des Magnetfeldes H_s abhängt, das auf den Sensor wirkt.

Hinter einem Zeitglied wird das Signal in einem Operationsverstärker verstärkt. Am Ausgang dieses Rechenverstärkers entsteht der Strom $I = K_1 \cdot H_s$, der den Widerstand R und eine Spule mit dem Spulenfaktor K_2 [$\text{Oe} \cdot \text{A}^{-1}$] durchfließt, die so um den Sensor gewickelt ist, daß ein Magnetfeld $H_G = K_2 \cdot I$ entsteht, das dem äußeren Feld H entgegengerichtet ist.

Es gilt:

$$H_s = H - H_G$$

oder

$$\frac{I}{K_1} = H - K_2 \cdot I$$

damit wird der Strom I in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld H :

$$I = H \frac{K_1}{1 + K_1 \cdot K_2}$$

Ist $H \gg H_s$, so wird $K_1 \cdot K_2 \gg 1$ und man erhält für den Strom I die einfache Beziehung:

$$I = \frac{H}{K_2}$$

Das heißt, der Ausgangsstrom des Magnetometers und am Widerstand R die Ausgangsspannung hängen nur vom äußeren Feld H ab. Das Magnetometer erhält auf diese Weise eine hohe Genauigkeit, und die Sonde arbeitet bei beliebigen äußeren Feld nahezu im Nullpunkt.

Um nun im vollen Erdfeld mit einer Genauigkeit von ca. $\pm 5 \gamma$ messen zu können, muß man hinter die oben beschriebene Analogelektronik einen Analog-Digitalwandler anschließen, da die Analog-Telemetrie nur mit einer Genauigkeit von ungefähr $\pm 2\%$ vom Meßbereich überträgt. Der dafür entwickelte 12 bit A/D-Wandler wird in einem zweiten Raketenversuch getestet. In der Nike-Apache wurde aus Platz- und Gewichtsgründen nur der Analogteil eingebaut. Er diente damit hauptsächlich zur Lagebestimmung der Figurenachse zum Magnetfeld.

Durch den konstanten Übertragungsfehler der Telemetrie von ungefähr $\pm 2\%$ von 60000γ , entsteht ein Fehler in der Lagebestimmung, der von der augenblicklichen Lage der Rakete zum Feld abhängt.

Bezeichnet man mit α den Winkel zwischen dem Feldvektor F und der Längskomponente L , die parallel zur Figurenachse liegt, so gilt:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{H}{L},$$

wobei H die Radialkomponente des Magnetfeldes ist.

Daraus erhält man:

$$d\alpha = \sin \alpha \cdot \cos \alpha \left(\left| \frac{dH}{H} \right| + \left| \frac{dL}{L} \right| \right)$$

$$d\alpha = \sin \alpha \cdot \cos \alpha \left(\left| \frac{dH}{F \sin \alpha} \right| + \left| \frac{dL}{F \cos \alpha} \right| \right)$$

mit $\frac{dH}{F} = \frac{dL}{F} \approx \text{const} \approx 0,02 (\pm 2\% \text{ von } F \approx 60000 \gamma)$

folgt $d\alpha = 0,02 (\cos \alpha + \sin \alpha)$.

Mit diesem Fehler ist die Lagemessung durch die Analog-Übertragung behaftet.

Technische Daten des Magnetometers (eine Komponente):

Versorgungsspannung	+16 V; -15 V ($\pm 1\%$)
Leistungsaufnahme	+16 V 60 mA -15 V 19 mA
Meßbereich je Komponente	$\pm 60000 \gamma$
Ausgang	0 bis +5 V an 5 kOhm
	Nullfeld entspricht ca. +2,5 V
Linearität	
bezogen auf volles Erdfeld	$5 - 10 \cdot 10^{-5}$
Arbeitsbereich der Elektronik	-40°C bis +70°C
Arbeitsbereich der Sonde	-50°C bis +75°C
Genauigkeit der Sonde $3 \cdot 10^{-4}$	-20°C bis +40°C
Gewicht der Sonde mit 2 Komponenten	0,15 kg
Gewicht der Elektronik mit Gehäuse und voll vergossen	0,7 kg

Literatur

- BEWERSDORFF, A., J. DION, G. KREMSER, E. KEPPLER, J. P. LEGRAND, W. RIEDLER: Diurnal Energy Variation of Auroral X-Rays. *Ann. de Géophysique*, 22, 23—30, 1966.
- CHAMBERLAIN, J. W.: *Physics of the Aurora and Airglow*. Academic Press, New York 1961.
- FANSELAU, G.: *Geomagnetismus und Aeronomie*, Bd. II. VEB Deutscher Verlag der Wissenschaft Berlin 1960.
- HARTL, P., R. HOMMEL: Ein Telemetrie-Übertragungsverfahren für Höhenforschungsraketen. (In Vorbereitung.)
- MÜLLER, B.: *DGRR Journal für Raumfahrtforschung* 1967. (Im Druck.)
- NEUERT, H.: Kernphysikalische Meßverfahren zum Nachweis für Teilchen und Quanten. S. 88, S. 110, Karlsruhe, G. Braun (1966).
- O'BRIEN, B. J., H. TAYLOR: High Latitude Geophysical Studies with Satellite Injun 3. *J. Geophys. Res.* 69, 45—63 (1964).

Briefe an den Herausgeber

Bemerkungen zum Begriff der „luftelektrisch ungestörten“ Zeiten

Von H. ISRAËL, Aachen¹⁾

Eingegangen am 7. Juli 1967

Es ist in der Luftelektrizität seit langem üblich, im Meßmaterial den während „luftelektrisch ungestörter“ Zeiten anfallenden Ergebnissen besondere Bedeutung zuzumessen und sich bei statistischen Bearbeitungen auf eben diese Werte zu beschränken. Dies Aussonderungsverfahren entstand etwa Ende des vorigen Jahrhunderts und entsprang der Vorstellung, daß das Erscheinungsbild der atmosphärischen Elektrizität durch das meteorologische Geschehen „verzerrt“ wird und daß man es deshalb um so klarer erkennt, je mehr man die vom Wettergeschehen ausgehenden Störwirkungen ausschaltet (siehe z. B. H. ISRAËL, 1950).

Dies Verfahren wurde dann auch später beibehalten, als es gelang, das luftelektrische Geschehen als Folgeerscheinung meteorologischer Vorgänge zu deuten und seine Einzelheiten aus dem Zusammentreffen global wirksamer und lokal begrenzter Wettereinflüsse zu verstehen. Denn nun bestand die Aufgabe in der Separierung der beiden Einflußbereiche, zu deren Lösung die Abgrenzung der in „luftelektrisch ungestörten“ Zeiten gewonnenen Meßergebnisse eine wesentliche Hilfe zu bieten schien, konnte doch in diesen Ergebnissen das Hervortreten des Globaleinflusses erwartet werden.

Indes hat sich die Erwartung, auf diese Weise zu einer Abgrenzung der beiden luftelektrischen Bereiche gegeneinander zu kommen, nur z. T. bestätigt. War schon bald erkannt worden, daß die Auswahl der „Schönwetterwerte“ des luftelektrischen Feldes über Land und über See zu einem verschiedenartigen Bild führten — an Landstationen sind die mittleren Tagesgänge des Feldes bezüglich der zeitlichen Lage ihrer Extremwerte nach Ortszeit orientiert, außerdem in ihrem Charakter („einfach-periodisch“ bzw. „doppel-periodisch“) je nach Station und Jahreszeit verschieden, während über See ein global phasengleicher und einheitlicher Tagesgang besteht —, so hat eine neuere mit strengeren Kriterien durchgeführte Untersuchung ergeben, daß eine

¹⁾ Prof. Dr. H. ISRAËL, Forschungsstelle für Geophysik und Meteorologie der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule, Aachen.

Separierung globaler und lokaler Einflüsse an Landstationen nicht erreichbar ist (H. ISRAËL und P. DE BRUIJN, 1967). Aus den dort näher dargestellten Gründen ist die Möglichkeit zur Separierung der beiden Einflußbereiche nur bei Messungen über den freien Ozeanen und in den unbewohnten Polargebieten gegeben.

Mit dieser Erkenntnis wird das bisher übliche Verfahren einer Aussonderung von Ergebnissen aus „luftelektrisch ungestörten Zeiten“ für Landstationen überflüssig.

Da eine definitionsgemäße Festlegung für ein Aussonderungsprinzip von jeher auf Schwierigkeiten stieß (vgl. z. B. H. ISRAËL und G. LAHMEYER, 1948), wird damit eine der bisher ungelösten Schwierigkeiten in der Luftelektrizität beseitigt.

Für luftelektrische Untersuchungen über den Ozeanen und in den Polargebieten bleiben die Probleme einer Definition „luftelektrisch ungestörter Zeiten“ und der Aussonderung der in diesen Zeiten gewonnenen Ergebnisse zum Zwecke der Globaluntersuchung natürlich in vollem Umfang bestehen. Sie bedürfen einer noch festzulegenden, klärenden Definition bzw. Übereinkunft.

Für künftige luftelektrische Beobachtungen an Landstationen wäre eine der Zielsetzung der Bearbeitung entsprechende und ihrer Erleichterung dienende Klassifizierung des luftelektrischen Ergebnismaterials erwünscht, die dem Vorhandensein der verschiedenen Arten von Generatoren im Wetterablauf entsprechen sollte. Eine erste derartige Gruppierung wurde bereits von H. ISRAËL und G. LAHMEYER (1948) vorgeschlagen. Dabei wird nur unterschieden zwischen Zeiten ohne Niederschlag und solchen mit Hydrometeoren aller Art. Auf diesem Wege wäre eine Analyse der Wettereinflüsse bezüglich der mit ihnen verknüpften Generatorwirkungen — vorwiegend Austauschfolgen im erstgenannten, Hydrometeorfolgen im zweiten Fall — erleichtert. Weitere Unterteilungen können, falls erforderlich, leicht festgelegt werden.

Literatur

- ISRAËL, H.: Zur Entwicklung der luftelektrischen Grundanschauungen. Archiv f. Meteorol., Geophys. u. Bioklim. (A) 3, 1—16, 1950.
- ISRAËL, H. und G. LAHMEYER: Studien über das atmosphärische Potentialgefälle I. Das Auswahlprinzip der luftelektrisch „ungestörten Tage“. Terr. Magn. 53, 373—386, 1948.
- ISRAËL, H. und P. DE BRUIJN: The present status of atmospheric electric research. Archiv f. Meteorol., Geophys. u. Bioklim. (im Druck), 1967.

**Verzeichnis der geophysikalischen Vorlesungen
an den deutschsprachigen Universitäten und Hochschulen,
von denen Angaben eingingen**

Wintersemester 1967/68

Universität Aachen

- | | |
|---|--------|
| Einführung in die Geophysik (Erdmagnetismus) II (1) | ISRAËL |
| Radio-Aktivität im geophysikalischen Bereich II (1) | ISRAËL |

F. U. Berlin

- | | |
|---|----------|
| Einführung in die Wettervorhersage II | SCHERHAG |
| Einführung in die Klimatologie II | SCHERHAG |
| Einführung in die Geophysik II | STROBACH |
| Theoretische Ergänzungen zur Geophysik II | STROBACH |
| Theoretische Meteorologie III | FORTAK |
| Methoden der angewandten Geophysik: Geoelektrik und Bohrlochmessungen | GIESE |
| Ausgewählte Kapitel aus der Geophysik:
Luftelektrizität II (Radioaktivität, Kosmische Strahlung) | FEUSSNER |
| Meteorologische Instrumentenkunde I | BURGER |
| Einführung in die Satellitenmeteorologie III | HAUPT |
| Spurenstoff-Meteorologie I | FETT |

Universität Bonn

- | | |
|---|------------|
| Meteorologie der Tropen- und Subtropenzone (3) | FLOHN |
| Wolkenphysik I (2—14 tgl.) | AUFM KAMPE |
| Theoretische Grundlagen der synoptischen Meteorologie I (2—14 tgl.) | LINGELBACH |

T. H. Braunschweig

- | | |
|---|---------|
| Meteorologie (1) | KERTZ |
| Potentialtheorie in der Geophysik (2) | KERTZ |
| Angewandte Geophysik (1) | FLATHE |
| Interplanetare und terrestrische Auswirkungen der Sonnenaktivität (1) | PFOTZER |

T. H. Clausthal

- | | |
|--|-----------|
| Theorie der Seismik und Erdbebenkunde (2) | ROSENBACH |
| Angewandte Seismik (2) | ROSENBACH |
| Einführung in die Angewandte Geophysik (2) | ROSENBACH |
| Moderne Entwicklungen geophysikalischer Meßmethoden
(Modellgeophysik) (2) | BEHRENS |
| Physik der hohen Atmosphäre II (2) | UNTIEDT |

T. H. Darmstadt

- | | |
|------------------------------------|------------|
| Theoretische Meteorologie I (4) | WIPPERMANN |
| Einführung in die Klimatologie (2) | KLUG |
| Radarmeteorologie (2) | Manier |

Universität Erlangen-Nürnberg

- | | |
|---|-------------------------|
| Methoden der angewandten Geophysik 2. Teil m. Üb. (4) | ANGENHEISTER/
SOFFEL |
|---|-------------------------|

Universität Frankfurt

Allgemeine Meteorologie (2)	GEORGH
Temperaturverteilung und Grundlagen des atmosphärischen Wärmehaushalts (1)	MÜGGE
Wetterbesprechung (2)	MÜGGE
Atmosphärische Strahlung und Optik II (2)	KASTEN
Theoretische Meteorologie III (2)	SCHMITZ
Synoptische Meteorologie (2)	WACHTER

Universität Göttingen

Erdmagnetismus (2)	SIEBERT
Dynamische Meteorologie (2)	KLEINSCHMIDT
Probleme und Ergebnisse der extraterrestrischen Forschung (1)	DIEMINGER
Technik der Weltraumforschung (1)	EHMERT

Universität Hamburg

Physikalische Klimatologie (2)	BROCKS
Dynamik der Atmosphäre II (2)	FISCHER
Wellen in der Atmosphäre (1)	STILKE
Statistische Analyse und Spektralzerlegung von Beobachtungsreihen (1)	HASSE
Atmosphärische Optik (1)	JESKE
Maritime Aspekte von Luftchemie und Lufterlektrizität (1)	ROLL
Potentialtheorie, Kugelfunktionen und Zylinderfunktionen in der Geophysik mit besonderer Berücksichtigung des Schwerefeldes und des magnetischen Erdfeldes II (2)	MENZEL
Einführung in die angewandte Geophysik (2)	KLUSSMANN
On age determinations (1)	CUMMING
Einführung in die Ozeanographie	HANSEN

T. H. Karlsruhe

Grundzüge der Geophysik (2)	MÜLLER
Seismologie (2)	MÜLLER
Gravimetrie (Instrumente und Meßtechnik) (1)	MÄLZER

Universität Kiel

Einführung in die Geophysik: Aufbau der Erde (2)	JUNG
Einführung in die angewandte Geophysik: Schwerkraftverfahren (2)	JUNG
Schwere und Massenverteilung der Erde (3)	JUNG
Bodenmorphologie des Weltmeeres (1)	DIETRICH
Gezeiten des Meeres (2)	DIETRICH
Einführung in die Theoretische Ozeanographie, Teil III: Störungsrechnung (2)	KRAUSS
Wellen der Meeresoberfläche (2)	KRAUSS
Thermodynamik (2)	DEFANT
Numerische Wettervorhersage II (1)	DEFANT
Meteorologische Optik II (2)	HINZPETER
Meteorologische Instrumentenkunde (2)	HINZPETER

Universität Mainz

Theoretische Meteorologie I (2)	JUNGE
Synoptik mit Üb. (2)	JUNGE
Allgemeine Zirkulation (1)	JUNGE
Wetterbesprechung (1)	JUNGE
Einführung in die Hydrologie II (1)	FRIEDRICH
Kurzwellige Strahlung (1)	BULLRICH
Allgemeine Ozeanographie (1)	DE BARY
Dynamische Ozeanographie (1)	BULLRICH
Einführung in die numerische Wettervorhersage IV (1)	HINKELMANN

Universität München

Schwerefeld und Magnetfeld der Erde (2)	ANGENHEISTER
Einführung in die Vorlesungen der Geophysik (1)	ANGENHEISTER
Kugelfunktionen und ihre Anwendungen zur Beschreibung des erdmagnetischen Feldes m. Üb.	ANGENHEISTER
Physik der festen Erde (2)	HARDTWIG
Grundzüge der Hydrodynamik für Geophysiker	HARDTWIG
Probleme der physikalischen und geologischen Erdbebenkunde II. Teil (1)	FÖRTSCH
Einführung in das geophysikalische Praktikum (2)	FÖRTSCH
Meteorologie I (3)	MÖLLER
Ergänzungen zur Meteorologie I (1)	MÖLLER
Optik der Atmosphäre (1)	MÖLLER
Einführung in die Dynamische Meteorologie (3)	HOLLMANN
Wolkenphysik und Radarmeteorologie (2)	MÜLLER
Synoptische Meteorologie und Wettervorhersage II (1)	CHRISTIANS
Forstliche Meteorologie und Klimatologie II (2)	BAUMGARTNER
Meteorologie und Klimatologie I (Agrarmeteorologie) (2)	VAN EIMERN

Universität Münster

Physik der hohen Atmosphäre (Ionosphäre und erdmagnetische Variationen) (2)	BROCKAMP
Physik der Polargebiete (1)	BROCKAMP
Praktische Seismometrie (2—14 tgl.)	BAULE

T. H. Stuttgart

Allgemeine Geophysik (Geophysik I) (2)	HILLER
--	--------

Universität Tübingen

Grundlagen der allgemeinen und angewandten Geophysik (2)	SCHNEIDER
Die Atmosphären der Planeten und ihre Entstehung (1)	MÜHLEISEN

Universität Innsbruck

Physikalische Klimatologie (4)	HOINKES
Atmosphärische Turbulenz (2)	REITER
Allgemeine Zirkulation der Atmosphäre (m. Üb.) (2)	REITER
Atmosphärische Transportprozesse (2)	HOINKES/REITER

T. H. Zürich

Allgemeine Geophysik (Gravimetrik, Erdmagnetismus, Geothermik, Radiometrik) (2)	GASSMANN
Geophysikalische Prospektion (Geoelektrik, Gravimetrik, Magnetik) m. Üb. (3)	GASSMANN/ PAVONI
Geophysikalische Radiometrik (natürliche Radioaktivität, radiometrische Methoden der Erkundung und Ausbeutung von radioaktiven Erzlagerstätten, geotechnische und hydrologische Anwendungen) (1)	RYBACH
Laufzeitseismik (2)	WEBER
Atmosphärenphysik I, allgemeine Zirkulation und Physik der Troposphäre (2)	DÜTSCH
Das aktuelle Wettergeschehen (Diskussion des gegenwärtigen Wetterablaufs an Hand von Faksimilekarten) (1)	DÜTSCH
Satellitenmeteorologie (1)	GINSBURG
Wetter- und Klimalehre (2)	GUTERSOHN
Synoptische Meteorologie (2)	KUHN
Schneekunde und Lawinenverbau ($1\frac{1}{2}$)	M. DE QUERVAIN
Experimentalmethoden und Instrumente der Strömungsmechanik, Vorlesung mit Demonstrationen (1)	SPRENGER
Strömungslehre II (3)	THOMANN

Buchbesprechungen

Electron Density Profiles in Ionosphere and Exosphere. Herausgeber: JON FRIHAGEN, North Holland Publishing Company — Amsterdam, 630 Seiten, DM 66,30.

Das Buch enthält die Vorträge einer internationalen Tagung über Ionosphäre und Exosphäre, die in Finse/Norwegen im April 1965 stattfand. Ähnliche Tagungen wurden schon 1961 und 1963 in Norwegen abgehalten, deren Vorträge auch in Buchform veröffentlicht wurden.

Es muß gleich zu Anfang gesagt werden, daß der Inhalt wesentlich umfassender ist als der Titel zunächst erwarten läßt. Sehr viele Vorträge befassen sich mit zeitlichen Änderungen in der Ionosphäre und damit zusammenhängender Fragen wie chemische Zusammensetzung der hohen Atmosphäre, Ionisationsprozesse, Temperatur, Bewegungsvorgänge usw.

Die Einteilung des Buches in mehrere Abschnitte erfolgt im wesentlichen nach Höhenbereichen. Relativ viele Beiträge betreffen die *D*-Schicht. Die gezeigten Ergebnisse wurden nach verschiedenen Meßmethoden — Bodenbeobachtungen und Raketenexperimente — erhalten.

Bei der *E*-Region liegt das Hauptgewicht bei theoretischen und experimentellen Untersuchungen der sporadischen *E*-Schicht. Die größte Anzahl von Vorträgen befaßt sich mit der *F*-Schicht. In der unteren *F*-Schicht konnten jahreszeitliche Änderungen der Elektronendichteprofile sowie Diffusionsprozesse und Temperaturabhängigkeit von Elektronenlagerung mittels Bodenbeobachtungen studiert werden. Untersuchungen über die Abhängigkeit der Elektronendichte in der oberen *F*-Schicht von Jahreszeit, Tageszeit und geomagnetischer Breite wurden durch Satelliten ermöglicht, ebenso über Temperatur und Ionenzusammensetzung der oberen Ionosphäre. Ergebnisse zu den zuletzt erwähnten Problemen wurden auch mittels der „Incoherent Backscatter“-Methode erhalten.

Eine weitere Gruppe von Vorträgen berichtet über zeitliche Änderungen des Elektroneninhalts (Höhenintegral über die Elektronendichte der Ionosphäre), der auf Beobachtung des *Faraday*-Effekts an Satellitensignalen berechnet wurde.

Das Buch gibt eine umfassende und detaillierte Darstellung der neuesten Ergebnisse auf diesem Gebiet. Darüber hinaus muß erwähnt werden, daß einleitende Vorträge am Anfang jeden Teilgebietes eine gute Einführung in die jeweiligen Probleme geben für solche, die nicht im einzelnen mit dieser Materie vertraut sind.

A. K. PAUL

H. KARBAUM: *Anwendungsmöglichkeiten und Probleme des Salzverdünnungsverfahrens zur Abflußermittlung.* Mitt. Nr. 6 aus dem Forschungsinstitut für Hydrometeorologie Berlin, Akademie-Verlag, Berlin 1965.

Der Verfasser streift die verschiedenen Verfahren zur Ermittlung des Abflusses oberirdischer Gewässer und beschreibt ausführlich die Möglichkeiten des Salzverdünnungsverfahrens in turbulenten Gebirgsbächen. Eine konzentrierte Salzlösung wird mit gleichbleibender Rate aus einer Mariotteschen Flasche dem Bach zugesetzt. In einem Abstand, in welchem man völlige Vermischung annehmen kann, wird entweder durch Titration von Wasserproben oder durch Messung der Leitfähigkeit (im Bach oder an Wasserproben) der Salzgehalt gemessen, woraus sich unter Berücksichtigung des natürlichen Salzgehaltes und der Zuflußrate der Beimischung der Abfluß ergibt. Die Ergebnisse werden mit Beckenmessungen verglichen. Wenn im einzelnen die möglichen Fehlerquellen durch Temperatur, nicht ausreichende Durchmischung etc. berücksichtigt bzw. beseitigt sind, liefert die Methode um die wahren Werte mit maximalen Fehlern von 4—5% schwankende Ergebnisse. Das Verfahren wird als Ergänzung zu den Flüßelmessungen empfohlen.

H. DÜRBAUM

J. P. BRUCE und R. H. CLARK: *Introduction to Hydrometeorology* (Einführung in die Hydrometeorologie). Oxford: Pergamon Press 1966. IX, 319 S., 79 Abb. und 25 Tab. 30 sh.

Die Schrift hat Lehrbuchcharakter. Sie ist mit dem Ziel geschrieben a) den Meteorologen die Begriffe, Arbeitsverfahren, Zahlengrößen und technischen Probleme der Hydrologie nahezubringen und b) den Hydrologen sowie Wasserbauingenieuren die Grundlagen des Wasserkreislaufes in der Atmosphäre zu vermitteln. In den Kapiteln 2, 3 und 5 werden die Hydrologen über die Bildung und das Dargebot des Niederschlages (Stabilitätskriterien, Luftmassen, Fronten, Zyklonen, Wolkenphysik, tropische Regengebiete), über Schnee- und Eisschmelze (Metamorphose der Schneedecke, Energetik und Vorgang des Schmelzprozesses) sowie über die Verdunstung (Energetik, Wasserdampfaustausch) unterrichtet. Speziell den Meteorologen sind die Kapitel 4, 6 und 7 gewidmet, in denen Abfluß und Wasserspende (Vorräte, Infiltration, Abflußregime), Beobachtungsmethoden und Meßnetze für Niederschlag, Verdunstung, Abfluß und Bodenwasser sowie die Kenngrößen von Seen und Wasserspeichern (Wasserhaushalt, Seiches, Sedimente, Wärmeumsatz, Eisführung) erläutert werden.

Relativ ausführlich sind in Kap. 8 die Methoden der statistischen Analysis (Varianz-, Korrelations- und Wahrscheinlichkeitsrechnung) beschrieben. Man findet in diesem Abschnitt jedoch auch Anwendungen zur Berechnung des Gebietsniederschlages, zur Zerlegung der Abflußganglinien und für Hochwasservorhersagen. In den Kapiteln 9 und 10 folgen Hinweise zur Abschätzung von Abflußgrenzwerten aufgrund kurzer Beobachtungsreihen und auf die Probleme beim Entwurf von Wasserspeichern (Kapazität, Verdunstungsverluste, Füllzeit, Hochwasserüberlaufwehre, Starkregen- und Schmelzwasserprognose, Dimensionierung von Drainagen). In den Kapiteln 11, 12 und 13 sind Formeln enthalten für die Wasserstandsprognose vom Oberlauf der Flüsse bis zu deren Mündung. Die anthropogenen Einflüsse auf den Wasserkreislauf (Vegetationswechsel, Drainage, Wolkenimpfung, Verdunstungskontrolle, Beeinflussung der Schneeschmelze, Urbanisierung) sind beschrieben und ein Überblick über Klimaschwankungen und deren Folgerungen für die Wasserwirtschaft ist gegeben. Eine Tabelle für die Umrechnungen von Maßeinheiten, ein Anhang mit 31 Rechenaufgaben und ein Sachverzeichnis beschließen das Werk. Insgesamt 248 Literaturangaben, die vorwiegend dem englischen Sprachraum entstammen, findet man hinter den einzelnen Kapiteln.

Das Buch ersetzt die bekannten Werke von CHOW, KELLER und LINSLEY-KOHLER-PAULHUS nicht. Es ist aber als handliche Einführung zu Beginn der Internationalen Hydrologischen Dekade ein wertvoller Beitrag zur Entwicklung des Fachgebietes. Dieses beruhte bisher zu einseitig auf den empirischen Erfahrungen der Hydrologie-Ingenieure und bedarf vor allem in theoretischer Hinsicht noch vieler Impulse.

A. BAUMGARTNER

E. L. KRINOV: *Giant Meteorites*. Translated from the Russian by J. S. ROMANKIEWICZ; translation edited by M. M. BEYNON. 395 Seiten, 281 Abb., Pergamon Press, Oxford 1966. £5 net.

Eine anregend und verständlich abgefaßte, ausführliche Beschreibung der auf der Erde nachgewiesenen Meteorkrater und der Strukturen, die mit mehr oder weniger Wahrscheinlichkeit als Meteorkrater angesehen werden können. Besonders eingehend wird der *Barringer-Krater in Arizona* beschrieben. Hierauf folgen ausführliche Darstellungen über die Erforschung der Aufschlagstellen des *Tunguska-Meteoriten* von 1908 und des *Sikhote-Aline-Schauers* von 1947. Da der Verfasser an der Untersuchung beider Objekte aktiv beteiligt war, können diese Kapitel besonderes Interesse beanspruchen. Auf theoretische Entwicklungen wird verzichtet. Ein Anhang beschreibt einige vulkanische Strukturen, die möglicherweise auf Meteoriteneinschläge zurückgeführt werden können. Hier werden auch das *Nördlinger Ries* und das *Steinheimer Becken* erwähnt. Das Buch ist ausgezeichnet illustriert und enthält ein ausführliches Autorenverzeichnis. Ein Sachverzeichnis fehlt, dafür ist das Inhaltsverzeichnis sehr ausführlich gehalten.

K. JUNG (Kiel)

W. HERING: *Untersuchungen über den Streufehler der Messungen mit Radiosonde — Modell Freiberg*. Abhandlung des Meteorologischen Dienstes der DDR Nr. 79, Akademie Verlag Berlin, 1966, 36 Seiten.

Zusammen mit der stürmischen Entwicklung der Aerologie wurde in den vergangenen Jahren auch das internationale Radiosondennetz immer mehr erweitert (1950 300, 1962 600 Stationen). Leider ist es aber bisher aus verschiedenen Gründen noch nicht gelungen, die eingesetzten Sonden zu standardisieren. So wird seit 1957 im Bereich des Meteorologischen Dienstes der DDR die Radiosonde — Modell Freiberg —, die eine Weiterentwicklung der Lang-Sonde ist, eingesetzt. Die Ablesegenauigkeit beträgt bei der Temperatur 0,1 grd und 1% bei der rel. Luftfeuchtigkeit; für die Druckmessung läßt sich eine entsprechende Angabe nicht machen, da nur feste Druckwerte gemessen werden. Die Güte der Meßwerte wird aber wesentlich durch systematische und zufällige Fehler beeinflusst. Die systematischen Fehler werden nicht untersucht. Die Arbeit, die als Dissertation verfaßt wurde, befaßt sich ausschließlich mit den zufälligen Fehlern, die meist wesentlich kleiner als die systematischen Fehler sind. Sie haben ihre Ursachen in unvermeidlichen Fehlern bei der Eichung und bei der Auswertung der Aufstiege sowie in zufälligen Fehlern der Mechanik des Instruments. Der ganze Komplex der zufälligen Fehler wird an Hand von 42 Zwillingsaufstiegen — zwei Sonden an einem Ballon — untersucht. Die ausführliche Bearbeitung liefert als mittleren zufälligen Sondenfehler in 850 mb ($\pm 3,3$ mb; $\pm 0,48$ grd; $\pm 5,1\%$), in 300 mb ($\pm 3,9$ mb; $\pm 0,51$ grd; $\pm 5,7\%$) und in 100 mb ($\pm 3,9$ mb; $\pm 0,55$ grd —). Die Umstellung der mechanischen Sonde — Modell Freiberg — auf elektrische Meßverfahren wird kurz diskutiert.

RAINER ROTH

R. MEINHOLD: *Geophysikalische Meßverfahren in Bohrungen*. Geophysikalische Monographien, Bd. 4. Akademische Verlagsgesellschaft Geest und Porting K.-G., Leipzig 1965, 237 S., DM 55,—.

Das in der Reihe der Geophysikalischen Monographien erschienene Buch wird dem Ziel des Verfassers gerecht, die Prinzipien der geophysikalischen Meßverfahren in Bohrlöchern und ihrer Interpretationsmethoden nach dem neuesten Stand darzustellen. Es schließt eine Lücke in der deutschsprachigen Lehrbuchliteratur, indem es durch eine erschöpfende Gesamtdarstellung der in der Prospektion üblichen Verfahren dem angehenden Geophysiker oder Feldingenieur die Möglichkeit gibt, sich über die Vielzahl der heute angewandten Methoden zu orientieren.

Nach einer allgemeinen Einleitung über Bohrtechnik und petrophysikalische Grundlagen werden zunächst die elektrischen Meßverfahren, Potentialmessungen, klassische und moderne Widerstandsverfahren und Induktionsmessungen behandelt. Die Sonderstellung dieses Buches gegenüber den bisher vorhandenen Kompendien wird deutlich, wenn man sich mit den nun folgenden neueren und für die Zukunft bedeutenderen Methoden befaßt. In ausführlicher und übersichtlicher Form werden die nuklearen Verfahren, wie γ -Messungen, Neutronenverfahren, kernmagnetische Messungen und γ -Spektroskopie dargestellt. Nach der Behandlung magnetischer, akustischer und mechanischer Verfahren wird die kombinierte Anwendung verschiedener Methoden an speziellen Meßbeispielen aufgezeigt. Den Abschluß des Buches bildet ein kurzer Ausblick auf die durch automatische Interpretation gegebenen Möglichkeiten.

Wegen der großen Zahl der behandelten Meßmethoden konnte auf deren physikalische Prinzipien nur kurz eingegangen werden und es wurden theoretische Ableitungen nur dann aufgenommen, wenn sie etwa den tatsächlichen geologischen Gegebenheiten Rechnung tragen. Die für die einzelnen Verfahren entwickelten Geräte konnten im Rahmen dieses Buches nur im Prinzip erläutert werden. Dagegen besticht das Buch durch eine Fülle von gut gewählten Anwendungsbeispielen und macht den Studierenden auf diese Weise mit den Problemstellungen vertraut, die ihn in der eigentlichen Meßpraxis erwarten. Für denjenigen, der auf den erworbenen Grundkenntnissen weiterbauen will, bietet sich am Ende jedes Kapitels eine ausführliche Literaturzusammenstellung.

D. EMTER

SEISMOS



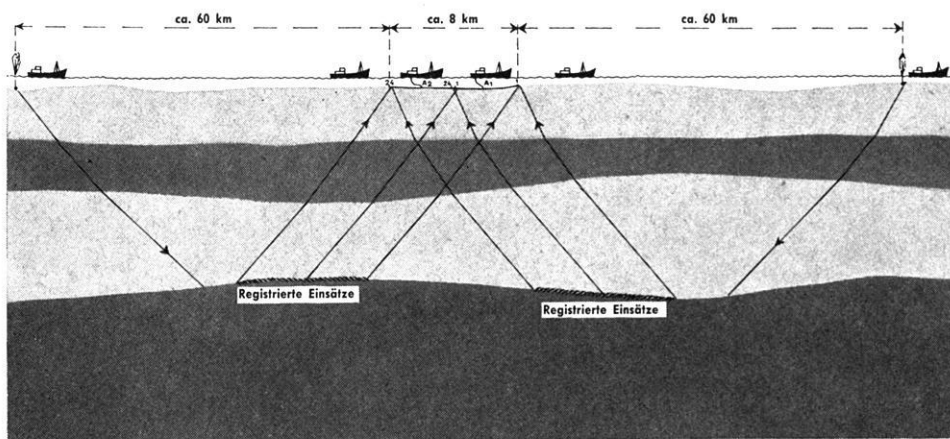
die älteste bestehende
geophysikalische Firma der Welt

modern in ihren Methoden und
Geräten

Analog- und Digitalseismik

erforscht den tiefen Untergrund bis
zur Moho-Diskontinuität

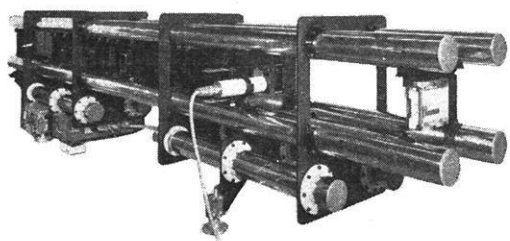
mit
Refraktionsseismik in der Nordsee



SEISMOS

Vor der digitalen Seismogrammverarbeitung -
**Analyse der Messergebnisse mit dem
 OPTO-FILTER**

Die Opto-Filterung erlaubt es, die Rohseismogramme vor deren Verarbeitung im Rechenzentrum bezüglich der vorhandenen Frequenzen und Neigungen zu analysieren. Die Analyse kann auf einzelne Spuren und auf komplette Profile angewendet werden, wobei der zu untersuchende Zeitabschnitt frei wählbar ist. Die Anwendung des Opto-Filters vor der digitalen Seismogrammverarbeitung gibt ein wesentliches Kriterium für die Wahl der optimalen Parameter.



PRAKLA-SEISMOS · RECHENZENTRUM

CONTROL DATA 3300



plant
 untersucht
 schafft Grundlagen

GEOPHYSIK IN ALLER WELT