

Zeitschrift für Geophysik

Band 37

1971

Heft 6

Inhaltsverzeichnis

Übersichtsartikel: GEYH, M. A.: Der Radiokohlenstoff und seine Rolle in der geowissenschaftlichen Forschung	909
FUCHS, K., D. MAYER-ROSA, and F. LIEBAU: Lateral Inhomogeneities of the Earth's Mantle and Their Petrological Interpretation	937
FIELTIZ, K.: Elastische Wellengeschwindigkeiten in verschiedenen Gesteinen unter hohem Druck und bei Temperaturen bis 750 °C	943
PARTSCH, W.: Ein gravimetrisches Modell der Erdkruste im Gebiet der Ostalpen.	957
HAENEL, R.: Heat Flow Measurements and a First Heat Flow Map of Germany.	975
FLACH, D., O. ROSENBACH, and H. WILHELM: Tidal Analyses of Simultaneous Records Taken by Two Askania Borehole Tiltmeters.	993
FLACH, D., G. JENTZSCH, O. ROSENBACH, and H. WILHELM: Ball-Calibration of the Askania Borehole Tiltmeter (Earth Tide Pendulum)	1005
RICHTER, I.: Eine Gradientschicht im oberen Teil der Erdkruste als Wellenleiter von Raumwellen	1013
BJÖRNSSON, A., O. HILLEBRAND, and H. VOELKER: First Observational Results of Geomagnetic π_2 and π_5 Pulsations on a North-South Profile through Europe	1031
KOTADIA, K. M., and B. M. PATEL: Ionospheric Absorption of Radio Waves on 1.725 MHz and the Winter Anomaly during Sunspot Minimum	1043
MÜHLEISEN, R., H.-J. FISCHER, and H. HOFMANN: Horizontal Electric Fields in the Ionosphere Derived from Air Electric Measurements	1055



ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

als zweimonatliche Publikation herausgegeben im Auftrag der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft von

W. Dieminger, Lindau/Harz

und

J. Untiedt, Münster i. W. (als Stellvertreter)

unter Mitwirkung von

A. Defant, Innsbruck — W. Hiller, Stuttgart — K. Jung, Kiel — W. Kertz, Braunschweig — Th. Krey, Hannover —
E. A. Lauter, Kühlungsborn — H. Menzel, Hamburg — O. Meyer, Hamburg — F. Möller, München — St. Müller,
Zürich — H. Reich, Göttingen — U. Schmucker, Göttingen — M. Siebert, Göttingen — H. Soffel, München

Veröffentlicht werden Originalarbeiten aus dem gesamten Gebiet der Geophysik und aus den Grenzgebieten in deutscher, englischer oder französischer Sprache. Außerdem erscheinen mehrmals im Jahr auf Einladung hin verfaßte Übersichtsartikel.

Für kurze Mitteilungen, bei denen Interesse an raschem Erscheinen besteht, gibt es neben den normalen Veröffentlichungen die „Briefe an den Herausgeber“ (ohne Zusammenfassung). Sie werden nach Möglichkeit im nächsten Heft gebracht.

Jede Originalarbeit beginnt mit einer deutschen und einer englischen oder französischen Zusammenfassung. Bei deutschsprachigen Aufsätzen und Briefen werden Titel der Arbeit und Abbildungsunterschriften zusätzlich in englischer oder französischer Sprache gebracht.

Die Autoren erhalten 50 Sonderdrucke ihrer Arbeit kostenlos. Weitere Exemplare können vom Verlag gegen Berechnung geliefert werden. Eine Honorierung der Beiträge erfolgt nicht.

Es wird 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 Zitate sollen entsprechend folgendem Beispiel angefertigt werden:

Im Text: Bei der ersten Zitierung [JUNG, MENZEL und ROSENBACH 1965], bei jeder folgenden Zitierung [JUNG et al. 1965].
Im Literaturverzeichnis: JUNG, K., H. MENZEL und O. ROSENBACH: Gravimetermessungen im Nördlinger Ries. Z. Geophys. 31, 7—26, 1965.

Manuskripte sind zu senden an Prof. Dr. WALTER DIEMINGER, Max-Planck-Institut für Aeronomie, 3411 Lindau/Harz.

Anschrift der *Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft*:

2 Hamburg 13, Binderstr. 22. Postscheckkonto: Hamburg 55983

Bank: Neue Sparcasse, Hamburg 24/11528

Aufgenommen werden nur Arbeiten, die weder im In- noch im Ausland veröffentlicht wurden und die der Autor auch anderweitig nicht zu veröffentlichen sich verpflichtet. Mit der Annahme des Manuskriptes geht das ausschließliche Nutzungsrecht an den Verlag über.

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.

Bezugspreis je Band (6 Hefte) 105,— DM, Einzelheft je nach Umfang. Abonnements verlängern sich jeweils um einen Band, falls keine ausdrückliche Abbestellung zum Jahresende vorliegt.

Gedruckt mit Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft.

Bekanntmachung lt. Boyer Pressegesetz: Verlag: PHYSICA-VERLAG Rudolf Liebig K.-G., D 87 Würzburg, Werner-von-Siemens-Straße 5.
Pers. haft. Ges.: Arnulf Liebig und Hildegund Haller, sämtlich Buchhändler in Würzburg. Kommanditistin: Gertrud Liebig, Würzburg.

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

Printed in Germany



PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1971

Zeitschrift für Geophysik

herausgegeben im Auftrag
der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft von

W. Dieminger, Lindau/Harz

und

J. Untiedt, Münster i. W.

unter Mitwirkung von

A. Defant, Innsbruck — *W. Hiller*, Stuttgart — *K. Jung*, Kiel — *W. Kertz*, Braunschweig — *E. A. Lauter*, Kühlungsborn — *H. Menzel*, Hamburg — *O. Meyer*, Hamburg — *F. Möller*, München — *St. Müller*, Karlsruhe — *H. Reich*, Göttingen — *U. Schmucker*, Göttingen — *M. Siebert*, Göttingen — *H. Soffel*, München

Band 37

1971



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

Gedruckt mit Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft

Die Zeitschrift, oder Teile davon, dürfen weder photomechanisch, elektronisch noch in irgendeiner anderen Form ohne die schriftliche Genehmigung des Verlags wiedergegeben werden.

R. Oldenbourg, Graphische Betriebe GmbH, München

Printed in Germany



PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1971

NAMENSVERZEICHNIS

Achtermann, E.	211	Hédervári, P.	135	Petersen, N.	303, 367
Anders, W.	443	Hedley, I. G.	409	Pohl, J.	549, 857
Becker, J. J.	641	Heller, F.	557	Prévot, M.	339, 471
Biquand, D.	471	Hillebrand, O.	1031	Pucher, R.	349
Björnsson, A.	1031	Hirscheleber, H.	47	Raethjen, H.	195
Bleil, U.	305	Hofmann, H.	1055	Rao, S. H.	743
Bock, G.	581	Hovestadt, D.	211	Readman, P. W.	321, 329
Borm, G.	707	Jacoby, W. R.	735	Richter, I.	1013
Burek, P. J.	493	Jelitto, R. J.	703	Rieger, E.	795
Busse, F.	153	Jentzsch, G.	1005	Rosenbach, O.	993, 1005
Casten, U.	47	Kardeván, P.	899	Schleusener, A.	679
Creer, K. M.	383	Kaul, I. K.	641	Schmidbauer, E.	421, 425
Dempewolf, W.	627	Kind, R.	141	Schober, M.	283
Dresen, L.	71	Kotadia, K. M.	1043	Scholer, M.	211
Engelhard, L.	1, 667	Leitinger, R.	835	Schult, A.	299, 357
Fielitz, K.	943	Liebau, F.	937	Soffel, H.	299, 303, 451, 519, 581, 857
Fischer, H.-J.	1055	Majumdar, R. K.	743	Steigenberger, N.	499
Flach, D.	993, 1005	Manson, A. J.	431	Stein, A.	237
Fritsch, V.	293	Markert, H.	499, 525	Steinwachs, M.	867
Fröhlich, R. K.	883	Mäussnest, O.	573	Storetvedt, K. M.	487
Fuchs, K.	89, 937	Mayer-Rosa, D.	937	Tauber, A. F.	293
Geyh, M.	909	Menzel, H.	595	Thyssen-Bornemisza, S.	735, 747
Ghazi, A.	641	Moritz, J.	179	Torge, W.	679
Giese, P.	237	Mühleisen, R.	759, 1055	Voelker, H.	1031
Grafarend, E.	719	Müller, G.	225	Wagner, J. J.	589
Grotten, E.	747	Müller, H. J.	39	Weichert, D. H.	147
Gutdeutsch, R.	273	Münch, J.	627	Weidelt, P.	649
Hänel, R.	119, 975	O'Reilly, W.	321, 329	Wilhelm, H.	993, 1005
Häusler, B.	211	Partsch, W.	957		
Hargraves, R. B.	367	Patel, B. M.	1043		

SACHVERZEICHNIS

I. Physik der festen Erde

U. Casten, H. Hirscheleber: Seismic Measurements in Jutland 1969. 47

L. Dresen: Amplitudenuntersuchungen an seismischen Wellen zur Charakterisierung von Verwitterungsschichten mit vertikalem Geschwindigkeitsanstieg. 71

K. Fuchs: The Method of Stationary Phase Applied to the Reflection of Spherical Waves from Transition Zones with Arbitrary Depth-Dependent Elastic Moduli and Density. 89

R. Hänel: Bestimmungen der terrestrischen Wärmestromdichte in Deutschland. 119

P. Hédevári: Map of Tectonic Flux of Japan. 135

D. H. Weichert: Short-Period Spectral Discriminant for Earthquake-Explosion Differentiation (Brief an den Herausgeber). 147

F. H. Busse (Übersichtsartikel): Bewegungen im Kern der Erde. 153

G. Müller: Direct Inversion of Seismic Observations. 225

P. Giese, A. Stein: Versuch einer einheitlichen Auswertung tiefenseismischer Messungen aus dem Bereich zwischen der Nordsee und den Alpen. 237

R. Gutdeutsch: Über die seismischen Informationen aus Hydrophonregistrierungen. 273

L. Engelhard: Geoelektrische und magnetische Messungen im Nördlinger Ries. 667

A. Schleusener, W. Torge: Investigation of Secular Gravity Variations in Iceland. 679

R. J. Jelitto: Vorbemerkungen zum Artikel von G. Borm über den Schwimmzustand bei sehr großen Massen (Ein Beitrag zur Isostasiefrage). 703

G. Borm: Über den Schwimmzustand bei sehr großen Massen (Ein Beitrag zur Isostasiefrage). 707

E. Grafarend: Isotropietests von Lotabweichungsverteilungen in Westdeutschland I. 719

M. Steinwachs: Interpretation von Mikroerdbebenregistrierungen in Westgriechenland. 867

M. A. Geyh (Übersichtsartikel): Der Radiokohlenstoff und seine Rolle in der geowissenschaftlichen Forschung. 909

K. Fuchs, D. Mayer-Rosa, F. Liebau: Lateral Inhomogeneities of the Earth's Mantle and Their Petrological Interpretation. 937

W. Partsch: Ein gravimetrisches Modell der Erdkruste im Gebiet der Ostalpen. 957

R. Hänel: Heat Flow Measurements and a First Heat Flow Map of Germany. 975

D. Flach, O. Rosenbach, H. Wilhelm: Tidal Analyses of Simultaneous Records Taken by Two Askania Borehole Tiltmeters. 993

D. Flach, G. Jentzsch, O. Rosenbach, H. Wilhelm: Ball-Calibration of the Askania Borehole Tiltmeter (Earth Tide Pendulum). 1005

I. Richter: Eine Gradientschicht im obersten Teil der Erdkruste als Wellenleiter von Raumwellen. 1013

II. Gesteinsphysik

M. Schober: The Electrical Conductivity of Some Samples of Natural Olivine at High Temperatures and Pressures. 283

H. Soffel, N. Petersen: Vorwort. 303

U. Bleil: Cation Distribution in Titanomagnetites. 305

W. O'Reilly, P. W. Readman: The Preparation and Unmixing of Cation Deficient Titanomagnetites. 321

P. W. Readman, W. O'Reilly: Oxidation Processes in Titanomagnetites. 329

M. Prévot: A Method for Identifying Naturally Occuring Titanomagnetites. 339

R. Pucher: Magnetic and X-Ray Diffraction Measurements of the Synthetic Spinel System $\text{FeFe}_2\text{O}_4 - \text{MgFe}_2\text{O}_4 - \text{NiFe}_2\text{O}_4$. 349

A. Schult: On the Strength of Exchange Interactions in Titanomagnetites and its Relation to Self-Reversal of Magnetization. 357

R. B. Hargraves, N. Petersen: Notes on the Correlation between Petrology and Magnetic Properties of Basaltic Rocks. 367

K. M. Creer: Geophysical Interpretation of Remanent Magnetization in Oxidized Basalts. 383

I. G. Hedley: The Weak Ferromagnetism of Goethite ($\alpha - \text{FeOOH}$). 409

E. Schmidbauer: Magnetization of Fe-Cr Spinel and its Application for the Identification of Such Ferrites in Rocks. 421

E. Schmidbauer: Electrical Resistivity of Fe-Cr Spinel. 425

A. J. Manson: Rotational Hysteresis Measurements on Oxidized Synthetic and Natural Titanomagnetites. 431

W. Anders: Untersuchungen von Gesteinen mit ferrimagnetischen Mineralen mittels der Resonanz der Spin-Präzession der die Erscheinung des Ferromagnetismus bewirkenden Elektronen. 443

H. Soffel: The Single Domain – Multi-domain Transition in Natural Intermediate Titanomagnetites. 451

D. Biquand, M. Prévot: A. F. Demagnetization of Viscous Remanent Magnetization in Rocks. 471

K. M. Storetvedt: Some Paleomagnetic Problems of Strongly Oxidized Rocks. 487

H. Markert, N. Steigenberger: On the Size Distribution of Submicroscopic Magnetite and Titanomagnetite Fine Particles in Basalt. 499

H. Soffel: The Effect of Radiation with Fast Neutrons on the Saturation Remanence of a Basalt. 519

H. Markert: On Some Magnetic and Magneto-Optic Properties to be Studied on Fine Precipitations in Glasses. 525

J. Pohl: On the Origin of the Magnetization of Impact Breccias on Earth. 549

F. Heller: Remanent Magnetization of the Bergell Granite. 557

J. J. Wagner: Rockmagnetic Studies on Ophiolites from Montgenevre (French-Italian Alps). 589

K. Fielitz: Elastische Wellengeschwindigkeiten in verschiedenen Gesteinen unter hohem Druck und bei Temperaturen bis 750 °C. 943

III. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde

A. Schult, H. Soffel: Magnetic ΔZ -Profile Across the Hon Graben, Libya (Brief an den Herausgeber). 299

O. Mäussnest: Anomalien des erdmagnetischen Feldes im Gebiet der jungen Vulkane Südwestdeutschlands. 573

G. Bock, H. Soffel: Paleomagnetic Investigation on Igneous Rocks from the Rhön, Germany. 581

P. Weidelt: The Electromagnetic Induction in Two Thin Half-Sheets. 649

R. Mühleisen (Übersichtsartikel): Neue Ergebnisse und Probleme in der Luftelektrizität. 759

J. Pohl, H. Soffel: Paleomagnetic Age Determination of the Rochechouart Impact Structure (France). 857

A. Björnsson, O. Hillebrand, H. Voelker: First Observational Results of Geomagnetic π_2 and π_5 Pulsations on a North-South Profile through Europe. 1031

R. Mühleisen, H.-J. Fischer, H. Hofmann: Horizontal Electric Fields in the Ionosphere Derived from Air Electric Measurements. 1055

IV. Physik der Atmosphäre

A. Ghazi, J. J. Becker, I. K. Kaul: Studies on Total Ozone over Cologne. 641

R. Leitinger: Untersuchungen über die Höhenabhängigkeit der halbtägigen gravitationserregten Gezeiten der Atmosphäre. 835

V. Extraterrestrische Physik

H. J. Müller: Suche nach einer systematischen Änderung im Laufe des Jahres in der Phase der zweiten Harmonischen der täglichen Variation der kosmischen Strahlung. 39

J. Moritz: Messung von Strahlungsgürtel-Protonen im Energiebereich 0,25-1,65 MeV mit dem Satelliten Azur. 179

H. Raethjen: Protonenmessungen im Morgensektor der Polarlichtzone bei langsam variierender Absorption kosmischer Rauschens. 195

E. Achtermann, B. Häusler, D. Hovestadt, M. Scholer: The Solar Particle Event of March 1970 as Observed over the Polar Cap and in the Radiation Belt with the Satellite GRS-A/AZUR. 211

J. Münch, W. Dempewolf: Die Ablage der Orientierungsrichtung des Satelliten Azur von der Richtung des erdmagnetischen Feldes. 627

E. Rieger (Übersichtsartikel): Messungen des elektrischen Feldes in der oberen Atmosphäre. 795

K. M. Kotadia, B. M. Patel: Ionospheric Absorption of Radio Waves on 1.725 MHz and the Winter Anomaly during Sunspot Minimum. 1043

VI. Ozeanographie

R. Kind: Berechnung der Quellenfunktion einer Explosion im Flachwasser mittels einer Dekonvolutionsmethode (Brief an den Herausgeber). 141

H. Menzel (Übersichtsartikel): Tiefseekuppen. 595

VII. Angewandte Geophysik

V. Fritsch, A. F. Tauber: Zur objektiven Beurteilung der festigkeitsmechanischen Eigenschaften von Fels durch geoelektrische Messungen. 293

S. Thyssen-Bornemisza, W. R. Jacoby: Vertical Gradients of Gravity for Areal Density Contrast Exploration. 735

R. K. Majumdar, S. H. Rao: An Alignment Chart for Gravity Elevation Correction (Brief an den Herausgeber). 743

R. K. Fröhlich: Gravity Investigations over a Salt Structure near Lübbecke, Northern Germany. 883

P. Kardeván: Die Verwendung der exponentiellen Periodenverteilung zur Feststellung der Resonanzstellen des Untergrundes aus Registrierungen industrieller Bodenunruhe. 899

VIII. Instrumentelles

L. Engelhard (Übersichtsartikel): Absorptionszellen-Magnetometer. 1

P. J. Burek: An Advanced Device for Chemical Demagnetization of Red Beds. 493

S. Thyssen-Bornemisza, E. Groten: Principle of an Absolute Gravity Meter and Gradiometer System (Brief an den Herausgeber). 747

IX. Sonstiges

In memoriam Alfred Ehmert (*G. Pfozzer*). 751

X. Buchbesprechungen

M. Caspar: Johannes Kepler (H. Schwentek). 754

W. Gerlach, M. List: Johannes Kepler – Leben und Werk (H. Schwentek). 754

W. Gerlach, M. List: Johannes Kepler; Dokumente zu Lebenszeit und Lebenswerk (H. Schwentek). 755

E. Bindel: Johannes Kepler. Beiträge zu seinem Lebensbild (H. Schwentek). 755

L. Egyed: Physik der festen Erde (M. Toperczer). 756

Der Radiokohlenstoff und seine Rolle in der geowissenschaftlichen Forschung¹⁾

Radiocarbon and its Role in Geoscience

M. A. GEYH, Hannover²⁾

Eingegangen am 16. November 1971

1.0 Einleitung

Geochronologische Untersuchungen des Spätpleistozäns und Holozäns sind heute ohne Altersbestimmungen mit Radiokohlenstoff (^{14}C) kaum noch denkbar. Weniger bekannt, aber deswegen nicht weniger bedeutsam ist, daß viele Forschungsvorhaben der Astrophysik und Geophysik, Meteorologie, Paläomagnetik, Geo- und Isotopenchemie, Ozeanographie, Dendrochronologie, Ökologie, Biologie u. a. ^{14}C -Analysen einschließen. Sie sollen der Erforschung von Transport- und Mischungsvorgängen im Kohlenstoff-Kreislauf der Natur dienen und ihre Wechselbeziehungen zum kosmischen Geschehen aufklären helfen. Dieser weniger bekannte Problemkreis der ^{14}C -Methode wird in diesem Artikel behandelt.

2.0 Zur Geschichte der Radiokohlenstoff-Methode

Die Geschichte des Radiokohlenstoffs [KAMEN 1963, LIBBY 1967] beginnt etwa 1934 mit dem Nachweis von aus Stickstoff erzeugten ^{14}C -Atomen in der Nebelkammer. Die schon damals erkannte Bildungsreaktion



entfachte eine Diskussion, ob Radiokohlenstoff auch in der Atmosphäre erzeugt wird. Die Frage galt als entschieden, als man einige Jahre später kosmogene Neutronen in der Troposphäre fand. Allein — ^{14}C blieb in der Natur weiterhin unauffindbar, bis der amerikanische Geochemiker und spätere Nobelpreisträger Libby und seine Mit-

¹⁾ Vom Vorstand der DGG erbetener Übersichtsartikel.

²⁾ Dr. MEBUS A. GEYH, Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung, 3 Hannover-Buchholz, Alfred-Bentz-Haus, Stilleweg 2.

arbeiter eine äußerst empfindliche Meßmethodik, die Low-Level Technik, entwickelt hatten. Mit ihr wurden die natürlichen, verschwindend kleinen ^{14}C -Konzentrationen von $1,2 \times 10^{-10}\%$ und weniger meßbar [ANDERSON et al. 1947]. Der Weg zur ^{14}C -Altersbestimmung war frei [LIBBY et al. 1949].

Libby entwarf für sie die Vorstellung, daß sich der durch die kosmische Strahlung erzeugte Radiokohlenstoff rasch mit dem inaktiven CO_2 der Atmosphäre mischt und auf diese Weise in den Kohlenstoffzyklus der Natur gelangt. Von dort führt der Weg direkt über die Assimilation der Pflanzen bzw. die Nahrungsaufnahme in die lebende Biomasse, deren Gehalt an Radiokohlenstoff N_0 nach Libby's Vorstellung als konstant angenommen wird. Dies ist solange erlaubt, wie sich 1. die ^{14}C -Produktionsrate und 2. die Austauschraten des Radiokohlenstoffs zwischen den verschiedenen geochemischen Reservoiren (Stratosphäre, Troposphäre, Biosphäre, Ozeane) sowie deren gespeicherte Kohlenstoffmengen nicht ändern. Im Vergleich zur lebenden Biomasse ist die ^{14}C -Konzentration der abgestorbenen Biomasse N , in der die ^{14}C -Nachlieferung aufgehört hat, kleiner, weil während der Zeitspanne A , die vom Tode an zählt, durch radioaktiven Zerfall ^{14}C verloren ging. Die quantitative Beziehung zwischen A , N_0 und N ist die Grundgleichung der ^{14}C -Altersbestimmung.

$$A = (T/\ln 2) \ln N_0/N \quad (2)$$

in der T , die Halbwertszeit von Radiokohlenstoff, mit 5568 Jahren einzusetzen ist [GODWIN 1962].

Beweise, daß Libby's Vorstellung in etwa zutrifft, wurden indirekt erbracht. Vergleiche von ^{14}C -Altern mit archäologisch gesicherten Daten oder für den weiteren Altersbereich Ergebnisse der Ionium-Methode [KULP & VOLCHOCK 1953] erwiesen sich als geeignet. Der empfindlicher werdenden Meßtechnik, die insbesondere durch die Konstruktion von Gasproportional-Zählrohren bereichert wurde, konnte aber nicht verborgen bleiben, daß doch Variationen von N_0 , also des atmosphärischen ^{14}C -Gehaltes, existieren [MÜNNICH 1957a, de VRIES 1958]. Soweit sie die entferntere Vergangenheit betreffen, werden sie heute als „de Vries-Effekt“ bezeichnet. In der nahen Vergangenheit, etwa den letzten 100 Jahren, spielte der „Suess- oder Industrie-Effekt“ eine gewichtigere Rolle. Er beschreibt die Erniedrigung des ^{14}C -Gehaltes im Luft- CO_2 durch die Zumischung von ^{14}C -freiem Kohlendioxyd, das bei der Energiegewinnung aus Kohle und Erdöl entsteht [Suess 1955]. In den letzten Jahrzehnten kam der „Kernwaffen-Effekt“ hinzu, der mit der Injektion von nuklear erzeugtem ^{14}C in den Kohlenstoff-Zyklus zusammenhängt.

Diese drei Effekte bestimmten das Auf und Ab in der Geschichte der ^{14}C -Methode. Einerseits waren sie die Ursache für manche Fehldatierungen, die den zeitweise harten Polemiken gegen die ^{14}C -Altersbestimmung Vorschub leisteten, andererseits wiesen sie Geowissenschaftlern aus weit auseinanderliegenden Fachgebieten neue Wege, globale Transport- und Mischungsvorgänge des Kohlenstoffs, die im Wechselspiel mit dem kosmischen Geschehen stehen, zu studieren [NYDAL 1968].

3.0 Globale Kurzzeit-Vorgänge

3.1 Änderungen des ^{14}C -Gehaltes im atmosphärischen CO_2

$^{14}\text{CO}_2$ ist ein sehr geeigneter Tracer zum Studium globaler Transport- und Mischungsvorgänge, weil er a) als gasförmiger Stoff sowohl an den Bewegungen der Luftmassen als auch im gelösten Zustand an Meeresströmungen teilnimmt, und b) in der Biosphäre die Hauptrolle spielt.

Der bei den Kernwaffenversuchen erzeugte und in die Atmosphäre und die Ozeane injizierte Radiokohlenstoff, der die natürlichen Wege im Kohlenstoff-Zyklus markiert, bietet sich für solche Untersuchungen förmlich an. Seit Jahren wird deswegen der zeitliche Verlauf des ^{14}C -Gehaltes in verschiedenen Reservoiren mit einem weit gespannten globalen Beobachtungsnetz verfolgt, das so angelegt ist, daß die Meßergebnisse nicht durch CO_2 aus Industrieanlagen verfälscht werden (Abb. 1). Es ist üblich, die gemessenen ^{14}C -Gehalte als Differenzbeträge ($\Delta^{14}\text{C}$ -Wert in %) anzugeben und sie auf 95% der ^{14}C -Konzentration des international verwendeten Oxalsäure-Standards zu beziehen, einen Wert, der dem ^{14}C -Gehalt eines Holzes aus dem Jahre 1950 entspricht, das nicht vom Industrie-Effekt betroffen war.

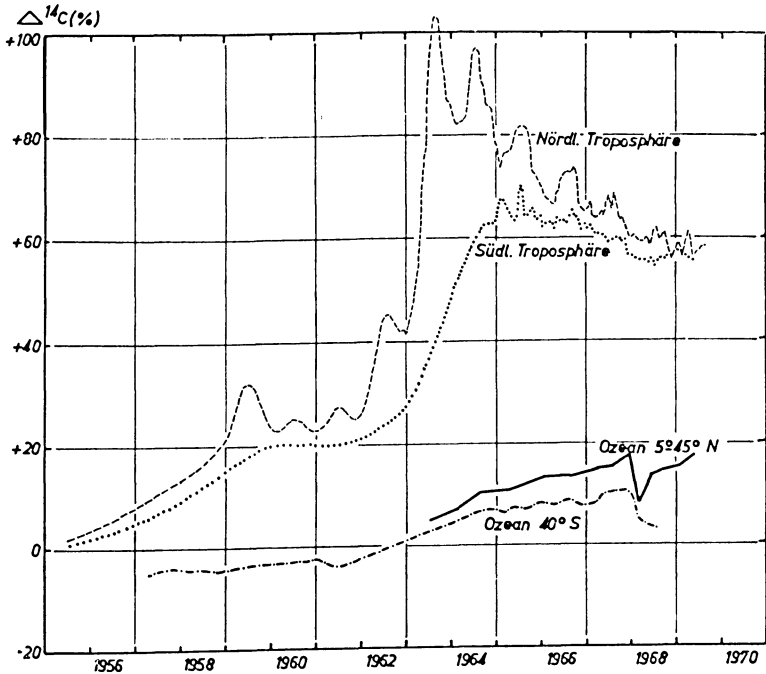


Abb. 1: Verlauf des $\Delta^{14}\text{C}$ in der Troposphäre und dem oberen Reservoir der Ozeane für verschiedene Breitenzonen [NYDAL und LÖVSETH 1970].

Die Auswirkungen des Kernwaffen-Effektes lassen sich etwa so umreißen: Seit 1950 wurde bei den nuklearen Tests eine ^{14}C -Menge erzeugt, die rund 3% des kosmogenen Radiokohlenstoff-Vorkommens der Erde ausmacht [NYDAL und LÖVSETH 1970]. Dieser Überschub verteilte sich auf verschiedene Reservoirs und bewirkte hier eine zeitliche Variation der ^{14}C -Gehalte.

Auf der Nordhalbkugel begann das atmosphärische $\Delta^{14}\text{C}$ [NYDAL 1966, 1967, 1968; NYDAL et al. 1970] um 1950 fluktuierend in Abhängigkeit von der Stärke der erfolgten Kernwaffen-Explosionen anzusteigen. Es erreichte ein Jahr nach Abschluß des Abkommens über den Stopp der Kernwaffentests, also 1963/64, ein Maximum. Danach nahm $\Delta^{14}\text{C}$ mit etwa 5%/Jahr ab, bis 1970 als Nachwirkung der französischen und chinesischen Kernwaffenversuche ein Einpendeln auf das heutige $\Delta^{14}\text{C}$ -Niveau eintrat.

Auf der Südhalbkugel, die von den USA und der Sowjetunion anfangs nicht in die nuklearen Tests einbezogen worden war, stieg $\Delta^{14}\text{C}$ langsamer an [RAFTER und FERGUSSON 1958]. Es erreichte 1965 mit +70% sein Maximum [RAFTER und O'BRIEN 1970] und ging anschließend ebenso schnell wie auf der Nordhalbkugel zurück.

In den Ozeanen war der $\Delta^{14}\text{C}$ -Zuwachs am kleinsten. 1970 wurden im südlichen Pazifik erst +13% festgestellt, ohne daß ein Maximum erreicht worden war. Den wenigen Ausnahmen, wo dies der Fall war, kommt wegen der schlechten Mischung des Ozeanwassers oberhalb der Thermokline kein zu großes Gewicht zu. Sehr wahrscheinlich stimmt die aus Modellbetrachtungen abgeleitete Vorhersage [SUESS 1970a], nach der, global gesehen, $\Delta^{14}\text{C}$ im Ozeanwasser noch weiterhin zunimmt.

Im Vergleich zu den durch den Kernwaffen-Effekt verursachten atmosphärischen $\Delta^{14}\text{C}$ -Änderungen nehmen sich die Auswirkungen des Industrie-Effektes heute gering aus. HOUTERMANS, SUESS und MUNCK [1967] schätzten für das Jahr 1940 eine Erniedrigung des ^{14}C -Gehaltes der Luft von 3% ab, die freilich bis zum Jahr 2000 auf 16% anwachsen könnte [WALTON, ERGIN und HARKNESS 1970]. Voraussetzung wäre, daß a) die derzeitige Steigerungsrate in der Energieproduktion aus Kohle und Erdöl [DYCK 1965] anhält, und daß b) das dabei entstehende CO_2 überwiegend in der Atmosphäre verbleibt (Callendar-Effekt). Selbst wenn dies nicht eintritt und ein Teil des CO_2 -Überschusses im Ozean gelöst wird, sollte der Industrie-Effekt den Kernwaffen-Effekt am Ende dieses Jahrhunderts übertreffen, es sei denn, die nuklearen Test-Serien würden wieder aufgenommen.

3.2 Zur Verweilzeit des Kohlenstoffs in verschiedenen Reservoirs

Jede Änderung der ^{14}C -Konzentration im atmosphärischen Kohlendioxid überträgt sich mehr oder weniger schnell auf die anderen Reservoirs des Kohlenstoff-Zyklus. Die Geschwindigkeit wird von den Verweilzeiten τ und den Speichermengen des Kohlenstoffs benachbarter Reservoirs bestimmt. τ ist als die Zeit definiert [NYDAL 1967], die ein ^{14}C -Atom durchschnittlich in einem Reservoir verbleibt, bevor es in

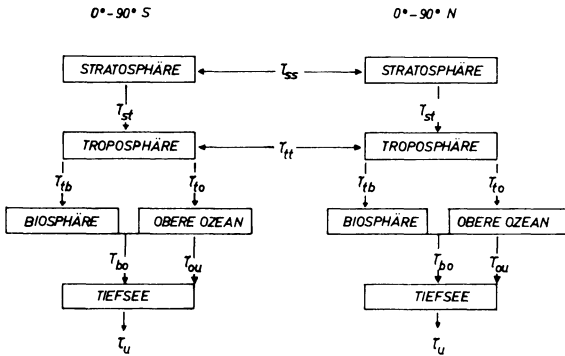


Abb. 2: Darstellung des Kohlenstoff-Kreislaufes als Box-Modell in Anlehnung an NYDAL [1968].

ein anderes übergeht. Bestehen mehrere Möglichkeiten, wird von Austauschzeiten τ_i gesprochen. Sie sind mit der Verweilzeit durch die Gleichung

$$1/\tau = 1/\tau_1 + 1/\tau_2 + \dots \quad (3)$$

gekoppelt. Unterschiedliche Werte für τ mögen manchmal damit zusammenhängen, daß ein Autor den Gleichgewichtszustand zwischen zwei Reservoiren, ein anderer den Austausch nur in einer Richtung untersuchte. Eine häufigere Ursache ist, daß ein betrachtetes Reservoir a) nicht ideal durchmischt und/oder b) die Beobachtungsdauer von $\Delta^{14}\text{C}$ kleiner als τ war. Diese Einschränkungen begrenzen den heute mit $\Delta^{14}\text{C}$ -Bestimmungen erfaßbaren Wertebereich der Verweilzeit auf 20 Jahre.

Die Berechnungen von τ aus dem $\Delta^{14}\text{C}$ -Verlauf werden mit sogenannten Box-Modellen durchgeführt (Abb. 2), die im Laufe der Jahre immer komplizierter geworden sind [CRAIG 1957, REVELLE und SUESS 1957, NYDAL 1968, WALTON et al. 1970]. Örtlich gesehen wurden die unterschiedliche Verteilung zwischen der Land- und Wasserfläche auf der Nord- und Südhalbkugel betrachtet (Tab. 1) oder darüberhinausgehend weitere Unterteilungen erwogen, die die Luftmassen der beiden Hemi-

Tabelle 1: Verteilung der Land- und Seefläche in verschiedenen Breitenzonen der Nord- und Südhalbkugel [NYDAL 1968].

	Total	0-90°		0-30°		30-90°	
		Nord	Süd	Nord	Süd	Nord	Süd
Ozean	71%	43%	57%	1	1	1	1
Land	29%	67%	33%	0.93	1.24	0.59	3.25

sphären halbieren und zwei Zonen von $0-30^\circ$ (Hadley-Zelle) und $30-90^\circ$ entstehen lassen [LAL und RAMA 1966]. Durch solche Maßnahmen könnte beispielsweise die Breitenabhängigkeit der ^{14}C -Produktion [LINGENFELTER 1963] und der CO_2 -Austauschrate zwischen Strato- und Troposphäre berücksichtigt werden.

Von solchen und anderen komplizierten Unterteilungen abgehend, kann man den Weg des nuklearen Radiokohlenstoffs vereinfacht wie folgt beschreiben (Abb. 2). Zunächst gelangt er zum überwiegenden Teil in die obere Stratosphäre, von wo er langsam in die relativ schlecht durchmischte untere Stratosphäre [NYDAL 1968] abgegeben wird. Nach geringer Verweildauer [WALTON et al. 1970] erfolgt der Übergang in die Troposphäre. Die Zone um den 30. Breitengrad [LAL et al. 1966] und das Frühjahr werden dazu bevorzugt, wie die sommerlichen $\Delta^{14}\text{C}$ -Maxima beweisen (Abb. 1). Ursache könnte die fehlende Tropopause in dieser Jahreszeit sein [OLSSON 1968].

Von der Troposphäre kann der Kohlenstoff zwei Wege gehen: Entweder in die Biosphäre oder in die Ozeane. Die Biosphäre besteht aus wenigstens zwei Bereichen. Der eine hat eine kleine Verweilzeit ($\tau \approx 1-2$ Jahre), — zu ihm gehören Blätter, Gräser, Zweige u. ä. —, und der andere eine größere ($\tau \approx 30$ Jahre), zu dem die langlebigeren Substanzen wie Holz u. ä. gehören (s. MÜNNICH in [NYDAL 1967]). Manchmal wird zusätzlich noch die Humussubstanz abgeteilt, weil sie i. a. älter ist [LABEYRIE, DELIBRIAS und DUPLESSY 1970].

Bei den Ozeanen werden zwei Reservoirs unterschieden: Die Wassermassen oberhalb (mixed layer) und unterhalb (Tiefsee) der in ca. 100 m Tiefe liegenden Thermokline. Davon ist zumindestens das obere Reservoir mit nur 2% der Gesamtkohlenstoffmenge der Ozeane schlecht durchmischt [BIEN, RAKESTRAW und SUSS 1963, 1965].

Zur Berechnung der Verweilzeiten in den verschiedenen Reservoirs müssen deren gespeicherte Kohlenstoff-Mengen bekannt sein. CRAIG [1957] schätzte allgemein akzeptierte Werte ab, die in Tabelle 2 angegeben sind. Eine Auswahl der damit er-

Tabelle 2: Kohlenstoff-Anteil in g/cm^2 Erdoberfläche.

	Strato- sphäre	Tropo- sphäre	Bio- sphäre	Humus	Ozean		Gesamt
					org.	anorg.	
g/cm^2	0.012	0.114	0.060	0.215	0.533	6.94	≈ 7.9
Verhältnis		1	0.5	1.7	4.0	50	

mittelten Verweilzeiten ist in Tabelle 3 zusammengestellt. Die großen Wertebereiche für τ_{tb} und τ_{10} erklären sich einerseits aus der noch zu kurzen Beobachtungsdauer und andererseits aus der nicht idealen Mischung der oberen ozeanischen Wassermassen. Kontrollwerte sind erst zu erwarten, wenn mit Untersuchungen an anderen Isotopen begonnen wird, die sich geophysikalisch und geochemisch vom ^{14}C unterscheiden [AEGERTER, LOOSLI und OESCHGER 1967].

Tabelle 3: Verweilzeiten in Jahren für verschiedene Reservoirs; Klammerwerte wurden inzwischen revidiert.

	τ_{ss}	τ_{tt}	τ_{st}	τ_{tb}	τ_{to}	τ_{bo}	τ_{ou}	τ_u
Craig 1957		2–5			7	30	4	1500
Craig 1958				33	5			
Revelle & Suess 1957					(10)			
Rafter & Fergusson 1958					3			1000
Münnich & Vogel 1963	5	1–2			5–10			
Kigoshi & Hasegawa 1966				30	3,4	30		
Lal & Rama 1966		1	1		4			
Bien & Suess 1967					25			
Münnich & Roether 1967					5			
Nydal 1968	5	1	2		5–10		1–3	
Walton et al. 1970		4	4	7	9		11	510
Suess 1970a					30			
Rafter & O'Brien 1970					12		5	

3.3 CO₂-Austausch zwischen der Troposphäre und den Ozeanen

Die Erforschung des CO₂-Austauschprozesses zwischen der Troposphäre und den Ozeanen ist nicht nur deshalb so wichtig, weil die Ozeane das größte Kohlenstoff-Reservoir bilden, sondern u. a. auch wegen der riesigen, bei der Energieerzeugung entstehenden CO₂-Mengen, über deren Verbleib man Angaben braucht [Suess 1970a].

Der CO₂-Austausch zwischen der Troposphäre und den Ozeanen findet nicht nur mit den Wassermassen der "mixed layer", sondern auch direkt mit der Tiefsee statt [CRAIG 1957], denn in kalten Breitenzonen existiert keine Temperatursprungschicht. Das erklärt, warum dort eine fünfmal so große ¹⁴C-Austauschrate [MÜNNICH und ROETHER 1967] als am Äquator festgestellt wird, und zeigt, daß der ¹⁴C-Übergang von der "mixed layer" in die Tiefsee rascher vor sich geht als von der Troposphäre zum oberflächlichen Ozeanwasser [RAFTER et al. 1970]. Dies war schon lange vor der eigentlichen Beobachtung bekannt [HOUTERMANS 1966], da nach theoretischen Überlegungen ein sprunghafter $\Delta^{14}\text{C}$ -Anstieg in der Atmosphäre im Meerwasser erst nach 100 Jahren voll wirksam wird.

Der vertikale ¹⁴C-Tiefentransport erfolgt in den Ozeanen kaum durch Konvektion, sondern fast ausschließlich durch biologische Ausfällung [LAL und VENKATAVARAN 1970]. Trotzdem geht der überwiegende Teil des Radiokohlenstoffs beim radioaktiven

Zerfall im Ozeanwasser verloren [GREY 1969] und nicht durch Bindung ans Sediment (nur 0,4%).

In der geographischen $\Delta^{14}\text{C}$ -Verteilung zeigen sich große Unterschiede. Aufgrund der schematisch ausgerechneten ^{14}C -Modellalter sollte z. B. das Tiefenwasser des Atlantiks 800 Jahre jünger sein als das des Pazifiks [BIEN et al. 1963, 1965]. Man versuchte dieses Ergebnis mit ungleichen Wasserbewegungen zu deuten. Sie sollten im Atlantik im Vergleich zum Pazifik größer sein, weil hier zwei Kaltwasserquellen, in der Arktis und Antarktis, existieren, dort aber nur eine auf der südlichen Hemisphäre zu finden ist.

Die Abnahme des $\Delta^{14}\text{C}$ von Süd nach Nord im Tiefenwasser des Pazifiks [BIEN und SUESS 1967] wurde in gleicher Weise zur Bestimmung seiner Strömungsgeschwindigkeit verwendet. Mit 0,05 cm/s soll es sich etwa 0,03 cm/s schneller bewegen als das Tiefenwasser des indischen Ozeans, das von Westen zuströmt.

Diese Interpretation der $\Delta^{14}\text{C}$ -Werte stellt CRAIG [1969] in Frage. Nach geochemischen Überlegungen müssen die relativen ^{14}C -Konzentrationen grundsätzlich zusammen mit den totalen CO_2 -Gehalten des Ozeanwassers gesehen werden. Tut man das, lassen sich nur vertikale, nicht aber horizontale Strömungen mit Hilfe von ^{14}C -Bestimmungen ermitteln. Für diese Argumentation spricht die Beobachtung, daß der relative ^{14}C -Gehalt i. a. dem totalen CO_2 -Gehalt umgekehrt proportional ist. Da letzterer mit der Tiefe zunimmt, ersterer aber abnimmt, kann sich ein Bereich mit konstantem absoluten ^{14}C -Gehalt ausbilden, der bei rund 1300 m anfängt. In ihm besteht Gleichgewicht zwischen von der Oberfläche zugeführter und durch radioaktiven Zerfall verlorengehender ^{14}C -Menge. CRAIG [1969] berechnete dafür den Diffusionskoeffizienten des vertikalen Abwärtstransportes von Kohlenstoff und erhielt 7 m/Jahr. Der gleiche Wert ergab sich aus den hydrochemischen Daten.

Das $\Delta^{14}\text{C}$ im Oberflächenwasser des Atlantiks ist in mittleren Breiten am größten und im polaren Gürtel am niedrigsten [MÜNNICH et al. 1967]. Das beruht auf einer rascheren Durchmischung des kalten Ozeanwassers im Vertikalprofil. Sie spiegelt sich u. a. in der CO_2 -Austauschgeschwindigkeit wider, die für die nördlichen Breiten mit 3,2 km/Jahr wesentlich größer ist als am Äquator mit 0,7 km/Jahr. Flache Gewässer, wie die Nordsee oder die Schelfgebiete, zeigen meist höhere ^{14}C -Gehalte als das offene Meer, weil der ^{14}C -Abstrom in die Tiefsee fehlt oder zumindestens behindert ist. An den Küsten ist es häufig umgekehrt, weil Tiefenwasser aufquillt.

3.4 Studien am anthropogenen Radiokohlenstoff der Biosphäre

Der Wertebereich von $\Delta^{14}\text{C}$ der rezenten organischen Substanzen ist relativ groß und als Ergebnis vielfältiger und komplexer genetischer Auf- und Abbauprozesse zu werten. Dennoch darf die Biosphäre als ideal durchmischt angesehen werden, denn der Kohlenstoff-Anteil mit geringem $\Delta^{14}\text{C}$ ist vernachlässigbar klein. Daraus folgt aber noch nicht, daß die Rolle der Biosphäre im Gesamtsystem der Reservoirs leicht

zu beurteilen sei. Die sehr enge Kopplung zwischen ihr, der Troposphäre und den Ozeanen bringt unüberschaubare Komplikationen mit sich.

Nach dem derzeitigen Wissen werden von der Biosphäre rund 20% des atmosphärischen Kohlendioxids aufgenommen, das am Austausch teilnimmt, der Rest von 80% wandert in die Ozeane ab [CRAIG 1957]. Diese Aufteilung entspricht einer Verweilzeit des Kohlenstoffs in der Atmosphäre von 5–10 Jahren, entsprechend einer andersweitig festgestellten jährlichen CO₂-Umsatzrate von 4% durch die Flora [LIETH 1963]. Es ist bis jetzt ungeklärt, wie diese Daten mit einer anderen Verweilzeit von 30 Jahren [SUESS 1970c] in Einklang zu bringen wären, wengleich der Einwand, die bisherige Beobachtungszeit des $\Delta^{14}\text{C}$ sei zu kurz und der Einfluß des schlecht durchmischten Reservoirs der Ozeane auf die Bestimmung der Verweilzeit zu groß, auch nicht einfach von der Hand zu weisen ist.

Die vorhandenen Unstimmigkeiten sind ein Grund für die vielen Detailstudien. Eines ihrer wichtigsten Ergebnisse war der Nachweis, daß $\Delta^{14}\text{C}$ -Änderungen der Atmosphäre unmittelbar und wertgleich auf die kurzlebige organische Substanz (Blätter, Früchte, Gräser, einzelne Jahresringe u. a.) übergehen. Diese Erkenntnis wird u. a. bei der Jahrgangsprüfung von Weinen und Whisky [WALTON et al. 1967], aber auch bei der Erforschung von zivilisatorischen Einflüssen der Gegenwart auf Primitivkulturen [TAMERS 1969] ausgenutzt. Umgekehrt werden die $\Delta^{14}\text{C}$ -Werte aufeinander folgender Jahresringe zur Rekonstruktion des Verlaufes von ^{14}C -Gehaltsänderungen an interessierenden Orten [LERMAN et al. 1970] verwendet.

In den meisten Bereichen der längerlebigen organischen Substanz, so z. B. in Knochen, führen ständige Auf- und Abbauprozesse zu einer Vermischung von verschieden „altem“ Kohlenstoff. Wenn die Anteil/Alters-Beziehung einer Exponentialfunktion entspricht, was oft der Fall ist, kann aus dem ^{14}C -Gehalt die biologische Verweilzeit des Kohlenstoffs abgeschätzt werden. Sie beträgt z. B. für Knochenkalk und Kollagen 10 bzw. 18 Jahre [L'ORANGE und ZIMEN 1969].

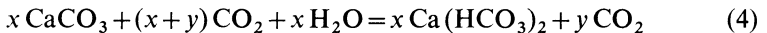
Bei der längerlebigen Substanz in Böden, die sich hauptsächlich aus Humusstoffen zusammensetzt und über verschiedene Zersetzungsstufen entsteht, ergeben sich bei dem Versuch, die Verweilzeit zu ermitteln, Schwierigkeiten. Einerseits wurde behauptet, gestützt auf Radiokohlenstoff- [NAKHLA und DELIBRIAS 1967] und bodenchemische Analysen (SCHNITZLER in [SCHARPENSEEL et al. 1968]), daß sich die Humine vor den Huminsäuren bilden und dazu nur 2,5 bzw. 4–5 Jahre notwendig sind. Andererseits [SCHARPENSEEL et al. 1968] ging man davon aus, daß die Alter in der Reihenfolge – Fulvosäure, Hymatomelansäure, braune Huminsäure, graue Huminsäure, Humine und Humuskohle – zunehmen, weil die Molekulargewichte entsprechend wachsen und die Zahl der Radikale abnimmt. Die ^{14}C -Ergebnisse, die für verschiedene Böden erhalten wurden, weichen von diesen Ansichten so stark ab, daß besser von einer lokal bestimmten Humusbildung anstelle eines schematisch festgelegten Ablaufes der Zersetzung ausgegangen wird. Die Ergebnisse können aber ebenso als Auswirkungen von Mischungen, unterschiedlichen chemischen Bindungen der organischen Zersetzungsprodukte an die mineralischen Bodenbestandteile, Kontaminationen u. a.

angesehen werden [GEYH, BENZLER und ROESCHMANN 1971]. Diese Art der Deutung fände sich in der Beobachtung bestätigt, daß Huminsäuren in Böden unter geeigneten Bedingungen recht schnell transportiert werden [HERRARA und TAMERS 1971].

3.5 Studien am anthropogenen ^{14}C in der Hydrosphäre

Ohne die Ozeane nimmt die Hydrosphäre im globalen Austauschsystem des Radio-kohlenstoffs eine untergeordnete Stellung ein [GREY 1969]. Dafür sind umgekehrt seine Rückwirkungen auf die Hydrosphäre um so bedeutungsvoller. Viele hydro-chemische und hydrogenetische Vorgänge wurden erst auf diese Weise verfolgbare.

Der Kohlensäure-Chemismus des Grundwassers stellt sich nach MÜNNICH [1957b] vereinfacht durch die Beziehung



dar. Das Karbonat wird vom Bodenkalk entnommen, der fossil und marin sein soll; das CO_2 , rezent und biogen, stammt von der Bodenluft. Unter diesen Annahmen berechnet sich die ^{14}C -Anfangskonzentration q (Verdünnungsfaktor) der freien (y) und gebundenen (x) Kohlensäure von gerade erneuertem Grundwasser nach

$$q_{th} = \frac{x + y}{2x + y} \cdot 100 (\%) \quad (5)$$

[GEYH und WENDT 1965, PEARSON 1965], in der x und y Mol-Konzentrationen sind. q_{th} ist mithin ein Maß für den Anteil an fossilem Kohlenstoff im Grundwasser. Nach MÜNNICH und VOGEL [1959] und VOGEL [1970a] liegt q_{th} zwischen 50 und 100%, am ehesten bei 85%. Da im chemischen Gleichgewicht x von y abhängt, sollte q_{th} eine Funktion der Wasserhärte sein. Diese Vermutung bestätigt sich nicht, weil das MÜNNICHsche Modell nicht alle der bestimmenden isopenchemischen Prozesse der Grundwassererneuerung erfaßt. Ein erweitertes geochemisches Modell, das zusätzlich den Isotopenaustausch zwischen dem Bikarbonat des Porenwassers und dem CO_2 im luftgefüllten Porenraum einbezieht [WENDT et al. 1967] führt zu maximal 15% größeren q_{th} -Werten, die sich im Karstwasser tatsächlich finden lassen [GEYH 1972]. In sedimentbedeckten Einzugsgebieten kommen weitere Effekte hinzu, die die Verdünnungsfaktoren auf 85% anheben. Entscheidend wird dort die Akkumulation von Radiokohlenstoff am Bodenkalk sein, die während der heißen Jahreszeit stattfindet [GEYH 1970]. Die q -Werte der Grundwässer von Kristallingebieten liegen noch höher und reichen bis 100%. Hier ist das Karbonat nicht fossil, sondern wird rezent bei der Zersetzung von Feldspäten gebildet [GEYH 1972].

Diese jüngst gewonnenen Erkenntnisse über den Verdünnungsfaktor haben die ^{14}C -Altersbestimmung von Grundwässern genauer und zuverlässiger werden lassen, so daß sich neue paläohydrologische Gesichtspunkte abzeichneten. Ein Beispiel ist der Nachweis, daß die Grundwassererneuerung in Mitteleuropa während der letzten

Vereisung unterbrochen war [GEYH 1972]. Ein anderes Ergebnis dieser Grundlagenuntersuchungen bildet die Bestätigung von MÜNNICHS Auffassung [1968], daß sich der ^{14}C -Austausch in Aquifern mit Kalkgestein und großen Speicherraum nur so schwach auswirkt, daß die ^{14}C -Alter von Grundwässern nicht oder kaum verfälscht werden.

In diesem Rahmen gehören ferner die ^{14}C -Studien zur Karsthydrologie, die unzählige Beweise lieferten, daß das zunächst von ERIKSSON [1962] angegebene Exponentialmodell die Erneuerung der Kartswässer recht gut beschreibt [GEYH 1971 a]. Sie sind i. a. Mischungen verschieden alter Komponenten, deren Anteile exponentiell abnehmen, so daß sich aus den ^{14}C - und ^3H -Gehalten der Karstwässer ihre mittleren Verweilzeiten abschätzen lassen [GEYH und MAIRHOFER 1970]. Sie geben den potentiellen Wasservorrat der untersuchten Quellen unmittelbar an. Übrigens bewährt sich das Exponential-Modell auch bei Bilanzbetrachtungen von Süßwasserseen [GEYH et al. 1971 b].

Einen Beitrag zur Polemik über das Kohlenstoff-Austausch-System – Atmosphäre, Biosphäre und Ozean – liefern die Bestimmungen der CO_2 -Austauschrate an Seeoberflächen, die durch die Tracerung der Seen mit ^{14}C aus den Kernwaffenversuchen möglich wurden [THURBER und BROECKER 1970]. Der normale Wertebereich erstreckt sich von 2–10 mMol/m² Jahr, sofern nicht a) Oberflächenfilme biogenen oder anthropogenen Ursprungs den CO_2 -Austausch behindern oder b) wie in Ozeanen mit besonders großer Turbulenz zu rechnen ist, die der bestimmende Faktor für den CO_2 -Austausch zu sein scheint. Übrigens ergibt sich für ihn der gleiche Wertebereich, wenn man die Unterschiede der ^{14}C -Konzentrationen der Karbonat- und der organischen Feindetritus-Fractionen zu deuten versucht [GEYH et al. 1971 b].

4.0 Globale Langzeitvorgänge

4.1 $\Delta^{14}\text{C}$ -Änderung des atmosphärischen CO_2 's während des Holozäns

Zum Studium von paläogeomagnetischen und solaren Prozessen des Holozäns sind die $\Delta^{14}\text{C}$ -Langzeitänderungen des atmosphärischen CO_2 sehr gut geeignet. Freilich wären ebenso analoge Beobachtungen aus anderen Reservoiren brauchbar, doch fehlen dort – von wenigen Ausnahmen abgesehen [STUIVER 1967, 1970a, b] – die Zeugnisse für die erfolgten $\Delta^{14}\text{C}$ -Verschiebungen. Die Erforschung ihrer Ursachen ist durch diese Beschränkung auf das nur kleine Reservoir der Atmosphäre erschwert.

$\Delta^{14}\text{C}$ -Variationen wurden zunächst für eine kurze Zeitspanne nachgewiesen [MÜNNICH 1957a] und später wiederholt bestätigt [DE VRIES 1958]. Der Vergleich archäologisch gesicherter Daten der ägyptischen Chronologie mit zugehörigen ^{14}C -Altern [LIBBY 1963] erweiterte zwar den Beobachtungszeitraum auf einige Jahrtausende, ließ die Bestimmung der $\Delta^{14}\text{C}$ -Variationen aber noch nicht mit der Genauigkeit zu, wie sie notwendig war und inzwischen mit dendrochronologisch datierten Proben [FERGUSON 1968, 1970] von langlebigen Bäumen (SEQUOIA, BORSTENKIEFER)

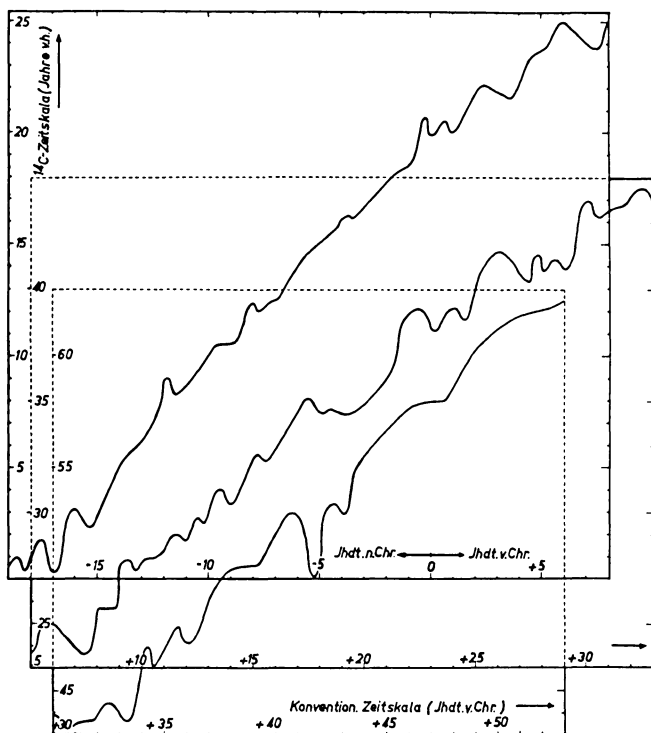


Abb. 3: Vorläufige ^{14}C -Korrekturkurve nach SUESS [1970b]. X-Achse: Dendrochronologische Zeitskala in Jahren v. und n. Chr. Y-Achse: ^{14}C -Zeitskala in ^{14}C -Jahren v. h.

erreicht wird. Verschiedene Laboratorien [DAMON, LONG und GREY 1970, RALPH und MICHAEL 1967, 1970, SUESS 1965] erhielten im Grundsatz übereinstimmende Ergebnisse [DAMON 1970]. Die längste Meßreihe [SUESS 1970b], die sich auf die 7400 Jahre umfassende Borstenkiefer-Zeitskala stützt, wird fürs erste als vorläufige ^{14}C -Korrekturkurve empfohlen (Abb. 3), ungeachtet des Umstandes, daß bisher nur die ausgeprägten Windungen gesichert sind. Die prinzipielle Gültigkeit der ^{14}C -Korrekturkurve steht indessen außer Frage, weil die mit ihr korrigierten ^{14}C -Daten den tatsächlichen Altern innerhalb der Fehlergrenzen entsprechen [SUESS 1967, MICHAEL und RALPH 1970].

Für die nachchristliche Zeit zeigen die wirklichen und Radiokohlenstoff-Alter systematische Abweichungen von ± 200 Jahren, die vor der Zeitenwende mit wachsendem ^{14}C -Alter zunehmen und um 5200 Jahre v. Chr. $- 800$ Jahre ausmachen. Entsprechend variiert $\Delta^{14}\text{C}$ nach Christi Geburt mit $\pm 2\%$ um die Nulllinie und zeigt davor einen fluktuierenden Langzeitanstieg auf $+ 10\%$ (Abb. 4) um 5200 v. Chr.

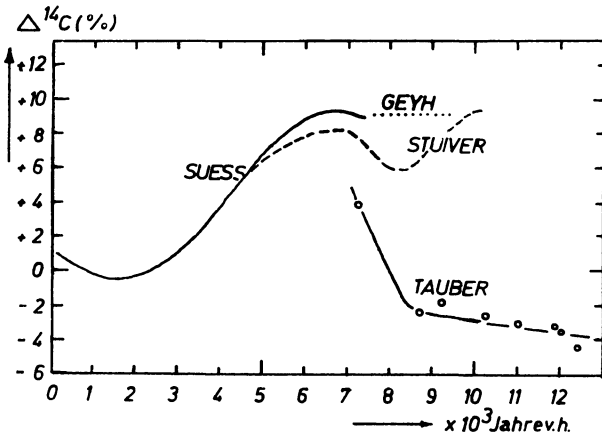


Abb. 4: Gemessene und extrapolierte $\Delta^{14}\text{C}$ -Werte der Atmosphäre nach verschiedenen Autoren [GEYH et al. 1970b, STUIVER 1970a, SUESS 1970b, TAUBER 1970].

Viele Geowissenschaftler haben sich in den letzten Jahren der Erforschung der Ursachen dieser ^{14}C -Änderungen gewidmet. Obwohl die Erfolge unverkennbar sind, blieb eine endgültige Klärung aus. Sie scheint auch nicht erreichbar zu sein, solange der Verlauf der ^{14}C -Korrekturkurve zwischen 7000 und 10000 Jahre v. h. unbekannt ist. Es wurden verschiedene Versuche unternommen, dieses Ziel zu erreichen. Einer davon war die ^{14}C -Analyse alter Hölzer, die oberhalb der jetzigen dendrochronologischen Eichskala einzuordnen wären. Ihr $\Delta^{14}\text{C}$ ist positiv [VOGEL 1970b].

STUIVER [1967, 1970a, b] kommt mit ^{14}C -Analysen an Sedimenten aus Süßwasserseen zu einem ähnlichen Ergebnis (Abb. 4). Schwächster Punkt seiner Untersuchung ist die aufgestellte und zum Vergleich benutzte absolute Zeitskala, die sich an eine schwer zu beurteilende Warvenchronologie von 9500 Jahren anlehnt. An den positiven $\Delta^{14}\text{C}$ -Werten um 10000 v. h. ändert sich aber auch dann nichts, wenn man die für diese absolute Skala angegebene Genauigkeit von $\pm 3\%$ in Frage stellt [GEYH et al. 1971b]. Zwischen 10000 und 20000 Jahren v. h. könnte $\Delta^{14}\text{C}$ sowohl unter [STUIVER 1967] als auch über [STUIVER 1970b] 10% gelegen haben.

Methodisch ähnliche Untersuchungen an jahresgeschichteten Ablagerungen in einem deutschen Süßwassersee, die die Aufstellung einer sehr zuverlässigen absoluten Zeitskala erlaubten [GEYH et al. 1970b, 1971b], belegen Stuivers Vorstellung über den $\Delta^{14}\text{C}$ -Verlauf bis ins Jahr 9200 v. h.

Eine andere Auffassung vertritt TAUBER [1970] nach einem kritischen Vergleich der skandinavischen Warvenchronologie und der ^{14}C -Chronologie. Die Abweichungen zwischen wirklichen und ^{14}C -Altern sollen zwischen 8000 und 10000 Jahren v. h. verschwinden, also $\Delta^{14}\text{C}$ auf oder unter Null abnehmen. Diese Aussage steht und fällt

mit dem Nachweis, daß Tauber's absolute Vergleichsskala, hier die skandinavische Warvenchronologie, genau genug ist. Nach den Fehlerangaben von FROMM [1970], der für 10000 Jahre v. h. eine Unsicherheit von $+425/-250$ Jahren angibt, und HÖRNSTEN [1970], der größere Fehler für möglich hält, könnte man dies bezweifeln.

Tauber's Auffassung findet indessen von anderer Seite Unterstützung [DANSGAARD et al. 1969, 1970]. Die für einen grönländischen Eiskern modellmäßig berechnete absolute Zeitskala stimmt um 10000 Jahre v. h. mit der ^{14}C -Zeitskala überein. Freilich fällt auch in diesem Fall die Beurteilung schwer, ob die berechnete Zeitskala, die mit solaren Zyklen korrigiert ist, die notwendige Genauigkeit aufweist [JOHNSEN, DANSGAARD und CLAUSEN 1970], um die strittige Altersdifferenz von 800 Jahren sicher erkennen zu können. Falls sich während der letzten 30000 Jahre die Schneefallraten ebenso wie der Grundwasserzuwachs in Mitteleuropa geändert haben [GEYH 1972], ist dies bestimmt nicht möglich. Eine Schichtdickenmessung von jährlichen, durch $\delta^{18}\text{O}$ -Analysen identifizierten Eiswarven, die zur Klärung beitragen könnte, scheitert an der Verwischung der jahreszeitlichen Isotopenunterschiede durch molekulare Diffusion.

Die Annahme von WILLKOMM und ERLKENUSER [1970], mit ihren ^{14}C -Analysen an Süßwasserablagerungen Tauber's Auffassung bestätigt zu haben, ist nicht haltbar, weil die Ergebnisse unter Berücksichtigung einer gewiß vorhandenen Sediment-Kompaktion eher für Stuiver's Ansicht sprechen [GEYH et al. 1971 b].

Die unüberschaubaren Prämissen, die diesen unabhängig voneinander durchgeführten Untersuchungen zugrunde liegen, erschweren gegenwärtig den Entscheid, wie die ^{14}C -Korrekturkurve vor 5200 v. Chr. wirklich verläuft. Eine Lösung dieses Problems liegt wohl nicht zu fern, da schon mit Hilfe von "floating tree-rings" [FERGUSON, HUBER und SUESS 1966] an einer Erweiterung der Borstenkiefer-Zeitskala bis 10000 Jahre v. h. gearbeitet wird.

Der Verlauf der ^{14}C -Korrekturkurve ist ein Detailproblem; ebenso wichtig indessen ist die Kenntnis ihres Gültigkeitsbereiches. Nach LERMAN et al. [1970] weicht das $\Delta^{14}\text{C}$ in Südamerika, Südafrika und Indien um $-4,50/00$ von dem der Nordhalbkugel ab, das entspricht einer Differenz in den ^{14}C -Altern von 30 Jahren. Die Ursache ist in der ca. 40% größeren Ozeanoberfläche der Südhalbkugel zu suchen, durch die ein entsprechend stärkerer ^{14}C -Transport in die Tiefsee erfolgt [MÜNNICH und VOGEL 1963]. In gewissem Widerspruch zu VOGEL'S Befunden stehen die Beobachtungen, daß das $\Delta^{14}\text{C}$ in Japan [KIGOSHI 1965, KIGOSHI et al. 1966] und Neuseeland [JANSEN 1970], im Vergleich zur Nordhalbkugel sogar 4% kleiner ist. Dieser Unterschied ist zu groß, um ihn allein dem Inselcharakter dieser Länder zuschreiben zu können. Sofern Fehler vorliegen, kommen methodische Schwierigkeiten oder Lücken in den verwendeten dendrochronologischen Zeitskalen u. a. in Betracht. Es sei daran erinnert, daß z. B. ungenaue Korrekturen dafür verantwortlich waren [LERMAN et al. 1970], daß lange Zeit an eine Abhängigkeit des $\Delta^{14}\text{C}$ von der geographischen Länge [DE VRIES 1958] geglaubt wurde.

4.2 Ursachen für $\Delta^{14}\text{C}$ -Änderungen in der Atmosphäre

Die $\Delta^{14}\text{C}$ -Änderungen im atmosphärischen CO_2 wurden anfangs klimatisch gedeutet [DE VRIES 1958]. Der Nachweis, daß die von LIBBY [1955] eingeführte und inzwischen international verwendete ^{14}C -Halbwertszeit T nur um ca. 3% zu klein ist [GODWIN 1962, HUGHES und MANN 1963, BELLA, ALLESIO und FRATELLI 1968], entkräftete eine andere Ansicht, daß die Differenzen zwischen wirklichen und ^{14}C -Altern verschwinden, sobald jene mit einem fehlerfreien T berechnet werden können [RALPH et al. 1967]. Die wahren Ursachen hat man erst in den letzten Jahren eingegrenzt. Als wichtigste sind

- a) Änderungen der ^{14}C -Produktionsrate durch Modulation der kosmischen Strahlung als Auswirkung galaktischer, solarer und geomagnetischer Effekte zu nennen. An zweiter Stelle stehen
- b) Änderungen in der Verteilung des Radiokohlenstoffs auf verschiedene Reservoirs und Verschiebungen der Verweilzeiten [DAMON und WALLICK 1970]. Bisher nicht nachzuweisen waren
- c) Änderungen des ^{14}C -Gehalts, die mit der Zumischung von ^{14}C -freiem CO_2 aus dem Erdinneren zusammenhängen [GREY 1969].

4.2.1 Intensitätsschwankungen der galaktischen kosmischen Strahlung

Die galaktische kosmische Strahlung stammt der heutigen Vorstellung nach von den über den gesamten Weltraum stochastisch verteilten Supernovae, so daß Intensitätsschwankungen, die die ^{14}C -Produktionsrate unmittelbar beeinflussen würden, nicht ausgeschlossen sind. Sie können allerdings während der letzten 300000 Jahre nicht zu groß gewesen sein, wenn die Deutung der Konzentrations-Bestimmungen radiogener Isotope in Meteoriten zutrifft [HEYMANN und SCHAEFFER 1962]. In keinem Fall dürfte die Genauigkeit dieser Aussage ausreichen, um damit über die relativ kleinen $\Delta^{14}\text{C}$ -Variationen urteilen zu können. Die Unkenntnis der Bahn der untersuchten Meteoriten, der Veränderungen ihrer Oberfläche beim Eintauchen in die Atmosphäre u. a. verursachen Fehler von unbekannter Größe [RALPH et al. 1967].

Über die Beeinflussung der ^{14}C -Produktion durch erdnahe Supernova-Explosionen [LINGENFELTER und RAMATY 1970, OESCHGER et al. 1970] weiß man mehr. Die für sie typische und unmittelbar einhergehende Verstärkung der Gammastrahlen-Emission kann kurzperiodische $\Delta^{14}\text{C}$ -Variationen hervorrufen. Die mit den Supernova-Explosionen ebenfalls zusammenhängende Beschleunigung der galaktischen Korpuskularstrahlung wird auf der Erde verzögert als $\Delta^{14}\text{C}$ -Langzeit-Änderung registrierbar.

4.2.2 Solare Beeinflussung der ^{14}C -Produktionsrate

^{14}C -Produktionsrate und solare Aktivität sind eng gekoppelt. Anwachsende Sonnenfleckenzahlen gehen mit einer Verstärkung der elektromagnetischen Strahlen und der Emission von Sonnenplasma einher. In seinem Feld wird die galaktische

kosmische Strahlung von der Erde abgelenkt und dabei die ^{14}C -Produktionsrate erniedrigt. Nach erdmagnetischen Stürmen und während besonders intensiver Sonnenereptionen nimmt sie entsprechend dem einsetzenden solaren Partikelfluß zur Erde zu [LINGENFELTER und FLAMM 1964]. Während solcher sporadisch auftretenden Ereignisse werden in kurzer Zeitspanne bis zu 14% der ^{14}C -Menge eines 11 Jahreszyklus erzeugt [LINGENFELTER et al. 1970] und dabei die inverse Relation zwischen Sonnenaktivität und $\Delta^{14}\text{C}$ -Änderung überprägt. Dennoch gelang der Nachweis des direkten Einflusses von solarer Korpuskularstrahlung über Tritium. Alle seine Konzentrations-Maxima im Grönlandeis fallen entweder mit minimalen Sonnenfleckenzahlen oder zu 66% mit solaren Aktivitätsphasen zusammen [AEGERTER et al. 1967, OESCHGER et al. 1970].

Die Wechselbeziehung zwischen Sonnenfleckenzahl und kosmischer Strahlung wurde von FORBUSH [1954] erkannt. Viel später wies STUIVER [1961, 1965] auf die Verbindung zur ^{14}C -Produktionsrate hin. LINGENFELTER [1963] schließlich leitete aus direkten Messungen des irdischen Neutronenflusses eine lineare Beziehung zwischen ^{14}C -Produktionsrate und Sonnenfleckenzahl ab. Sie wurde von GREY [1969] benutzt, um mit einer Modellberechnung zu zeigen, daß die kurzperiodischen $\Delta^{14}\text{C}$ -Variationen mit Schwankungen in der Sonnenaktivität quantitativ erklärbar sind (Abb. 5).

Das Hauptproblem der Lingenfelter Theorie ist der Unterschied zwischen der abgeschätzten Produktionsrate von 2,5 ^{14}C -Atomen/s cm^2 und der Zerfallsrate von 1,8 – 1,9 ^{14}C -Atomen/s cm^2 [Suess 1965] (s. a. Kap. 4.2.3).

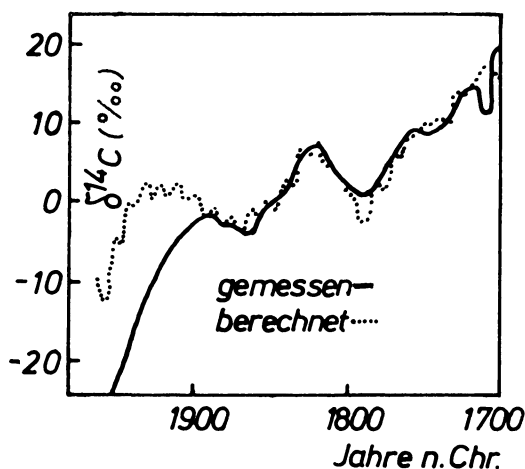


Abb. 5: Gemessener und aus den Sonnenfleckenzahlen der letzten 300 Jahre berechneter $\Delta^{14}\text{C}$ -Verlauf. Die Abweichung der Kurven nach 1900 wird mit dem Industrie-Effekt in Verbindung gebracht [GREY 1969].

Ein anderes Merkmal der Wechselbeziehung zwischen ^{14}C -Produktionsrate und Sonnenaktivität ist die Periodizität von etwa 50 und 200 Jahren, mit der Fluktationen auftreten [STUIVER 1961, 1965; LINGENFELTER 1963; HOUTERMANS et al. 1967]. Kürzere Perioden werden unterdrückt, weil das Austauschsystem Troposphäre – Ozean als Niederfrequenzfilter wirkt [DE VRIES 1958, HOUTERMANS 1966], was sich am Unterschied der Abschwächungsfaktoren von 100 und 10 für Zyklen von 10 bzw. 100 Jahren zeigt. Auf die ^{14}C -Produktionsrate übertragen würden Steigerungen von 180%, 22% und 14% notwendig, um den ^{14}C -Gehalt der Atmosphäre in Zyklen von 10, 100 und 1000 Jahren um 1% zu ändern. Den gleichen Effekt würden Verschiebungen in τ_{0u} um den Faktor 2,0, 1,23 bzw. 1,13 erzielen. Die Dauer der Sonnenzyklen scheint übrigens mit Hilfe der grönländischen Paläoglazialkurven [DANSGAARD et al. 1969, 1970] besonders genau bestimmbar zu sein. Es wurde eine Periodizität von 78 und 187 Jahren festgestellt [JOHNSON et al. 1970].

4.2.3 ^{14}C -Produktionsrate und erdmagnetisches Dipolmoment

Nach der heutigen Auffassung [DAMON et al. 1970] wurde der ^{14}C -Langzeittrend allein durch Änderungen des erdmagnetischen Dipolmomentes verursacht. Jede Zunahme erhöht die abschirmende Wirkung des Erdmagnetfeldes gegenüber der kosmischen Strahlung und erniedrigt auf diese Weise die ^{14}C -Produktionsrate R , und umgekehrt. Die quantitative Beziehung besagt, daß R der Wurzel aus dem erdmagnetischen Dipolmoment umgekehrt proportional ist [ELSASSER, NEY und WINCKLER 1956]. Das bedeutet nicht, daß auch $\Delta^{14}\text{C}$ eine Funktion der geographischen Breite sein wird. Wegen der raschen Mischung des CO_2 's in der Atmosphäre werden die großen Unterschiede in der ^{14}C -Produktionsrate zwischen höheren Breiten und Äquatorzone im $\Delta^{14}\text{C}$ ausgeglichen.

Der Beweis einer Wechselbeziehung zwischen der ^{14}C -Produktionsrate und dem Erdmagnetismus ließ besonders lange auf sich warten, weil geeignete paläomagnetische Daten fehlten. Die ersten brauchbaren Ergebnisse, die von gebrannter Keramik, Ton, Löss, Basalt u. a. erhalten wurden [KIGOSHI 1965, KIGOSHI et al. 1966, BUCHA und NEUSTUPNY 1967] ergaben eine Kurve, die bei 330 Jahren v. Chr. ein Maximum und bei 5260 Jahren v. Chr. ein Minimum hat. Das verleitete dazu, einen sinusförmigen Verlauf des erdmagnetischen Moments anzunehmen, dessen Amplitude 50% des heutigen Wertes beträgt und dessen Periode von 8000 ^{14}C -Jahren überdies 600000 Jahre verfolgbar sein soll [BUCHA 1967]. Die Übereinstimmung zur Periode der $\Delta^{14}\text{C}$ -Änderung, die 10350 Sonnenjahre beträgt, ist hinreichend gut [SUESS 1970c], was erklärt, warum sich Langzeitänderungen des $\Delta^{14}\text{C}$ rechnerisch mit dem erdmagnetischen Dipolmoment koppeln lassen (Abb. 6) [BUCHA et al. 1970, SUESS 1970c]. Eine der Konsequenzen aus dem angenommenen sinusförmigen Verlauf der $\Delta^{14}\text{C}$ -Änderung wäre, daß gemäß TAUBER'S Vorstellung der Unterschied zwischen wirklichen und ^{14}C -Altern um 10000 Jahre v. h. verschwindet. Eine andere mögliche Konsequenz, ob nämlich das Erdmagnetfeld zum ^{14}C -Gehalt der Luft eine Phasen-

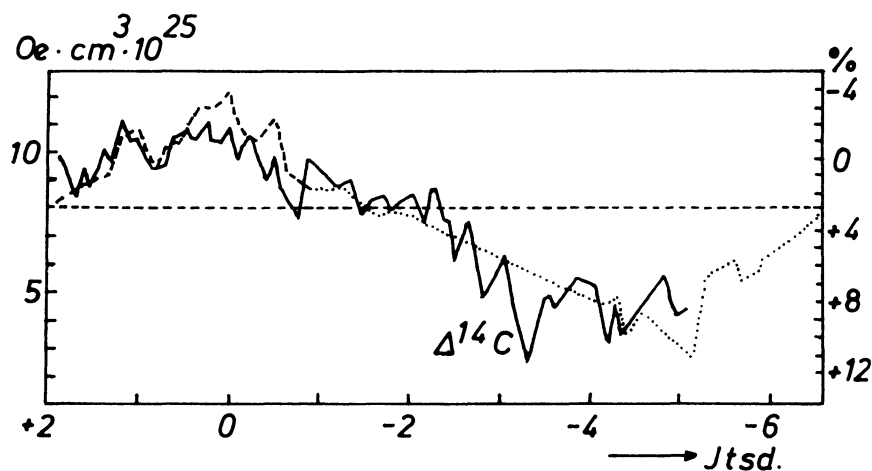


Abb. 6: Zusammenhang zwischen Verlauf des erdmagnetischen Dipolmomentes (gestrichelt) und $\Delta^{14}\text{C}$ (durchgezogen) nach BUCHA et al. [1970].

verschiebung von ca. 700 Jahren hat [SUESS 1970c] oder nicht [DAMON 1970, DAMON et al. 1970], blieb bis jetzt wegen der Streubreite der paläomagnetischen Daten un- aufgeklärt. Existiert eine Phasenverschiebung, könnte sie die Ursache für die Dis- krepanz zwischen globaler ^{14}C -Produktions- und Zerfallsrate sein [LINGENFELTER 1963]. Ist keine Phasenverschiebung vorhanden, wird eine Lösung dieses Problems erreicht, indem man eine 3–6fach größere Speicherung von Radiokohlenstoff in den Meeresablagerungen annimmt, als es SUESS tat [1965, 1970c]. Auf die Gesam- bilanz bezogen würde das nur 0,4% des jährlich durch Photosynthese fixierten Radio- kohlenstoffs ausmachen.

Wenngleich auch vieles für die Vorstellung eines sinusförmigen Verlaufes des erd- magnetischen Dipolmomentes spricht, gibt es ernst zu nehmende Gegenargumente. Einmal sprechen die unterschiedlichen Anschauungen über das Vorhandensein oder das Fehlen einer Phasenverschiebung zwischen Erdmagnetfeld und $\Delta^{14}\text{C}$ -Änderung für sich [DAMON 1970, SUESS 1970c], die einfach aus der Verwendung von zwei von- einander unabhängig erhaltenen paläomagnetischen Datenzusammenstellungen resul- tieren [BUCHA 1967, COX 1969]. Andererseits geben die Einwände Athavales [1966] zu denken, die sich auf die Feststellung stützen, daß in Indien während der letzten 4000 Jahre generell kleinere Feldstärken herrschten als anderswo. Eine Ursache kann die nicht immer vorgenommene Unterscheidung zwischen tatsächlichem und reduzier- tem magnetischen Dipolmoment sein, wodurch Abweichungen bis 15% erklärlich würden. Bei der einen Angabe werden die Drehungen des Dipolfeldes und die West- wärtstrift des Nichtdipolfeldes um $0,24^{\circ}/\text{Jahr}$ [BUCHA et al. 1970] berücksichtigt, bei der anderen Angabe ein zeitlich unveränderliches Dipolfeld angenommen. Da die reduzierten paläomagnetischen Daten für höhere geographische Breiten auf Inklina-

tionsänderungen empfindlicher reagieren, müßten Bewertungsgewichte eingeführt werden, um überhaupt globale Mittelwerte berechnen zu dürfen. Die andere Bedingung wäre, daß regionale Unterschiede im erdmagnetischen Dipolmoment nicht vorhanden sind.

Unter diesen Gesichtspunkten erscheint es voreilig, die bisherigen paläomagnetischen Deutungsversuche im Hinblick auf die $\Delta^{14}\text{C}$ -Änderungen als Beweis gegen STUIVER's [1967, 1970 b] Anschauung anzuerkennen. Es bleibt vorerst nur zu hoffen, daß mit den aufgenommenen paläomagnetischen Messungen an dendrochronologisch datierten Hölzern eine Klärung der strittigen Fragen erreicht wird.

4.2.4 $\Delta^{14}\text{C}$ des Luft- CO_2 und Klima

Die Beurteilung der Rolle, die dem Klima bei der Verursachung von $\Delta^{14}\text{C}$ -Variationen zukommt, hat sich im Laufe der Jahre stark gewandelt. Nach der ursprünglichen Ansicht war das Klima die Haupteinflußgröße [DE VRIES 1958, DAMON, LONG und GREY 1965, 1966]; doch allmählich hat sich die Einsicht geformt, daß es allein noch nicht einmal die geringen kurzperiodischen $\Delta^{14}\text{C}$ -Änderungen hervorgerufen haben wird [DAMON 1968, DAMON et al. 1970].

Das Klima kann theoretisch sowohl über den CO_2 -Gehalt der Luft als auch über die ^{14}C -Verweilzeiten der verschiedenen Reservoirs wirksam werden. Quantitative Angaben sind nicht möglich, denn viele der eingreifenden Faktoren kompensieren sich gegenseitig [Suess 1970c]. An dem Beispiel eines globalen Temperaturrückgangs soll dies veranschaulicht werden. Zu einem Anstieg des $\Delta^{14}\text{C}$ würde die Abnahme des Kohlendioxid-Gehaltes der Luft beitragen, die eine Folge der höheren CO_2 -Löslichkeit des kalten Ozeanwassers ist. Umgekehrt gibt es Prozesse, durch die eine Abnahme von $\Delta^{14}\text{C}$ bewirkt wird. Hierzu gehört besonders die Erhöhung des CO_2 -Austausches mit den Ozeanen, die dadurch zustandekommt, daß sich die Temperatursprungschicht abschwächt und das Gebiet in der Arktis und Antarktis erweitert, in dem die Thermokline fehlt. Den gleichen Effekt auf $\Delta^{14}\text{C}$ wird eine stärkere Konvektion im Oberflächenwasser haben, die für Kaltperioden anzunehmen ist.

Um dieses komplexe Geschehen verstehen zu lernen, wurden viele Studien zu Detailfragen unternommen. Zwei-Box-Modelle erwiesen sich als ausreichend, um die Wechselbeziehungen zwischen Temperatur-, CO_2 -Gehalt- und $\Delta^{14}\text{C}$ -Änderungen zu behandeln [REVELLE et al. 1957, LINGENFELTER 1963, ERIKSSON 1963, LIBBY 1963, SCHELL, FAIRHALL und HARP 1965, 1967, LAL et al. 1970]. Indessen, die Ergebnisse unterscheiden sich sehr stark und erlauben es nicht, ein widerspruchsfreies Bild zu konstruieren. Die Erklärungen für periodische $\Delta^{14}\text{C}$ -Änderungen reichen von Schwingungszuständen [ERIKSSON und WELANDER 1956] im Wechselspiel der Ozeane und der Biomasse, die als CO_2 -Pumpe wirken soll [DYCK 1965], bis zu nur temperaturgesteuerten Mechanismen. In diesem Fall besteht noch nicht einmal Einigkeit, ob eine direkte [DAMON 1968] oder eine indirekte [Suess 1965] Proportionalität zu $\Delta^{14}\text{C}$ -Änderungen vorliegt, nur, daß sie von kurzer Periode und kleiner Amplitude (bis

$\pm 2\%$) sein müßten [LAL et al. 1970, DAMON et al. 1970, LABEYRIE et al. 1970]. Die Befunde von DANSGAARD et al. [1969], nach denen die Warmperioden um 1790, 1605, 1460, 1110 und 980 n. Chr. mit $\Delta^{14}\text{C}$ Minima, allerdings auch mit Sonnenfleckenmaxima zusammenfallen, belegen diese Vorstellung.

Der $\Delta^{14}\text{C}$ -Langzeittrend hat nach den heutigen Kenntnissen nichts mit Temperatureffekten zu tun. Ursprünglich einmal wurde der hohe $\Delta^{14}\text{C}$ -Wert im Klimaoptimum als eine Nachwirkung der Eiszeit angesprochen [DYCK 1965]. Unterdessen sprechen zu viele Argumente gegen eine solche Deutung. OESCHGER et al. [1970] geben zu bedenken, daß unter der Annahme einer konstanten ^{14}C -Produktion der $\Delta^{14}\text{C}$ -Anstieg in den letzten 300 Jahren nur schwer zu erklären ist. Der CO_2 -Austausch mit der Tiefsee müßte sich um 15% erniedrigt haben, obwohl keine Anzeichen für einen Klimawechsel seit dem Mittelalter vorliegen. LINGENFELTER [1963] und SUESS [1965, 1970c] wenden ein, daß eine zyklische $\Delta^{14}\text{C}$ -Variation von 3% mit einer Periode von 100 bis 200 Jahren wohl durch Änderungen des CO_2 -Gehaltes im Seewasser um 20% hervorgerufen worden sein könnte (entsprechend einem Temperaturwechsel von 10°C), nicht aber durch 3°C , die den Temperaturunterschied zwischen Gegenwart und Klimaoptimum charakterisieren dürften. Der Versuch, den hohen $\Delta^{14}\text{C}$ -Wert mit einem 1,5 mal schwächeren CO_2 -Austausch mit der Tiefsee zu begründen, scheidet wieder an der Schwierigkeit, dafür plausible geologische Erscheinungen zu finden bzw. verantwortlich zu machen.

Obwohl Verschiebungen der Kohlenstoff-Verweilzeiten für die Atmosphäre, Biosphäre und die Ozeane einen sehr großen Einfluß auf $\Delta^{14}\text{C}$ hätten [HOUTERMANS 1966, DAMON 1970], glauben die meisten Autoren nicht – LAL et al. [1970] ausgenommen –, daß dieser Mechanismus eine wesentliche Rolle bei ^{14}C -Gehaltsänderungen spielt, weil dazu zu große geologische oder geochemische Eingriffe in das natürliche Geschehen notwendig wären.

Eine indirekte Beeinflussung des $\Delta^{14}\text{C}$ durch das Klima, z. B. über die Biomasse, dürfte ebenfalls kaum größere Auswirkungen gezeigt haben. LABEYRIE et al. [1970] überlegten, daß eine plötzliche Zersetzung der Biomasse riesiger Wälder, die einst die heutigen Wüsten bedeckt haben könnten, wohl den CO_2 -Gehalt, aber wegen ihres geringen Alters von maximal 300 Jahren nicht das $\Delta^{14}\text{C}$ der Atmosphäre geändert haben würden. Ein ähnliches Ergebnis ergibt sich, wenn man die Biomasse der Ozeane mit ihrem Alter von 100 Jahren betrachtet. Ohne Zweifel lassen sich aber auch Prozesse angeben, die $\Delta^{14}\text{C}$ auf diesem Weg verändert haben könnten [ERIKSSON 1963].

4.3 Zusammenfassende Darstellung der Ursachen von $\Delta^{14}\text{C}$ -Änderungen

Eine allgemein akzeptierte Vorstellung über die Ursachen der $\Delta^{14}\text{C}$ -Änderungen in der Vergangenheit existiert gegenwärtig noch nicht. Die Berührungspunkte der unterschiedlichen Auffassungen ergeben aber schon ein recht geschlossenes Bild [GREY 1969]. Danach sollen die kurzperiodischen $\Delta^{14}\text{C}$ -Änderungen in erster Linie vom

solaren Geschehen bestimmt sein, womit sich gleichzeitig der nicht immer offensichtliche Zusammenhang zum Klima erklärt [LAMB 1966]. Man geht davon aus, daß jede Steigerung der Sonnenaktivität sowohl zu einer Abnahme der ^{14}C -Produktionsrate führt, weil die kosmische Strahlung im Magnetfeld der solaren Plasmawolken von der Erde abgelenkt werden, als auch zu einer globalen Erwärmung durch verstärkte Sonnenstrahlung. Dieser Prozeß ist für die letzten 300 Jahre sicher bewiesen, hat aber darüber hinaus Gültigkeit, wofür die gelungene zeitliche Parallelisierung von Meeress-transgressionen [GEYH 1969] mit Minima der $\Delta^{14}\text{C}$ -Werte, Warmperioden und Phasen abgeschwächten Moorschwundes an der Küste eine schöne Bestätigung liefert [GEYH 1971 b].

Die Auswirkungen von Sonnenfackeln und erdnahe Supernova-Explosionen auf das $\Delta^{14}\text{C}$ werden gegenüber dem beschriebenen Effekt vergleichsweise gering sein.

$\Delta^{14}\text{C}$ -Langzeittrend und Änderung des paläomagnetischen Momentes bilden aus geophysikalischer Sicht eine Einheit. Die Beeinflussung der ^{14}C -Produktionsrate stellt man sich dabei über die Modulation der Intensität der kosmischen Strahlung vor.

5. Ausblick

Die Untersuchungen über die Ursachen der holozänen $\Delta^{14}\text{C}$ -Änderungen in der Atmosphäre und über die zeitliche Verteilung des bei Kernwaffen-Explosionen erzeugten Radiokohlenstoffs auf verschiedene Reservoirs haben zu einer engen Zusammenarbeit weit auseinander liegender geowissenschaftlicher Disziplinen geführt. Sie war in der Vergangenheit so erfolgreich, daß sich die ^{14}C -Methode auch weiterhin, über ihren eigentlichen Anwendungsbereich der Altersbestimmung hinaus, als ein Bindeglied in der geowissenschaftlichen Forschung erweisen wird.

Literaturangaben

Abkürzungen:

Rad. Trit. Dat. — Radiocarbon and Tritium Dating, ed. by R. Chatters, Pulman/Washington, 1950.

Rad. Dat. Low Lev. — Radioactive Dating and Low-Level Counting, IAEA, Wien, 1967.

Rad. Var. Abs. Dat. — Radiocarbon Variations and Absolute Dating, ed. by I. Olsson, Uppsala, 1970.

AEGERTER, S. K., H. H. LOOSLI und H. OESCHGER: Variations in the production of cosmogenic radionuclides. Rad. Dat. Low Lev., 49–55, 1967.

ANDERSON, E. C., W. F. LIBBY, S. WEINHOUSE, A. F. REID, A. D. KIRSHENBAUM und A. V. GROSSE: Radiocarbon from cosmic rays. Phys. Rev., 72, 931–932, 1947.

- ATHAVALE, R. N.: Intensity of the geomagnetic field in India over the past 4000 yrs. *Nature*, 210, 1310–1312, 1966.
- BELLA, F., M. ALESSIO und P. FRATELLI: A determination of the half life of ^{14}C . *Il Nuovo Cimento*, 58, 232–246, 1968.
- BIEN, G. S., N. W. RAKESTRAW und H. E. SUESS: Radioactive dating of deep water of the Pacific and Indian Oceans. *Radioactive Dating, IAEA, Wien*, 159–173, 1963.
- : Radiocarbon in the Pacific ocean and its relation to the movement. *Rad. Trit. Dat.*, 698–704, 1965.
- BIEN, G., und H. SUESS: Transfer and exchange of ^{14}C between the atmosphere and the surface water of the Pacific ocean. *Rad. Dat. Low Lev.*, 105–115, 1967.
- BUCHA, V.: Archaeomagnetic and palaeomagnetic study of the magnetic field of the earth in the past 600000 yrs. *Nature*, 213, 1005–1007, 1967.
- BUCHA, V., und E. NEUSTUPNY: Changes of the earth's magnetic field and radiocarbon dating. *Nature*, 215, 261–263, 1967.
- BUCHA, V., R. E. TAYLOR, R. BERGER und E. W. HAURÝ: Geomagnetic intensity: Changes during the past 3000 yrs. in the western hemisphere. *Science*, 168, 111–114, 1970.
- COX, A.: Geomagnetic reversals. *Science*, 163, 237–245, 1969.
- CRAIG, H.: The natural distribution of radiocarbon and the exchange time of carbon dioxide between atmosphere and sea. *Tellus*, 9, 1–17, 1957.
- : A critical evaluation of radiocarbon techniques for determining mixing rates in the ocean and the atmosphere. *Second U. N. Int. Conf. Peaceful Uses of Atom. Energy*, 503–518, 1958.
- : Abyssal carbon and radiocarbon in the Pacific. *J. Geophys. Res.*, 74, 5491–5506, 1969.
- DAMON, P. E.: Radiocarbon and climate. *Meteor. Monographs*, 8, 151–154, 1968.
- : Climatic versus magnetic perturbation of the atmospheric ^{14}C reservoir. *Rad. Var. Abs. Dat.*, 571–593, 1970.
- DAMON, P. E., A. LONG und D. C. GREY: Fluctuation of atmospheric ^{14}C during the last six millennia. *Rad. Trit. Dat.*, 415–428, 1965.
- : Fluctuation of atmospheric ^{14}C during the last six millennia, *J. Geophys. Res.*, 71, 1055–1063, 1966.
- : Arizona radiocarbon dates for dendrochronologically dated samples. *Rad. Var. Abs. Dat.*, 615–618, 1970.
- DAMON, P., und E. WALLICK: Changes in atmospheric radiocarbon concentration during the last eighth millennia. *Vinogradov Jubilee Volume, USSR Academy of Science*, in press, 1970.
- DANSGAARD, W., S. J. JOHNSEN, J. MØLLER und C. C. LANGWAY: One thousand centuries of climatic record from Camp Century on the Greenland ice sheet. *Science*, 166, 377–381, 1969.
- DANSGAARD, W., S. J. JOHNSEN, H. B. CLAUSEN und C. C. LANGWAY: Ice cores and paleoclimatology. *Rad. Var. Abs. Dat.*, 337–351, 1970.

- DYCK, W.: Secular variations in the ^{14}C concentration of Douglas fir tree rings. Rad. Trit. Dat., 440–452, 1965.
- ELSASSER, W., E. P. NEY und J. R. WINCKLER: Cosmic-ray intensity and geomagnetism. Nature, 178, 1226–1227, 1956.
- ERIKSSON, E.: Radioactivity in Hydrology. Nuclear Radiation in Geophysics, ed. by H. E. Israel & A. Krebs, vol. 42, 1962.
- : Possible fluctuations in the atmospheric carbon dioxide due to changes in the properties of the sea. J. Geophys. Res., 68, 3871–3876, 1963.
- ERIKSSON, E., und P. WELANDER: On a mathematical model of the carbon cycle in nature. Tellus, 8, 155–175, 1956.
- FERGUSON, C. W.: Bristlecone pine: Science and esthetics. Science, 159, 839–846, 1968.
- : Dendrochronology of bristlecone pine, *pinus aristrata*. Establishment of a 7484 year chronology in the White Mountains of eastern-central California U.S.A. Rad. Var. Abs. Dat., 237–259, 1970.
- FERGUSON, C. W., B. HUBER und H. E. SUESS: Determination of the age of Swiss lake dwellings as an example of dendrochronologically calibrated radiocarbon dating. Z. Naturf., 21a, 1173–1177, 1966.
- FORBUSH, S. E.: World-wide cosmic-ray variations 1937–1952. J. Geophys. Res., 59, 525 bis 542, 1954.
- FROMM, E.: An estimation of errors in the Swedish varve chronology. Rad. Var. Abs. Dat., 163–172, 1970.
- GEYH, M.: Versuch einer chronologischen Gliederung des marinen Holozäns an der Nordseeküste mit Hilfe der statistischen Auswertung von ^{14}C -Daten. Z. deut. geol. Ges., 118, 351–360, 1969.
- : ^{14}C concentration of lime in soils and aspects of the carbon-14 dating of groundwater. Isotope Hydrology 1970, IAEA, Wien, 215–223, 1970.
- : Die ^{14}C - und ^3H -Methode in der angewandten Hydrogeologie. Wasserkalender 1972. Deut. Dok. Zentr., Düsseld., 18–36, 1971a.
- : Middle and Young Holocene Sea-Level Changes as Global Contemporary Events. Geol. För. Stockh. Förhandl., in Druck, 1971b.
- : Basic studies in hydrology and ^{14}C and ^3H measurements. XXIV Int. Geo. Congr., Montreal/Canada, 1972.
- GEYH, M., und I. WENDT: Results of water sample dating by means of the model by Münnich and Vogel. Rad. Trit. Dat., 597–603, 1965.
- GEYH, M., und J. MAIRHOFER: Der natürliche ^{14}C - und ^3H -Gehalt der Wässer. Steir. Beitr. Hydrogeol., 22, 63–81, 1970a.
- GEYH, M., J. MERKT und H. MÜLLER: ^{14}C -Datierung limnischer Sedimente und die Eichung der ^{14}C -Zeitskala. Naturwissenschaften, 57, 564–567, 1970b.
- GEYH, M., J. BENZLER und G. ROESCHMANN: Problems of dating Pleistocene and Holocene soils by radiometric methods. Paleopedology: Nature, origin and dating of paleosoils. Israel Universities Press, ed. by D. H. Yaalon, 63–75, 1971a.

- GEYH, M., J. MERKT und H. MÜLLER: Sediment-, Pollen- und Isotopenanalysen an jahreszeitlich geschichteten Ablagerungen im zentralen Teil des Schleinsees. *Archiv f. Hydrobiol.*, 1971b.
- GODWIN, H.: Half-life of radiocarbon. *Nature*, 195, 984, 1962.
- GREY, D. C.: Geophysical mechanisms of ^{14}C variations. *J. Geophys. Res.*, 74, 6333–6340, 1969.
- HERRARA, R., und M. A. TAMERS: Radiocarbon dating of tropical soil associations in Venezuela. *Paleopedology: Nature, origin and dating of paleosoils*. Israel Universities Press, ed. by D. H. Yaalon, 109–115, 1971.
- HEYMANN, D., und O. A. SCHAEFFER: Constancy of cosmic rays in time. *Physica*, 28, 1318 bis 1323, 1962.
- HÖRNSTEN, Å.: Summary of discussion of the measurements and identification of varves. *Rad. Var. Abs. Dat.*, 215–217, 1970.
- HOUTERMANS, J.: On the quantitative relationships between geophysical parameters and the natural ^{14}C inventory. *Z. f. Physik*, 193, 1–12, 1966.
- HOUTERMANS, J., H. E. SUSS und W. MUNK: Effect of industrial fuel combustion on the carbon-14 level of atmospheric CO_2 . *Rad. Dat. Low Lev.*, 57–68, 1967.
- HUGHES, E. E., und W. B. MANN: The half-life of carbon-14. Comments on the mass-spectrometric methods. *Int. J. Appl. Rad. Isotop.*, 15, 97–100, 1963.
- JANSEN, H. S.: Secular variations of radiocarbon in New Zealand and Australian trees. *Rad. Var. Abs. Dat.*, 261–274, 1970.
- JOHNSEN, S. J., W. DANSGAARD und H. B. CLAUSEN: Climatic oscillations 1200–2000 A. D. *Nature*, 227, 482–483, 1970.
- KAMEN, M. D.: Early history of carbon-14. *Science*, 140, 584–590, 1963.
- KIGOSHI, K.: Secular variation of atmospheric radiocarbon concentration and its dependence on geomagnetism. *Rad. Trit. Dat.*, 429–438, 1965.
- KIGOSHI, K., und H. HASEGAWA: Secular variation of atmospheric radiocarbon concentration and its dependence on geomagnetism. *J. Geophys. Res.*, 71, 1065–1071, 1966.
- KULP, J. L., und M. L. VOLCHOCK: Constancy of cosmic-ray flux over the past 30000 yrs. *Phys. Rev.*, 90, 713–714, 1953.
- LABEYRIE, J., G. DELIBRIAS und J. C. DUPLESSY: The possible origin of natural carbon radioactivity fluctuations in the past. *Rad. Var. Abs. Dat.*, 539–547, 1970.
- LAL, D., und RAMA: Characteristics of global tropospheric mixing based on man-made ^{14}C , ^3H and ^{90}Sr . *J. Geophys. Res.*, 71, 2865–2874, 1966.
- LAL, D., und V. S. VENKATAVARADAN: Analysis of the causes of ^{14}C variations in the atmosphere. *Rad. Var. Abs. Dat.*, 549–569, 1970.
- LAMB, H. H.: Radiokohlenstoff-Datierung ermittelt Klimaänderungen. *Umschau*, 14, 476, 1966.

- LERMAN, J. C., W. G. MOOK und J. C. VOGEL: ^{14}C in tree rings from different locations. Rad. Var. Abs. Var., 275–301, 1970.
- LIBBY, W. F.: Radioactive Dating. University of Chicago Press, 1955.
- : Accuracy of radiocarbon dates. Science, 140, 278–280, 1963.
 - : History of radiocarbon dating. Rad. Dat. Low Lev., 3–25, 1967.
- LIBBY, W. F., E. C. ANDERSON und J. R. ARNOLD: Age determination by radiocarbon content, world-wide assay of natural radiocarbon. Science, 169, 227–228, 1949.
- LIETH, H.: The role of vegetation in the carbon dioxide content of the atmosphere. J. Geophys. Res., 68, 3887–3898, 1963.
- LINGENFELTER, R. E.: Production of carbon-14 by cosmic-ray neutrons. Rev. Geophys., 1, 35–55, 1963.
- LINGENFELTER, R. E., und E. J. FLAMM: Production of carbon-14 by solar protons. J. Atmos. Sci., 21, 134–140, 1964.
- LINGENFELTER, R. E., und R. RAMATY: Astrophysical and geophysical variations in ^{14}C production. Rad. Var. Abs. Dat., 513–537, 1970.
- MICHAEL, H. N., und E. K. RALPH: Correction factors applied to Egyptian radiocarbon dates from the era before Christ. Rad. Var. Abs. Dat., 109–126, 1970.
- MÜNNICH, K. O.: Heidelberg natural radiocarbon measurements. Science, 126, 194–199, 1957a.
- : Messungen des ^{14}C -Gehaltes von hartem Grundwasser. Naturwissenschaften, 44, 32–33, 1957b.
 - : Isotopen-Datierung von Grundwasser. Naturwissenschaften, 55, 158–163, 1968.
- MÜNNICH, K. O., und J. C. VOGEL: ^{14}C -Altersbestimmung von Grundwasser. Naturwissenschaften, 46, 10–12, 1959.
- : Investigation of meridional transport in the troposphere by means of carbon-14 measurements. Radioactive Dating, IAEA, Wien, 189–197, 1963.
- MÜNNICH, K. O., und W. ROETHER: Transfer of bomb ^{14}C and tritium from the atmosphere to the ocean. Internal mixing of the ocean on the basis of tritium and ^{14}C profiles. Rad. Dat. Low Lev., 93–104, 1967.
- NAKHLA, S. M., und G. DELIBRIAS: Utilisation du carbone-14 d'origine thermonucleaire pour l'etude de la dynamique du carbone dans le sol. Rad. Var. Abs. Dat., 169–176, 1967.
- NYDAL, R.: Variations in ^{14}C concentration in the atmosphere during the last several years. Tellus, 18, 271–279, 1966.
- : On the transfer of radiocarbon in nature. Rad. Dat. Low Lev., 119–128, 1967.
 - : Further investigation on the transfer of radiocarbon in nature. J. Geophys. Res., 73, 3617–3635, 1968.
- NYDAL, R., und K. LÖVSETH: Prospective decrease in atmospheric radiocarbon. J. Geophys. Res., 75, 2271–2278, 1970.

- OESCHGER, H., J. HOUTERMANS, H. LOSSLI und M. WAHLEN: The constancy of cosmic radioactivity from isotope studies in meteorites and on the earth. *Rad. Var. Abs. Dat.*, 471–498, 1970.
- OLSSON, I.: Modern aspects of radiocarbon datings. *Earth-Sci. Rev.*, 4, 203–218, 1968.
- L'ORANGE, R., und K. E. ZIMEN: Neue Bestimmung der biologischen Halbwertszeit von C-14 in Menschenknochen bei Aufnahme von Kohlenstoff in organisch gebundener Form. Strahlenschutzprobleme bei der Freisetzung und Inkorporation radioaktiver Stoffe, 289–297, 1969.
- PEARSON, Jr., F. J.: Use of C-13/C-12 ratios to correct radiocarbon ages of material diluted by limestone. *Rad. Trit. Dat.*, 357–366, 1965.
- RAFTER, T. A., und G. J. FERGUSSON: Atmospheric radiocarbon as a tracer in geophysical circulation problems. Second U. N. Int. Conf. Peaceful Uses Atom. En., 1958.
- RAFTER, T. A., und B. J. O'BRIEN: Exchange rates between the atmosphere and the ocean as shown by recent ¹⁴C measurements in the south Pacific. *Rad. Var. Abs. Dat.*, 355–377, 1970.
- RALPH, E. K., und H. N. MICHAEL: Problems of the radiocarbon calendar. *Archaeometry*, 10, 3–11, 1967.
- : MASCA radiocarbon dates from sequoia and bristlecone-pine samples. *Rad. Var. Abs. Dat.*, 619–623, 1970.
- REVELLE, R., und H. E. SUSS: Carbon-dioxide exchange between atmosphere and ocean, and the question of an increase of atmospheric CO₂ during the past decades. *Tellus*, 9, 18–27, 1957.
- SCHARPENSEEL, H. W., C. RONZANI und F. PIETIG: Comparative age determinations on different humic matter fractions. *Isotopes and Radiation in Soil Organic Matter Studies*, IAEA, Wien, 67–73, 1968.
- SHELL, W. R., A. W. FAIRHALL und G. D. HARP: Measurements of carbon-14 in known age samples and their geophysical implications. *Rad. Trit. Dat.*, 397–405, 1965.
- : An analytical model of carbon-14 distribution in the atmosphere. *Rad. Dat. Low Lev.*, 79–92, 1967.
- STUIVER, M.: Variations in radiocarbon concentration and sunspot activity. *J. Geophys. Res.*, 66, 273–276, 1961.
- : Carbon-14 content of 18th and 19th century wood; variations correlated with sunspot activity. *Science*, 149, 533–534, 1965.
- : Origin and extent of atmospheric ¹⁴C variation during the past 10000 yrs. *Rad. Var. Low Lev.*, 27–40, 1967.
- : Tree ring, varve and carbon-14 chronologies. *Nature*, 228, 454–455, 1970a.
- : Long-term C-14 variation. *Rad. Var. Abs. Dat.*, 197–213, 1970b.
- Suess, H. E.: Radiocarbon concentration in modern wood. *Science*, 122, 415–417, 1955.
- : Secular variations of the cosmic-ray produced carbon-14 in the atmosphere and their interpretations. *J. Geophys. Res.*, 70, 5937–5952, 1965.

- : Zur Chronology des alten Ägypten. *Z. f. Physik*, 202, 1–7, 1967.
- : Transfer of ^{14}C and tritium from the atmosphere into the ocean. *J. Geophys. Res.*, 75, 2363–2364, 1970a.
- : Bristlecone-pine calibration of the radiocarbon timescale 5200 B. C. to the present. *Rad. Var. Abs. Dat.*, 303–311, 1970b.
- : The three causes of the secular ^{14}C fluctuations, their amplitudes and time constants. *Rad. Var. Abs. Dat.*, 595–605, 1970c.
- TAUBER, H.: The Scandinavian varve chronology and ^{14}C dating. *Rad. Var. Abs. Dat.*, 173–196, 1970.
- TAMERS, M. A.: Radiocarbon dating of recent events. *Atompraxis*, 15, 271–276, 1969.
- THURBER, D. L., und W. S. BROECKER: The behavior of radiocarbon in surface waters of the Great Basin. *Rad. Var. Abs. Dat.*, 379–400, 1970.
- VOGEL, J. C.: ^{14}C dating of groundwater. *Isotope Hydrology 1970*, IAEA, Wien, 225–240, 1970a.
- : C-14 trend before 6000 B. P. *Rad. Var. Abs. Dat.*, 313–325, 1970b.
- VRIES, Hl. de: Variation in concentration of radiocarbon with time and location on earth. *Koninkl. Ned. Akad. Wet. Proc., Ser. B.*, 61, 94–102, 1958.
- WALTON, A., M. S. BAXTER, W. J. CALLOW und M. J. BAKER: Carbon-14 concentrations in environmental materials and their temporal fluctuations. *Rad. Dat. Low Lev.*, 41–47, 1967.
- WALTON, A., M. ERGIN und D. D. HARKNESS: Carbon -14 concentration in the atmosphere and carbon dioxide exchange rates. *J. Geophys. Res.*, 75, 3089–3098, 1970.
- WENDT, I., W. STAHL, M. GEYH und F. FAUTH: Model experiments for ^{14}C water age determinations. *Isotopes in Hydrology*, IAEA, Wien, 321–337, 1967.
- WILLKOMM, H., und H. ERLLENKEUSER: University of Kiel Radiocarbon Measurements V. *Radiocarbon*, 12, 526–533, 1970.

Lateral Inhomogeneities of the Earth's Mantle and Their Petrological Interpretation¹⁾²⁾

K. FUCHS, D. MAYER-ROSA, Karlsruhe³⁾, F. LIEBAU, Kiel⁴⁾

Eingegangen am 15. September 1971

Summary: A comparison of the depth distribution of P-wave velocities for U. S. A., Europe and U. S. S. R. shows differences in the depth of the discontinuities in the upper-mantle region down to 700 km. In Europe the corresponding increases of velocities seem to be placed at significantly shallower depth (300 and 550 km) than in U. S. A. and U. S. S. R. (400 and 700 km). These lateral inhomogeneities correlate notably with variations of the gravitational potential derived from satellite data. Thermodynamic and crystal-chemical investigations indicate corresponding lateral variations of Fe/Mg ratio of mantle material.

Zusammenfassung: Ein Vergleich der Geschwindigkeits-Tiefen-Verteilungen, die für die USA, Europa und die UdSSR aus Raumwellenuntersuchungen abgeleitet wurden, zeigt Unterschiede in der Tiefenlage von Diskontinuitäten im oberen Erdmantel auf. In Europa scheinen die entsprechenden Diskontinuitäten höher zu liegen (ca. 300 bzw. 550 km) als in den USA und der UdSSR (ca. 400 bzw. 700 km). Diese lateralen Inhomogenitäten lassen sich mit Variationen des Schwerepotentials der Erde korrelieren, die aus Satellitendaten errechnet wurden.

Thermodynamische und kristall-chemische Untersuchungen weisen auf korrespondierende laterale Variationen des Fe/Mg-Verhältnisses im Mantelmaterial hin.

Worldwide lateral inhomogeneities of the earth's crust and upper mantle have been discovered during the past decade. The main feature of the regional variations within the upper mantle down to a depth of 300 km is the existence of low velocity layers of variable number and dimensions (thickness, velocities).

In addition, most recent investigations of seismic velocities from analysis of body waves provided new evidence that the lateral inhomogeneities extend through the transition zone (Bullen C layer) down to a depth of about 1000 km.

A comparison of the depth distributions of P wave velocities for U. S. A. [JOHNSON 1969, 1967], Europe [MAYER-ROSA 1969, ANSORGE and MAYER-ROSA 1968] and

¹⁾ Contribution No. 81, Geophysical Institute, University of Karlsruhe.

²⁾ Partly read at the 48. Jahrestagung der Deutsch. Miner. Ges., Saarbrücken 1970 (LIEBAU 1970).

³⁾ Prof. Dr. K. FUCHS and Dr. D. MAYER-ROSA, Geophysikalisches Institut, Universität Karlsruhe, 75 Karlsruhe, Hertzstraße 16.

⁴⁾ Prof. Dr. F. LIEBAU, Mineralogisch-Petrographisches Institut und Museum, Universität Kiel, 23 Kiel, Olshausenstraße 40–60.

U. S. S. R. [LUKK and NERSESOV 1965] is given in Figure 1. The areas of these seismic investigations are hatched in Figure 2.

Considering the depth range below 200 km, it should be mentioned in particular, that differences between the velocity-depth profiles of SE- and SW-Europe could not be found [MAYER-ROSA 1969, ANSORGE and MAYER-ROSA 1968]. Therefore the model "Europe", depicted in Fig. 1, is taken as representative for a greater part of southern and central Europe, such as Spain, France, Germany, and the western Balkans. The model "CIT 208 - USA" below 150 km forms an average mantle structure of the western U. S. A., while the model "USSR" has been derived for the Pamir - Hindu-kush epicentral zone.

The top of the transition zone in the U. S. A. and the U. S. S. R. is located at a depth of about 400 km. In Europe, the corresponding increase of velocity is placed at a significantly shallower depth of about 300 km. Furthermore, the velocities in the lower part of the transition zone between 540 and 700 km are remarkably higher in Europe than in the U. S. A. and the U. S. S. R.

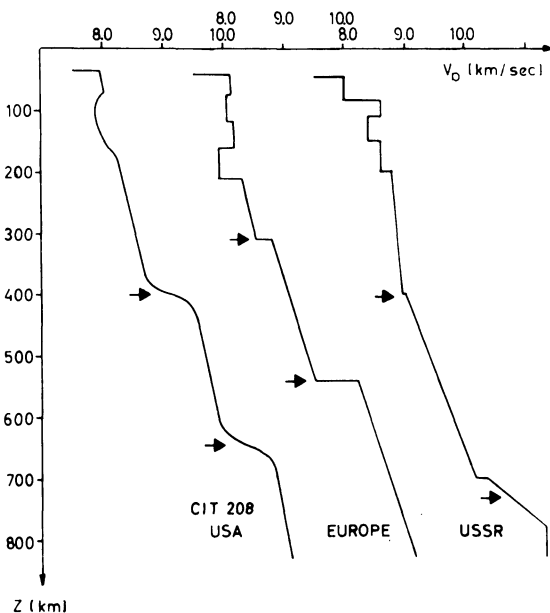


Fig. 1: Distribution of P-wave velocities within the earth's mantle in U. S. A. [JOHNSON 1969], Europe [MAYER-ROSA 1969, ANSORGE and MAYER-ROSA 1968] and U. S. S. R. [LUKK and NERSESOV 1965]. Arrows indicate the range of the transition zone (Bullen C layer). Note the elevated position of the zone in Europe.

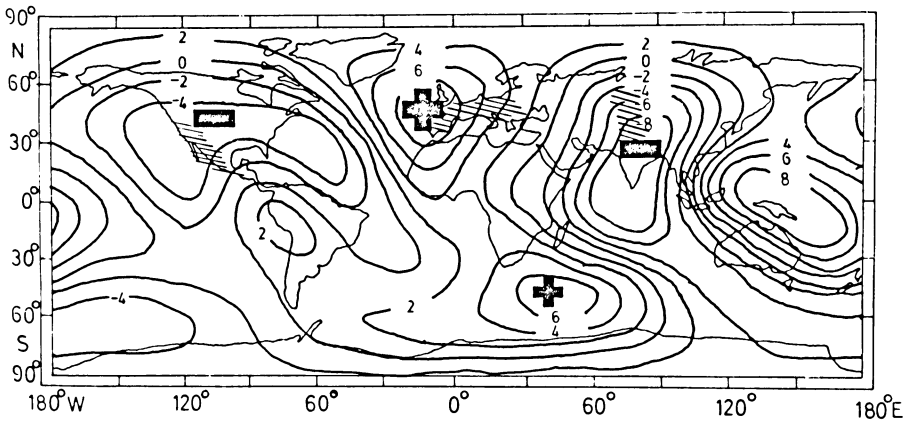


Fig. 2: Geopotential variations in earth units $(GM/a) \cdot 10^6$ contoured using harmonics $n = 2-6$ except C_{20} coefficient, adopted from Toksöz et al. [1969]. Seismic information from hatched areas.

In addition to the strong velocity increases localizing the transition zone, other minor discontinuities expected from geochemical studies cannot be excluded on the basis of presently available seismic observations. Although the fine structure of the velocity depth curve depends on the methods of travel time analysis it is unlikely that the large differences in the depth range of the transition zone in the three areas under discussion are due to the applied methods.

Further geophysical indications of lateral inhomogeneities below the upper mantle are the long wave-length variations of the geopotential (Fig. 2) as revealed by satellite data [TOKSÖZ, ARKANI-HAMED and KNIGHT 1969]. The poor correlation between the gravitational variations, crustal thicknesses and travel time anomalies [Toksöz et al. 1969] support the possibility that the geopotential variations are caused by lateral heterogeneities within the transition zone between 300 and 1000 km.

A correlation of the lateral inhomogeneities in the transition region of the earth's mantle, found by seismic investigations, with the variations of the gravitational potential shows a remarkable result: the position of the maximum of these potential variations in Europe coincides with an elevated transition zone of higher velocity explained by higher densities of the mantle material. In contrast, the two minima in the U. S. A. and the U. S. S. R. correspond both to a larger depth and a lower velocity of the transition zone.

Additional support for this correlation hypotheses is found for the gravity maximum in the S-Indian Ocean, where no detailed velocity-distribution was available. However, a recent systematic study of the travel times and apparent velocities of precursors of the seismic core phase PKP-PKP indicates that these phases are reflec-

tions from mantle discontinuities in this region [WHITCOMB and ANDERSON 1970]. Very strong reflectors were found in the depth ranges between 260–310 km and 490–540 km. Reflections from a depth of about 400 km were remarkably weak.

From a comparison of thermodynamic data with seismic measurements ANDERSON [1968] concluded that in addition to the vertical increase of density by increasing pressure, there is a vertical variation of the chemical composition.

In analogy, we suggest that the shallower depth of the seismic discontinuities at 300 km and 540 km in S-Europe in comparison with 400 km and 700 km, respectively in the U. S. A. and U. S. S. R. may be due to lateral differences of chemical composition of the mantle material.

This hypothesis is supported by recent theoretical investigations [LIEBAU 1971] of the crystal chemistry of phases in which the silicon atoms are octahedrally coordinated by six oxygen atoms in contrast to the usual tetrahedral coordination of silicon by four oxygen atoms. It was shown that in phases with Si-O-A bond systems the tendency of silicon to accept octahedral coordination $\text{Si}^{[6]}$ is in the first place determined by the electronegativity χ of the element A. With increasing electronegativity χ_A this tendency increases and, therefore, the pressure for a phase change $\text{Si}^{[4]} \rightarrow \text{Si}^{[6]}$ decreases. This agrees well with the pressures reported for the synthesis of the known phases with octahedrally coordinated silicon (table 1). Other parameters seem to have less influence on this tendency. Applying this relation to the earth's mantle, and considering that $\chi_{\text{Fe}} = 1.64$ is remarkably higher than $\chi_{\text{Mg}} = 1.23$ [ALLRED and ROCHOW 1958], it follows that an ironrich olivine (Fe,

Table 1: Relation between the electronegativities χ_A [ALLRED and ROCHOW 1958] and pressures p to synthesize phases with octahedrally coordinated silicon.

Si-O-A	χ_A	phase	p [kb]	reference
Si-O-C	2.50	Chelates	10^{-3}	WEISS et al. 1961 FLYNN and BOER 1969
Si-O-H	2.1	$\text{Ca}_3[\text{Si}(\text{OH})_6](\text{SO}_4)(\text{CO}_3) 12 \text{H}_2\text{O}$ thaumasite	10^{-2}	EDGE and TAYLOR 1971
Si-O-P	2.06	$[\text{NP}_2(\text{C}_6\text{H}_5)_4\text{O}_2]_3 \text{Si}$ SiP_2O_7 A I, A III, A IV	10^{-3} 10^{-2}	SCHMIDPETER and STOLL 1968 LEVI and PEYRONEL 1935, BISSERT and LIEBAU 1970, LIEBAU and HESSE 1971
Si-O-Si	1.74	SiO_2 stishovite	90	AKIMOTO and SYONO 1969
Si-O-(Mg, Al)	1.28	$\text{Mg}_3(\text{AlMg}_{0.5}\text{Si}_{0.5})^{[6]}[\text{SiO}_4]_3$	100	RINGWOOD 1967
Si-O-(K, Al)	1.02	$\text{K}(\text{Al}_{0.25}\text{Si}_{0.75})_4^{[6]}\text{O}_8$	120	RINGWOOD et al. 1967

$(\text{Mg})_2 \text{Si}^{[4]}\text{O}_4$ transforms to a phase $(\text{Fe, Mg})_2 \text{Si}^{[6]}\text{O}_4$ or phase $(\text{Fe, Mg})\text{O} + (\text{Fe, Mg})\text{Si}^{[6]}\text{O}_3$ with six-coordinated silicon at lower pressure, that is at shallower depth, than an iron-poor olivine. It should be noted that this hypothesis can only be applied to the sudden increase of seismic velocities between 540 km and 700 km and does not necessarily hold for the discontinuity between 300 km and 400 km as well which is usually explained by the olivine \rightarrow spinel transformation without change of the coordination number 4 of silicon. But it is likely that the depth variations of the upper discontinuity can similarly be explained by lateral changes in the chemical composition.

While the seismic observations have confirmed global lateral variations of the depth of the transition zone (Bullen C layer) within the mantle, the nature of the variation of the lower discontinuity as lateral chemical differences may be independently elucidated by the crystal chemical hypotheses of LIEBAU [1971] and the thermodynamic arguments of ANDERSON [1968]. A decision whether these crystal chemical and thermodynamic arguments give a better interpretation of the seismic and satellite observations than explanations based on lateral variations in temperature-depth distribution or convection must be deferred until further observations become available.

Following these concepts the global variations of the geopotential are caused by at least two effects:

1. the elevation of the transition zone which correlates with,
2. the Fe/Mg ratio within the mantle material.

References (and Notes)

- AKIMOTO, S., and Y. SYONO: Coesite—Stishovite Transition. *J. Geophys. Res.* 74, 1653—1659, 1969. (As the high pressure potassium feldspar and the garnet of table 1 were synthesized at 900 °, the synthesis pressure for stishovite was calculated for the same temperature from Akimoto's and Syono's equilibrium curve.)
- ALLRED, A. L., and E. G. ROCHOW: A scale of electronegativity based on electrostatic force. *J. Inorg. Nucl. Chem.* 5, 264—268, 1958
- ANDERSON, D. L.: Chemical inhomogeneity of the mantle. *Earth Planetary Sci. Letters* 5, 89—94, 1968
- ANSORGE, J., and D. MAYER-ROSA: Evidence of velocity reversals within the upper mantle in Europe from body-wave observations. *Proc. Europ. Seism. Com., Leningrad*, 1968
- BISSERT, G., and F. LIEBAU: Die Kristallstruktur von monoklinem Siliziumphosphat SiP_2O_7 A III: Eine Phase mit $[\text{SiO}_6]$ -Oktaedern. *Acta Cryst. B* 26, 233—240, 1970
- BOTT, M. H. P.: The mantle transition zone as possible source of global gravity anomalies. *Earth Planet. Sci. Letters* 11, 28—34, 1971. (This paper relates the gravity anomalies to small temperature variations.)
- EDGE, R. A., and H. F. W. TAYLOR: Crystal Structure of thaumasite, $\text{Ca}_3\text{Si}(\text{OH})_6 \cdot 12 \text{H}_2\text{O}$ (SO_4) (CO_3). *Acta Cryst. B* 27, 594—601, 1971

- FLYNN, J. J., and F. P. BOER: Structural studies of hexacoordinate silicon. Tris (o-phenylenedioxy) silicate. *J. Amer. Chem. Soc.* 91, 5756–5761, 1969
- JOHNSON, L. R.: Array measurements of P velocities in the upper mantle. *J. Geophys. Res.* 72, 6309–6326, 1967
- JOHNSON, L. R.: Array measurements of P velocities in the lower mantle. *Bull. Seism. Soc. Am.* 59, 973–1008, 1969
- LEVI, R. G., and G. PEYRONEL: Struttura cristallografica del gruppo isomorfo (Si^{4+} , Ti^{4+} , Hf^{4+}) P_2O_7 . *Z. Kristallogr.* 92, 190–209, 1935
- LIEBAU, F.: Oktaedrisch koordiniertes Silizium und seine Bedeutung für die Struktur des Erdmantels. *Fortschr. Miner.* 48, Beiheft 1, 18–19, 1970
- LIEBAU, F., and K.-F. HESSE: Die Kristallstruktur einer zweiten monoklinen Siliziumdiphosphatphase, SiP_2O_7 AIV, mit oktaedrisch koordiniertem Silicium. *Z. Kristallogr.* 133, 213–224, 1971
- LIEBAU, F.: Zur Kristallchemie des sechsfach koordinierten Siliziums. *Bull. Soc. fr. Minéral. Cristallogr.* 94, 239–249, 1971
- LUKK, A. A., and I. L. NERSEVOV: Structure of the upper mantle as shown by observations of earthquakes of intermediate focal depth. *Doklady Akad. Nauk SSSR* 162, 14–16, 1965
- MAYER-ROSA, D.: Die Geschwindigkeitsverteilung seismischer Wellen im oberen Erdmantel Europas. Thesis, Universität Stuttgart, 79 p, 1969
- RINGWOOD, A. E.: The Pyroxene–Garnet Transformation in the Earth's Mantle. *Earth Planet. Sci. Letters* 2, 255–263, 1967
- RINGWOOD, A. E., A. F. REID, and A. D. WADSLEY: High-Pressure $\text{KA1Si}_3\text{O}_8$, an Aluminosilicate with Sixfold Coordination. *Acta Cryst.* 23, 1093–1095, 1967
- SCHMIDPETER, A., and K. STOLL: Tris-imidophosphinato-Kationen des Siliziums, Germaniums und Zinns. *Angew. Chemie* 80, 558–559, 1968
- TOKSÖZ, M. N., J. ARKANI-HAMED, and C. A. KNIGHT: Geophysical data and long-wave heterogeneities of the earth's mantle. *J. Geophys. Res.* 74, 3751–3770, 1969
- WEISS, A., G. REIFF, and A. WEISS: Zur Kenntnis wasserbeständiger Kieselsäureester. *Z. anorg. allg. Chem.* 311, 151–179, 1961
- WHITCOMB, J. H., and D. L. ANDERSON: Reflection of P'P' seismic waves from discontinuities in the mantle. *J. Geophys. Res.* 75, 5713–5728, 1970

Elastische Wellengeschwindigkeiten in verschiedenen Gesteinen unter hohem Druck und bei Temperaturen bis 750°C¹⁾

Elastic Wave Velocities in Different Rocks at High Pressure and Temperatures up to 750°C

K. FIELITZ, Clausthal-Zellerfeld²⁾

Eingegangen am 11. Oktober 1971

Zusammenfassung: Die Geschwindigkeiten von Kompressions- und Scherwellen wurden in verschiedenen Gesteinen bei Drucken nahe 4 kb in Abhängigkeit von der Temperatur gemessen. Die Messungen wurden an würfelförmigen Gesteinsproben in einer Triaxialpresse durchgeführt. In den untersuchten Gesteinen ergab sich in der Reihenfolge Peridotit, Eklogit, Gabbro, Granit, Quarzit ein zunehmender Temperatureinfluß auf die Kompressionswellengeschwindigkeit v_p , jedoch ein abnehmender Temperatureinfluß auf die Scherwellengeschwindigkeit v_s . Dies ist gleichbedeutend mit einer unterschiedlichen Temperaturabhängigkeit des Poissonschen Verhältnisses für die untersuchten Gesteine. An Quarzit- und Granitproben wurden die Geschwindigkeitsänderungen gemessen, die durch die α/β -Quarzumwandlung verursacht werden. Während v_p beim Phasenübergang ein ausgeprägtes Minimum durchläuft, wird v_s nur wenig beeinflusst. Eine Abschätzung der in einer Granitschicht in der Erdkruste zu erwartenden Geschwindigkeits-Tiefen-Funktion liefert eine Geschwindigkeitsinversion; die Abnahme der Geschwindigkeit ist jedoch auch für verhältnismäßig große Temperaturgradienten geringer als die bei seismischen Messungen in verschiedenen Gebieten gefundene.

Summary: The velocities of compressional and shear waves were measured in different rocks at pressures in the region of 4 kb as a function of temperature. Cube-shaped rock specimens inserted in a triaxial press were used for the measurements. The variation of the compressional wave velocity v_p with temperature was found to increase, whereas that of the shear wave velocity v_s decreases in the following rock sequence: peridotite, eclogite, gabbro, granite, quartzite. This implies a different temperature dependence of Poisson's ratio for the rocks

¹ Teil einer Dissertation, fertiggestellt im Institut für Geophysik der Technischen Universität Clausthal.

Auszugsweise vorgetragen auf der 31. Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Karlsruhe 1971.

² Dr. K. FIELITZ, Institut für Geophysik der TU Clausthal, 3392 Clausthal-Zellerfeld, Adolf-Römer-Str. 2A.

Jetzt: Bundesanstalt für Bodenforschung, 3 Hannover-Buchholz, Postfach 54.

investigated. The velocity variations caused by the α/β -quartz transition in quartzite and granite were measured. The influence on v_s is small in comparison with the pronounced decrease of v_p in the neighbourhood of the transition. The laboratory measurements were used to estimate the velocities in a granitic layer in the earth's crust. The resulting decrease of velocities with depth is smaller than the pronounced velocity inversions observed seismically even if rather high temperature gradients are assumed.

1. Einleitung

Die Einflüsse von Temperatur und Druck auf die Elastizität von Gesteinen sind für die petrologische Deutung von seismischen Geschwindigkeitsverteilungen in größeren Tiefen von Interesse. Insbesondere auf den Temperatureinfluß wurde im Zusammenhang mit den im oberen Erdmantel und in der Erdkruste beobachteten Schichten erniedrigter Geschwindigkeit bereits häufig Bezug genommen.

Zur quantitativen Diskussion dieser Erscheinung kann ein Vergleich zwischen den elastischen Parametern von Gesteinen beitragen, die nach Material und Gefüge gleich aufgebaut sind und dem gleichen Druck, jedoch verschiedenen Temperaturen unterliegen. Meßdaten für diesen Zweck lassen sich im Laborversuch im wesentlichen auf zwei Arten erhalten.

Zunächst können Schallgeschwindigkeitsmessungen an Gesteinsproben unter den entsprechenden Druck- und Temperaturbedingungen durchgeführt werden. Dabei ist jedoch zu beachten, daß es insbesondere bei den im Laborversuch notwendigerweise relativ schnell erfolgenden Temperaturvariationen zu Veränderungen des Gesteinsgefüges, z. B. der Bildung von Mikrorissen, kommen kann. Die dadurch verursachten Elastizitätsänderungen stehen in keinem eindeutigen Zusammenhang mit der Temperatur und sind im Hinblick auf die angeführte Fragestellung nicht von Interesse. Was vielmehr interessiert, sind die reversiblen Änderungen der elastischen Wellengeschwindigkeiten, die durch die Änderung der elastischen Parameter der gesteinsbildenden Minerale mit der Temperatur entstehen. Solche reversiblen Änderungen lassen sich ohne wesentliche Beeinflussung durch Gefügeänderungen messen, wenn die Gesteinsproben während der Einwirkung hoher Temperatur auch einem möglichst konstanten allseitigen Druck von einigen Kilobar ausgesetzt sind [BIRCH 1958]. Der Druck kann demnach bei Messungen an Gesteinen unter hoher Temperatur nicht ganz frei gewählt werden; dies bedeutet jedoch für die Anwendbarkeit der Meßdaten auf geophysikalische Fragestellungen, die sich auf größere Tiefen beziehen, keine wesentliche Einschränkung.

Neben Messungen an polykristallinen Proben können auch Untersuchungen an Einkristallen zur Bestimmung des reversiblen Temperatureinflusses auf die Elastizität von Gesteinen dienen. Die elastischen Moduln der Einkristalle lassen sich zu diesem Zweck mit Hilfe der Mittelungsmethode von VOIGT, REUSS und HILL (z. B. [HILL 1952]) so umrechnen, daß sie für ein dicht gepacktes Aggregat von Kristalliten mit statistisch gleich verteilter Orientierung der Kristallachsen gelten.

Der Vorteil dieser Methode, der in der sicheren Eliminierung von Gefügeeinflüssen auf das Ergebnis und der beliebigen Wahl des Druckes bei der Messung besteht, wird

durch die Nachteile aufgewogen, daß die Elastizitätsmessungen an Kristallen geringerer Symmetrie mit erheblichem Aufwand verbunden sind und die elastischen Wellengeschwindigkeiten im Gestein sich nur über Näherungsrechnungen erhalten lassen.

Unter den Mineralien, die in dem betrachteten Zusammenhang von Interesse sind, liegen Einkristallmessungen vor für Quarz [ATANASOFF und HART 1941; KAMMER, PARDUE und FRISSEL 1948; u. a.] und Forsterit [GRAHAM und BARSCH 1969].

Über Messungen von elastischen Wellengeschwindigkeiten in Gesteinen unter hohem Druck haben BIRCH [1943, 1958, 1962] für den Temperaturbereich bis 500°C, vereinzelt bis 600°C, sowie HUGHES und MAURETTE [1957a, b] für den Temperaturbereich bis 300°C, vereinzelt bis 400°C, berichtet. Während jedoch mit der von BIRCH verwandten Apparatur nur Scherwellengeschwindigkeiten gemessen werden konnten, weisen die Ergebnisse von HUGHES und MAURETTE erhebliche Unterschiede für ähnliche Proben auf und sind nicht mit Einkristalldaten vergleichbar. BIRCH [1958] hat darauf hingewiesen, daß die Ergebnisse von HUGHES und MAURETTE offenbar durch Gefügeänderungen beeinflußt sind, da die Proben während der Messungen hohen Temperaturen bei zu niedrigem Druck unterworfen wurden.

Bei den im folgenden beschriebenen Messungen an Gesteinsproben wurde aus diesen Gründen besonderer Wert auf die Vermeidung von Gefügeeinflüssen sowie auf die gleichzeitige Messung von Kompressions- und Scherwellengeschwindigkeiten und die Erweiterung des bisher erfaßten Temperaturbereichs gelegt.

2. Meßmethode

Zur Druckerzeugung wurde eine triaxiale Presse benutzt, deren 6 Stempel auf eine würfelförmige Probe mit der Kantenlänge 40 mm wirken (s. Abb. 1).

Die Stempel sind aus der hochwarmfesten Legierung ATS 360 (Deutsche Edelstahlwerke) hergestellt. Die Außenflächen der Gesteinswürfel sind mit einer Flächenschleifmaschine plan geschliffen und zur Verminderung der Reibung zwischen den Stempeln und der Probe mit einer dünnen Schicht eines Hochtemperaturschmiermittels überzogen.

Die Temperaturvariation in der Probe wird durch Aufheizen der Stempel mit Hilfe einer Wicklung eines Miniatur-Mantel-Heizleiters erreicht. Das der Probe abgewandte Ende der Stempel wird mit Wasser gekühlt. Die Temperatur der Stempel wird in Probennähe mit Thermoelementen gemessen. Wie eine Kalibrierungsmessung ergab, liegt für untereinander gleiche, zeitlich konstante Stempeltemperaturen die Probentemperatur um weniger als 2% unter der mittleren Stempeltemperatur.

Die Schallgeschwindigkeitsmessung geschieht nach dem Impuls-Laufzeit-Verfahren. Die Ultraschallimpulse werden durch piezoelektrische Schwinger mit der Eigenfrequenz 2 MHz angeregt, die am gekühlten Ende zweier sich gegenüberliegender Stempel aufgeklebt sind. Es wird die Laufzeit eines Impulses gemessen, der die beiden Stempel und die Probe durchlaufen hat. Die Laufzeiten, die den Stempeln zuzuordnen

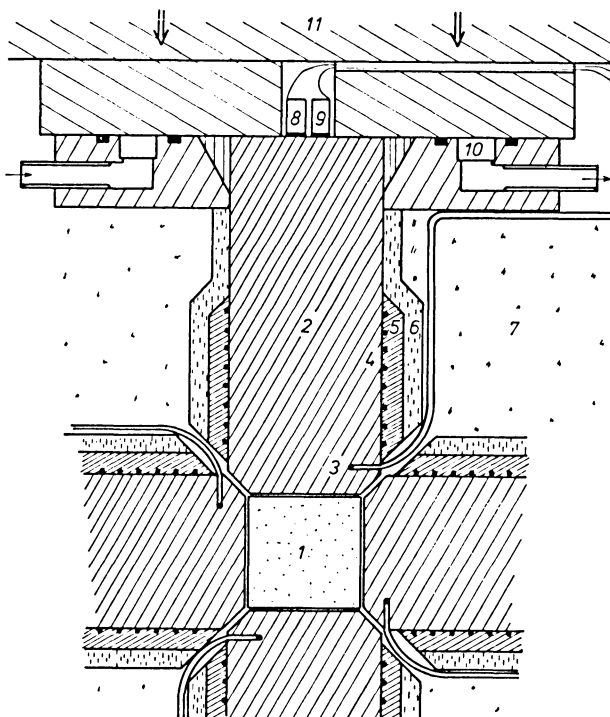


Abb. 1: Schnitt durch die Druckstempelordnung (Teilansicht). 1: Gesteinswürfel, 2: Stempel, 3: Thermoelement, 4: Heizwicklung, 5: Graphitzement, 6, 7: Wärmeisolierung, 8, 9: piezoelektrischer Dicken- und Scherschwinger, 10: Kühlwasserkanal, 11: Druckplatte der hydraulischen Presse.

Cross section of the piston arrangement (partial view). 1: rock specimen, 2: piston, 3: thermoelement, 4: heating coil, 5: graphite, 6, 7: thermal insulation, 8, 9: piezo-electric compressional and shear wave transducer, 10: channel for cooling water, 11: plate of hydraulic ram.

sind, werden durch Reflexionsmessungen unter Berücksichtigung einer Korrektur für Phasenverschiebungen bestimmt und von der Durchschallungslaufzeit subtrahiert.

Die Laufzeitmessung geschieht mit Hilfe einer Wasservergleichsstrecke. Die erzielbare Genauigkeit für die Laufzeit in der Probe beträgt $\pm 0,2\%$. Mit Hilfe von piezoelektrischen Dicken- und Scherschwingern, die auf den Stempeln nebeneinander angebracht sind, lassen sich wechselweise Kompressions- und Scherwellen anregen. Änderungen der Probenlänge, die in die Geschwindigkeitsbestimmung eingehen, werden durch induktive Wegaufnehmer registriert, die die Verschiebung der Stempel gegeneinander messen.

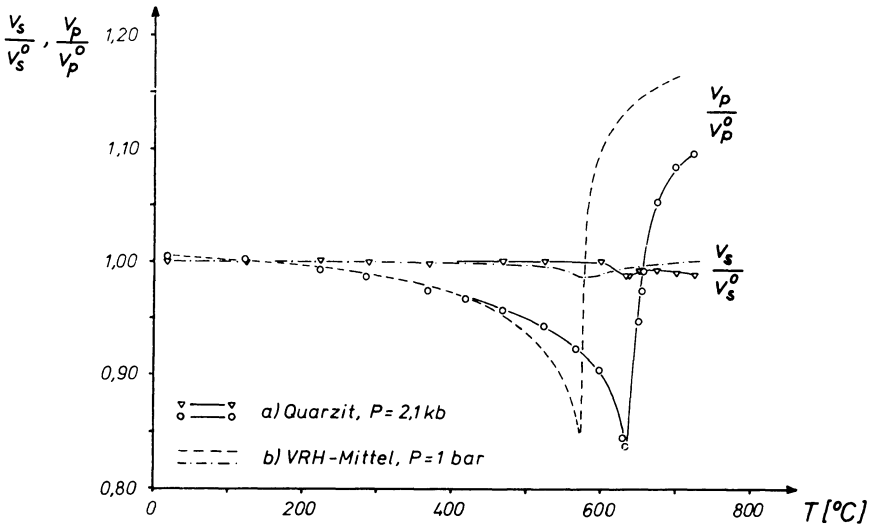


Abb. 2: Relative Kompressions- und Scherwellengeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Temperatur.

a) Quarzit (Münchberger Gneisgebiet), $P = 2,1 \text{ kb}$, $v_p^0 = v_p(100^\circ\text{C}) = 6,2 \text{ km/s}$, $v_s^0 = v_s(100^\circ\text{C}) = 4,0 \text{ km/s}$.

b) VOIGT-REUSS-HILL-Mittel von Quarz-Einkristalldaten für $P = 1 \text{ bar}$ nach ATANASOFF und HART [1941]; KAMMER, PARDUE und FRISSEL [1948].

Relative compressional and shear wave velocity as a function of temperature.

a) quartzite (area of Münchberger Gneis), $P = 2,1 \text{ kb}$, $v_p^0 = v_p(100^\circ\text{C}) = 6,2 \text{ km/s}$, $v_s^0 = v_s(100^\circ\text{C}) = 4,0 \text{ km/s}$.

b) VOIGT-REUSS-HILL-average of quartz single crystal data from ATANASOFF and HART [1941]; KAMMER, PARDUE and FRISSEL [1948].

3. Meßergebnisse

Die zu untersuchenden Proben wurden zunächst dem höchsten erreichbaren allseitigen Druck, im allgemeinen etwa 4–4,5 kb, ausgesetzt und dann bei konstant gehaltenem Druck in mehreren Zyklen stufenweise aufgeheizt und abgekühlt.

Abb. 2 zeigt zunächst ein Ergebnis von Messungen an Quarzit im Vergleich mit den erwähnten Einkristalldaten, die nach VOIGT, REUSS und HILL auf polykristallines Material umgerechnet wurden. Es sind relative Kompressionswellengeschwindigkeiten v_p/v_p^0 und relative Scherwellengeschwindigkeiten v_s/v_s^0 in Abhängigkeit von der Temperatur aufgetragen. Als Bezugsgeschwindigkeiten v_p^0 bzw. v_s^0 wurden aus experimentellen Gründen jeweils die Geschwindigkeiten bei 100°C gewählt.

Die gestrichelten Kurven geben die gemittelten Einkristalldaten wieder, die für Normaldruck gelten. Sie zeigen zunächst, daß die Kompressionswellengeschwindigkeit

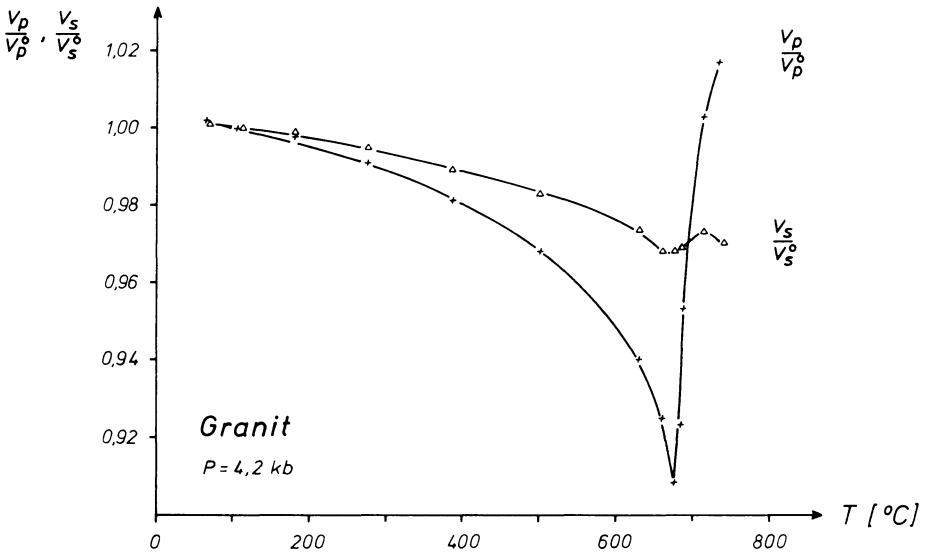


Abb. 3a: Granit (Wurmberg, Harz), $v_p^0 = 6,1 \text{ km/s}$, $v_s^0 = 3,5 \text{ km/s}$.

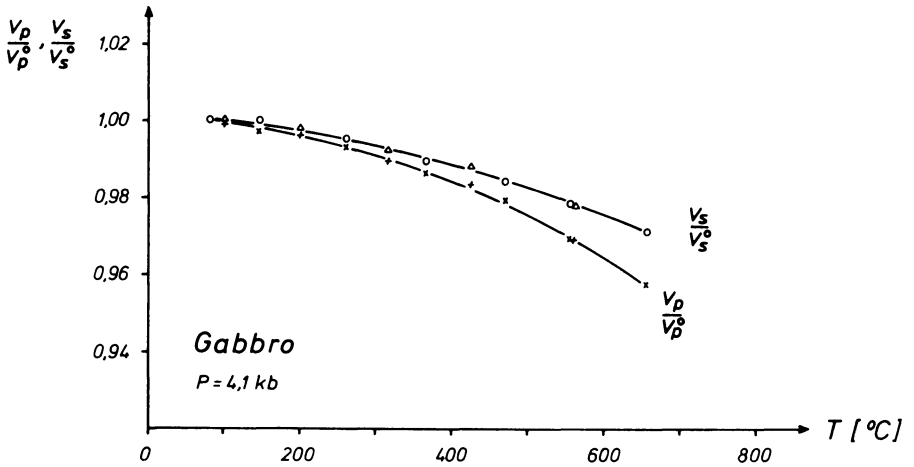


Abb. 3b: Gabbro (Bad Harzburg), $v_p^0 = 6,8 \text{ km/s}$, $v_s^0 = 3,9 \text{ km/s}$.

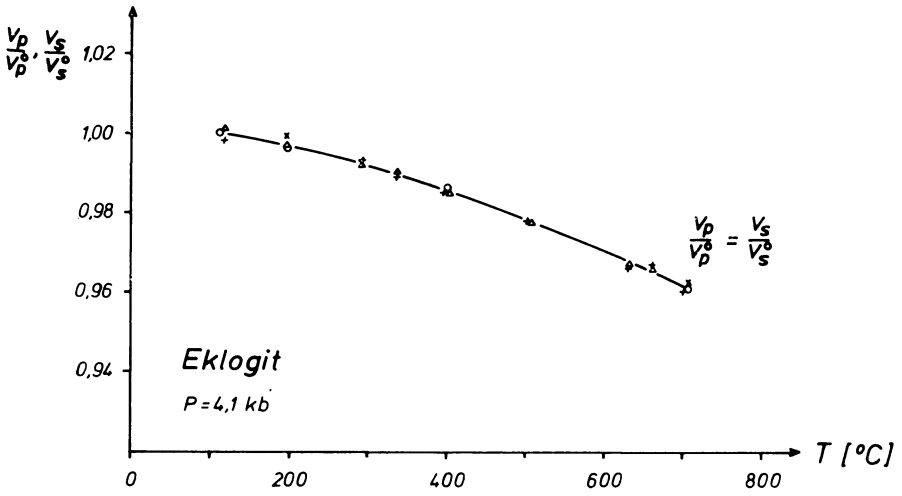


Abb. 3c: Eklogit (Münchberger Gneisgebiet), $v_p^0 = 7,9 \text{ km/s}$, $v_s^0 = 4,6 \text{ km/s}$.

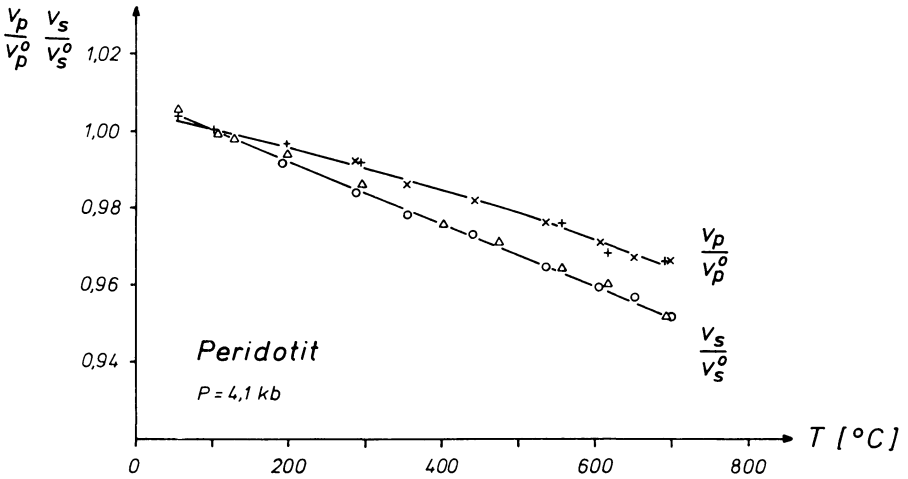


Abb. 3d: Peridotit (Stubachtal, Hohe Tauern), $v_p^0 = 7,8 \text{ km/s}$, $v_s^0 = 4,5 \text{ km/s}$.

Abb. 3: Relative Kompressions- und Scherwellengeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Temperatur. $v_p^0 = v_p(100^{\circ}\text{C})$, $v_s^0 = v_s(100^{\circ}\text{C})$. Kreise und Diagonalkreuze stehen für Messungen bei steigender Temperatur, Dreiecke und vertikale Kreuze für Messungen bei fallender Temperatur.

Relative compressional and shear wave velocity as a function of temperature. $v_p^0 = v_p(100^{\circ}\text{C})$, $v_s^0 = v_s(100^{\circ}\text{C})$. Circles and diagonal crosses mark values measured with increasing temperature, triangles and vertical crosses those measured with decreasing temperature.

mit wachsender Temperatur fällt, ein Minimum durchläuft und dann steil ansteigt. Das Auftreten des Geschwindigkeitsminimums fällt mit der Umwandlung von α - in β -Quarz bei ca. 573 °C zusammen. Die Scherwellengeschwindigkeit weist ein wesentlich weniger ausgeprägtes Minimum auf und ist im übrigen nahezu temperaturunabhängig.

Die eingezeichneten Meßpunkte wurden an einer Quarzitprobe bei einem Druck von 2,1 kb ermittelt. Die zugehörigen Kurven sind den berechneten Kurven in ihrem Verlauf recht ähnlich. Die auftretende Verschiebung des Geschwindigkeitsminimums zu höheren Temperaturen erklärt sich aus der Druckabhängigkeit der Quarz-Umwandlungstemperatur. Ein weitergehender Vergleich von Kurven, die zu dem gleichen Druck gehören, ist nicht möglich, da Messungen der Temperatureinflüsse an Einkristallen nur für Normaldruck vorliegen.

In einer Reihe von Versuchen wurde die Druckabhängigkeit der Quarz-Umwandlungstemperatur anhand des Minimums von v_p beobachtet. Als Steigung der Phasengrenzkurve zwischen α - und β -Quarz in der P - T -Ebene wurde der Wert 26,2 °C/kb ermittelt. Nach COE und PATERSON [1969] ergibt sich für hydrostatischen Druck eine Steigung von 25,8 °C/kb. Die relativ gute Übereinstimmung dieser Werte liefert zunächst einen zufriedenstellenden Test für die Genauigkeit der Druckbestimmung im Versuch. Da sich für nicht-hydrostatischen Druck andere Steigungen ergeben, erhält man ebenfalls eine Bestätigung dafür, daß die mit der benutzten Anordnung erzeugten Druckverhältnisse einem hydrostatischen Druck nahekommen.

In Granit (s. Abb. 3a) zeigt die Temperaturabhängigkeit der elastischen Wellengeschwindigkeiten eine deutliche Ähnlichkeit mit dem an Quarzit erhaltenen Ergebnis. Am Quarz-Umwandlungspunkt weist die Kompressionswellengeschwindigkeit ebenfalls ein ausgeprägtes Minimum auf. Unterhalb der Umwandlungstemperatur ist jedoch die Abnahme von v_p mit der Temperatur weniger stark und die Abnahme von v_s stärker als beim Quarzit.

Betrachtet man als nächstes die Kurvenbeispiele für Gabbro, Eklogit und Peridotit (s. Abb. 3b, c, d), so setzt sich diese Tendenz fort. An Eklogit wurde die gleiche relative Änderung für v_p und v_s beobachtet, während im Peridotit schließlich v_s relativ stärker mit der Temperatur abnimmt als v_p . Das unterschiedliche Verhalten der Kompressions- und der Scherwellengeschwindigkeit ist gleichbedeutend mit unterschiedlicher Temperaturabhängigkeit des Poissonschen Verhältnisses σ für die untersuchten Gesteine. Bemerkenswert ist die starke Abnahme von σ in Quarzit und Granit in der Nähe der Quarz-Umwandlungstemperatur.

Die Messungen an Peridotit können unter gewissen Einschränkungen ebenfalls noch mit den Messungen an Forsterit-Einkristallen nach GRAHAM und BARSCH [1969] verglichen werden. Aus diesen ergibt sich nach VOIGT-REUSS-HILL-Mittelung für 600 °C: $v_p/v_0^p = 0,971$ und $v_s/v_0^s = 0,966$. Als Mittelwert für vier hier untersuchte Proben von Peridotit (Hohe Tauern) und von Olivinbomben (Dreiser Weiher) mit einem Olivengehalt von 70–90% ergaben sich für 600 °C: $v_p/v_0^p = 0,972 \pm 0,003$ und $v_s/v_0^s = 0,963 \pm 0,003$. Diese Werte liegen nahe bei den Einkristalldaten, obwohl

sie sich auf einen Druck von 4 kb beziehen, während die Einkristallmessungen bei Normaldruck durchgeführt wurden. Aus den Schwerwellengeschwindigkeitsmessungen von BIRCH [1962] erhält man mit $v_s/v_s^0 = 0,964$ für Dunit ebenfalls eine Übereinstimmung.

Die beobachteten Geschwindigkeitsänderungen waren bei den meisten der untersuchten Proben in befriedigendem Maße reversibel, nachdem die Maximaltemperatur von ca. 700°C zum ersten Male erreicht worden war. Die in den Kurvenbeispielen wiedergegebenen Messungen zur Bestimmung des reversiblen Temperatureinflusses beziehen sich deshalb zum größten Teil auf den zweiten oder auch auf den zweiten und dritten Heiz- und Kühlzyklus. Eine Ausnahme in bezug auf die Reversibilität der Messungen bildeten einige Gabbro- und eine Monzonitprobe. An ihnen wurde eine zeitabhängig irreversible Geschwindigkeitserhöhung mit einer anfänglichen Größe von ca. 0,5% pro Stunde beobachtet, die jedoch nur oberhalb ca. 600°C auftrat. Sie kann mit Mineralumwandlungen oder Sinterungserscheinungen zusammenhängen; im Rahmen der Untersuchung konnte der Frage jedoch nicht weiter nachgegangen werden.

Einen Vergleich der Messungen, die an verschiedenen Gesteinen bei einem Druck nahe 4 kb gewonnen wurden, zeigen die Abbildungen 4a und b. Sie enthalten Daten für Proben von verschiedenen Handstücken von Olivinbomben (Dreiser Weiher), Peridotit (Stubachtal, Hohe Tauern), Eklogit (Münchberger Gneisgebiet und Saualpe, Kärnten), Gabbro (Bad Harzburg), Norit (Bushveld), Monzonit (Schweden), Granit (Selb und Schauerberg, Fichtelgebirge, sowie Wurmberg, Harz) und Quarzit (Münchberger Gneisgebiet). Die Proben wurden entsprechend ihrem hauptsächlichen Mineralbestand in 5 Gruppen aufgeteilt, die auf der horizontalen Achse der Darstellungen angegeben sind. Die aus Olivinbomben geschnittenen Proben wurden dabei mit unter den Peridotiten aufgeführt. Auf der vertikalen Achse der Darstellungen sind die relativen Geschwindigkeiten bei 200°C, 300°C...700°C bezogen auf den Wert bei 100°C aufgetragen.¹⁾ Die zu einer Temperatur gehörenden Punkte, von denen jeder eine untersuchte Probe repräsentiert, sind durch eine entsprechend gekennzeichnete Linie verbunden.

Wie Abb. 4a zeigt, ergibt sich eine Zunahme des Temperatureinflusses auf die Kompressionswellengeschwindigkeit, wenn die Gesteinsgruppen in der Anordnung Peridotit, Eklogit, Gabbro, Granit, Quarzit eingetragen werden. Der hauptsächliche Mineralbestand wechselt in dieser Reihenfolge der Gesteine von Orthosilikaten über Inosilikate zu Tektosilikaten und Quarz. Für Scherwellen (Abb. 4b) ergibt sich im Gegensatz zu Kompressionswellen in der gleichen Gesteinsreihenfolge eine Abnahme des Temperatureinflusses auf die Geschwindigkeit. Es deutet sich demnach ein gewisser systematischer Zusammenhang zwischen dem Temperatureinfluss auf die

¹ Eine Umrechnung der Werte auf die Bezugstemperatur 20°C statt 100°C ist mit Hilfe der folgenden Korrekturen möglich, die sich aus einer geringfügigen Extrapolation ergeben: für v_p bei allen Gesteinen $-0,003$; für v_s bei Quarzit ± 0 , bei Peridotit $-0,005$, bei den übrigen Gesteinen $-0,003$.

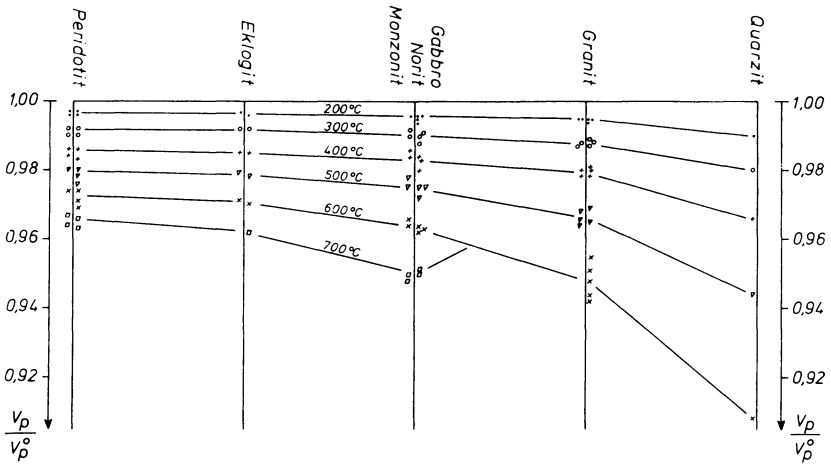


Abb. 4a: Relative Kompressionswellengeschwindigkeiten.
Relative compressional wave velocities.

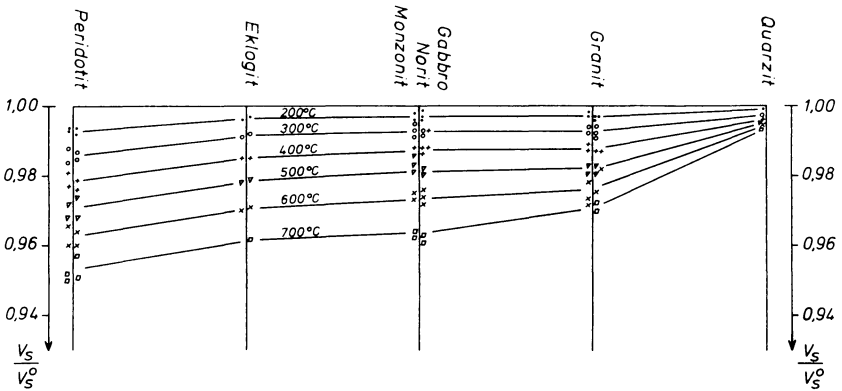


Abb. 4b: Relative Scherwellengeschwindigkeiten.
Relative shear wave velocities.

Abb. 4: Zusammenstellung der Meßergebnisse für die relative Änderung der Geschwindigkeiten mit der Temperatur in verschiedenen Gesteinen bei Drucken nahe 4 kb.

$$v_p^0 = v_p (100^\circ\text{C}), v_s^0 = v_s (100^\circ\text{C}).$$

Compilation of results for the relative change of velocities with temperatur in different rocks at pressures close to 4 kb.

$$v_p^0 = v_p (100^\circ\text{C}), v_s^0 = v_s (100^\circ\text{C}).$$

elastischen Wellengeschwindigkeiten und der SiO_2 -Tetraeder-Anordnung der dominierenden Mineralkomponente an, der jedoch noch einer Bestätigung durch weitere Messungen bedarf. Betrachtet man die Scherwellengeschwindigkeitsmessungen von BIRCH [1962] so ergibt sich eine Abnahme des Temperatureinflusses in der Gesteinsreihenfolge Dunit, Diabas, Eklogit, Granit, die zumindest teilweise mit der oben angegebenen übereinstimmt.

Obwohl die Daten, die in den Abbildungen 4a und b wiedergegeben sind, sich auf einen Druck nahe 4 kb beziehen, ist eine Verallgemeinerung auf Drucke, die wenige Kilobar tiefer oder höher liegen, vertretbar, da der reversible Temperatureinfluß auf die Geschwindigkeit offenbar nur wenig vom wirkenden Druck abhängt, solange man sich nicht in der Nähe einer druckabhängigen Phasenumwandlung befindet. Hierauf deuten zunächst Vergleichsmessungen hin, die bei 4 und 2 kb durchgeführt wurden. Es ergab sich dabei an Peridotit kein merklicher Unterschied für die Temperaturabhängigkeit der Geschwindigkeiten; an Quarzit war die Übereinstimmung der relativen Geschwindigkeiten bis etwa 250°C unterhalb der Quarz-Umwandlungstemperatur ebenfalls zufriedenstellend. Einen weiteren Hinweis auf den relativ geringen Druckeinfluß liefert der oben bereits angeführte Vergleich von Messungen an Peridotit und Quarzit für 4 bzw. 2 kb mit gemittelten Einkristalldaten für 1 bar.

4. Folgerungen im Zusammenhang mit seismischen Geschwindigkeitsinversionen

Als eine der möglichen Ursachen für das Auftreten einer Schicht erniedrigter Kompressionswellengeschwindigkeit in der Erdkruste wurde bereits häufig die Möglichkeit genannt, daß dort der geschwindigkeitserniedrigende Einfluß der Temperatur im festen Gestein den geschwindigkeitserhöhenden Einfluß des Druckes übertrifft (z. B. [GUTENBERG 1951]).

Quantitative Überprüfungen dieser Annahme waren nur mit Hilfe der Scherwellengeschwindigkeitsmessungen von BIRCH [1958] unter der Voraussetzung eines temperaturunabhängigen Poissonschen Verhältnisses oder unter Verwendung der offenbar weniger gut gesicherten Werte von HUGHES und MAURETTE [1957a, b] möglich.

In Abb. 5 ist wiedergegeben, was eine Abschätzung dieser Art ergibt, wenn die oben beschriebenen Meßergebnisse zur Temperaturabhängigkeit der elastischen Wellengeschwindigkeiten neben Daten zur Druckabhängigkeit der Wellengeschwindigkeiten von BIRCH [1960] und SIMMONS [1964] benutzt werden.

Die Darstellung bezieht sich auf eine angenommene homogene Granitschicht im Tiefenbereich 5 bis 20 km, in der der Druck um $0,26 \text{ kb/km}$ zunimmt. Da das Hauptinteresse der Frage gilt, in welchem Maße eine Geschwindigkeitsabnahme mit der Tiefe auftreten kann, wurden zwei relativ hohe Temperaturgradienten von 30°C/km und 40°C/km zugrunde gelegt. Zur Bestimmung der Geschwindigkeit als Funktion der Tiefe wurde die relative Änderung mit dem Druck zu der relativen Änderung mit

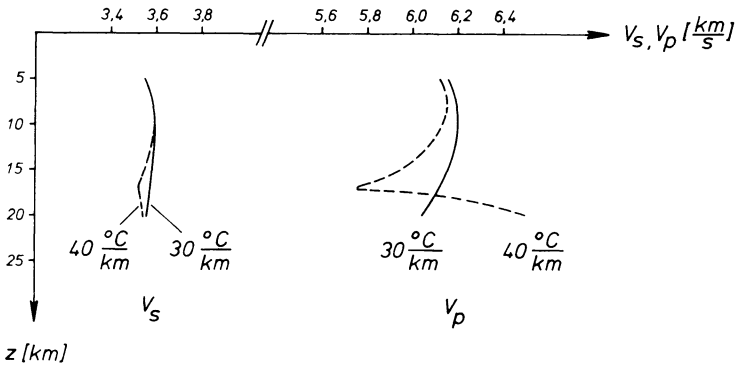


Abb. 5: Kompressions- und Scherwellengeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Tiefe in einer homogenen Schicht von trockenem Granit, abgeleitet aus Labordaten (s. Abb. 4 und BIRCH [1960], SIMMONS [1964]) für den Druckgradienten $0,26 \text{ kb/km}$ und die Temperaturgradienten 30°C/km und 40°C/km .

Compressional and shear wave velocity as a function of depth in a homogeneous layer of dry granite, derived from laboratory data (Abb. 4 and BIRCH [1960], SIMMONS [1964]) using the pressure gradient $0,26 \text{ kb/km}$ and the temperature gradients 30°C/km and 40°C/km .

der Temperatur addiert. Die Verschiebung der Quarz-Umwandlungstemperatur mit dem Druck um 26°C/kb wurde durch eine Korrektur berücksichtigt.

An den Kurven wird zunächst wiederum der relativ schwache Temperatureinfluß auf v_s und der wesentlich stärkere Temperatureinfluß auf v_p in Granit deutlich. Für den Temperaturgradienten 40°C/km weist der Verlauf beider Geschwindigkeiten in 17 km Tiefe ein Minimum auf, das durch die Quarzumwandlung verursacht wird. Die Kompressionswellengeschwindigkeit ist dort um ca. 6,5% niedriger als in 8 km Tiefe. Die wesentliche Geschwindigkeitserniedrigung tritt jedoch in einem relativ schmalen Tiefenbereich auf.

Benutzt man nach GIESE und STEIN [1971] als Maß für die Geschwindigkeitsinversion die Zeitverzögerung, die eine senkrecht durch die Schicht laufende Kompressionswelle infolge der Geschwindigkeitserniedrigung erleiden würde, so erhält man für den Temperaturgradienten 40°C/km einen Wert von ca. 30 ms. Aus seismischen Meßergebnissen (z. B. [GIESE und STEIN 1971, MÜLLER und LANDISMAN 1966]) ergeben sich für ausgeprägtere Schichten erniedrigter Geschwindigkeit im süddeutschen Raum Werte von 50 bis zu 150 ms. Demgegenüber ist die aus dem Granitschichtmodell abgeleitete Geschwindigkeitserniedrigung trotz des hohen angenommenen Temperaturgradienten relativ klein.

Eine etwas stärkere Erniedrigung von Kompressionswellengeschwindigkeit würde sich ergeben, wenn angenommen wird, daß die betrachtete Gesteinsschicht mehr Quarz enthält als die untersuchten Gesteinsproben, deren Quarzgehalt etwa 30%

betrug. In reinem Quarzit würde man für den Temperaturgradienten $40^{\circ}\text{C}/\text{km}$ eine Verzögerungszeit von ca. 70 ms erhalten.

Wenn man allein den Temperatureinfluß im festen Gestein betrachtet, ergeben sich demnach erst unter relativ extremen Annahmen Geschwindigkeitserniedrigungen in der Größenordnung, die stellenweise seismisch beobachtet wird.

Eine zusätzliche Erklärungsmöglichkeit für Geschwindigkeitserniedrigungen besteht in dem bereits häufig in Betracht gezogenen Auftreten von teilweise geschmolzenen Schmelzprozesse können in dem betreffenden Krustenbereich auftreten, wenn die Schmelzpunkte der Mineralien durch einen Wasserdruck von einigen Kilobar erniedrigt werden. Nach TUTTLE und BOWEN [1958] ist für einen Wasserdruck von 4 kb in granitischem Material bei etwa 640°C mit dem Schmelzbeginn zu rechnen. Geschwindigkeitsänderungen aufgrund von Schmelzeffekten werden durch die angeführten Laboruntersuchungen nicht erfaßt, da im Versuch kein erhöhter Wasserdruck auf die Gesteine einwirkte. An teilweise geschmolzenem Material sind bisher keine Wellengeschwindigkeitsmessungen unter hohem Druck durchgeführt worden.

Eine Abschätzung der zu erwartenden Geschwindigkeitserniedrigung ist möglich, wenn man in Anlehnung an BIRCH [1969] annimmt, daß die Schmelze in fein verteilten kugelförmigen Hohlräumen vorliegt und zur Berechnung der Elastizitätsmoduln des teilweise geschmolzenen Gesteins die Formeln von OLROYD [1956] benutzt. Der hierzu benötigte Kompressionsmodul der Schmelze kann abgeschätzt werden, wenn man nach MIZUTANI und KANAMORI [1964] davon ausgeht, daß beim Schmelzen der Lamésche Parameter λ konstant bleibt, während der Schermodul μ auf Null absinkt. Unter diesen vereinfachenden Annahmen und unter Vernachlässigung der Dichteänderung erhält man für granitisches Material, in dem ein Volumenbruchteil von 5% geschmolzen ist, eine Erniedrigung von v_p um ca. 3% und von v_s um ca. 5%. Für 10% geschmolzenes Material beträgt die Verringerung von v_p ca. 5%, die von v_s ca. 9%.

Geschwindigkeitserniedrigungen dieser Größenordnung könnten demnach beim Auftreten von teilweise geschmolzenen zusätzlich zu dem oben diskutierten Temperatureinfluß auf die Elastizität des kristallinen Materials in Betracht gezogen werden.

Herrn Prof. Dr. O. ROSENBACH danke ich für die Anregung und weitgehende Förderung der Untersuchung.

Herrn Prof. Dr. W. DREYER bin ich für die Einräumung der Arbeitsmöglichkeit an der Triaxialpresse in der Forschungsstelle für Petromechanik und Gesteinsphysik an der TU Clausthal zu Dank verpflichtet.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft sei für die finanzielle Unterstützung gedankt.

Literatur

- ATANASOFF, J. V., und P. J. HART: Dynamical determination of the elastic constants and their temperature coefficients for quartz. *Phys. Rev.* 59, 85–96, 1941.
- BIRCH, F.: Elasticity of igneous rocks at high temperatures and pressures. *Bull. Geol. Soc. Am.* 54, 263–286, 1943.
- : Interpretation of the seismic structure of the crust in the light of experimental studies of wave velocities in rocks. In: *Contributions in Geophysics in Honor of Beno Gutenberg*, Vol. 1 (Hrsg. H. Benioff et al.), 158–170, Pergamon Press, London, 1958.
- : The velocity of compressional waves in rocks to 10 kb, part 1. *J. Geophys. Res.* 65, 1083–1102, 1960.
- : Investigations of the earth's crust. *International Union of Geodesy and Geophysics*, Monograph 22 (Hrsg. M. Bâth), 22–25, IUGG, Paris, 1962.
- : Density and composition of the upper mantle: first approximation as an olivine layer, in: *The Earth's Crust and Upper Mantle*. *Am. Geophys. Union Monograph* 13 (Hrsg. P. J. Hart), 18–36, Washington, 1969.
- COE, R. S., und M. S. PATERSON: The α/β -inversion in quartz: a coherent phase transition under nonhydrostatic stress. *J. Geophys. Res.* 74, 4921–4948, 1969.
- GIESE, P., und A. STEIN: Versuch einer einheitlichen Auswertung tiefenseismischer Messungen aus dem Bereich zwischen der Nordsee und den Alpen. *Z. Geophys.* 37, 237–272, 1971.
- GRAHAM, E. K., und G. R. BARSCH: Elastic constants of single crystal forsterite as a function of temperature and pressure. *J. Geophys. Res.* 74, 5949–5960, 1969.
- GUTENBERG, B.: Structure of the crust. *Continents and oceans*. In: *Internal Constitution of the Earth* (Hrsg. B. Gutenberg), 314–339, Dover Publ., London, 1951.
- HILL, R.: The elastic behaviour of crystalline aggregate. *Proc. Phys. Soc. London A* 65, 349–354, 1952.
- HUGHES, D. S., und C. MAURETTE: Variation of elastic wave velocities in basic igneous rocks with pressure and temperature. *Geophysics* 22, 23–31, 1957a.
- : Détermination des vitesses d'onde élastique dans diverses roches en fonction de la pression et de la température. *Rev. Inst. Franç. Pétrole* 12, 730–752, 1957b.
- KAMMER, E. W., T. E. PARDUE und H. F. FRISSEL: A determination of the elastic constants for beta-quartz. *J. Appl. Phys.* 19, 265–270, 1948.
- MIZUTANI, H., und H. KANAMORI: Variation of elastic wave velocity and attenuative property near the melting temperature. *J. Phys. Earth* 12, 43–49, 1964.
- MÜLLER, S., und M. LANDISMAN: Seismic studies of the earth's crust in continents I, Evidence for a low velocity zone in the upper part of the lithosphere. *Geophys. J.* 10, 525–538, 1966.
- OLROYD, J. G.: The effect of small viscous inclusions on the mechanical properties of an elastic solid. In: *Deformation and Flow of Solids* (Hrsg. R. Grammel), 304–313, Springer, Berlin 1956.
- SIMMONS, G.: Velocity of shear waves in various minerals at pressures to 10 kb. *J. Geophys. Res.* 69, 1123–1130, 1964.
- TUTTLE, O. F., und N. L. BOWEN: Origin of granite in the light of experimental studies in the system $\text{NaAl Si}_3 \text{O}_8 - \text{K Al Si}_3 \text{O}_8 - \text{SiO}_2 - \text{H}_2\text{O}$. *Geol. Soc. Am. Memoir* 74, New York, 1958.

Ein gravimetrisches Modell der Erdkruste im Gebiet der Ostalpen¹⁾

A Gravimetric Model of the Earth's Crust in the Eastern Alpine Area

W. PARTSCH, Hannover²⁾

Eingegangen am 11. Oktober 1971

Zusammenfassung: An Hand von 3 N–S-Profilen zwischen dem 13. und 16. östlichen Längengrad werden Untergrundmodelle der Alpenregion bis zur Mohorovicic-Diskontinuität erstellt. Bei der Untersuchung des gravimetrischen Datenmaterials und der Frage nach der isostatischen Kompensation sind einige grundlegende und beachtenswerte Erkenntnisse für die Alpenforschung zutage getreten: Es zeigt sich, daß die Kompensation des Untersuchungsgebietes vollständig ist, wobei die Kalkalpen lokal und die Voralpengebiete (*Randsenkenzone*) mit leicht regionalem Charakter kompensiert sind. Der Radius der Kompensationssäule ist dort $r \leq 20$ km. Die stark positiven Anomalien der *Randsenkenzone* dürften nicht auf Unterkompensation, sondern auf Pseudoanisostasie zurückzuführen sein, die durch den Alpenrand hervorgerufen wird. Die mittlere Ausgleichstiefe liegt bei $T=40$ km. Der Massenausgleich beim *Tauernprofil* dürfte allerdings in einer Tiefe von etwa 14 km stattgefunden haben. Die Tiefe der Moho-Fläche nimmt von Ost ($T \sim 45$ km) nach West ($T \sim 50$ km) zu und stimmt mit den Ergebnissen der Seismik aus den westlich angrenzenden Gebieten gut überein.

Summary: By means of three N–S profiles between the thirteenth and the sixteenth eastern degree of longitude, subsurface models of the Alpine area down to the Mohorovicic discontinuity are presented. During numerous analyses concerning both gravimetric data and the isostatic compensation problem some fundamental and even remarkable information for the research in the Alpine area could be observed: It is obvious that the compensation of the research area is complete, the Alps being compensated locally whereas the Prealpine area (*Randsenkenzone*) is compensated with slight regional character. The radius of the compensation column is there $r \leq 20$ km. The strong positive anomalies of the *Randsenkenzone* should not be referred to under-compensation but to pseudo-anisostasy which is due to the Alpine edge. The average compensation depth lies at $T=40$ km. The mass equilibrium with the *Tauern profile*, however, could have taken place at a depth of about 14 km. The depth of the Moho-discontinuity increases from the east ($T \sim 45$ km) to the west ($T \sim 50$ km) and corresponds well to the seismic results obtained from the western adjacent areas.

¹⁾ Überarbeitete Kurzfassung einer Dissertation, ausgeführt am Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Wien.

²⁾ Dr. Wolfgang Partsch, jetzt PRAKLA-SEISMOS GmbH, 3 Hannover, Haarstraße 5

1. Einleitung

Umfangreiche isostatische Untersuchungen über die Alpen wurden bisher nur für das Gebiet westlich von Österreich durchgeführt. In letzter Zeit wurde auch der Bereich der Alpen bis zum Bundesland Salzburg daran angeschlossen. Jedoch östlich davon gab es bisher keine derartigen Untersuchungen, sieht man von einer heute durch verbesserte Hilfsmittel überholten Arbeit [HOLOPAINEN 1947] ab, die zum Großteil auf Pendelmessungen des vorigen Jahrhunderts basiert und in den bereits korrigierten und reduzierten Daten noch Abweichungen bis zu ± 30 mgal aufweist. Daraus ergab sich die Notwendigkeit, intensive gravimetrische und isostatische Untersuchungen in diesem Gebiet durchzuführen, um Aussagen über den tiefen Untergrund der Alpen nach dem neuesten Stand der wissenschaftlichen Forschung in der Geophysik machen zu können [PARTSCH 1970]. Durch die vorliegende Arbeit soll nun diese Lücke in der Erforschung der Alpen von gravimetrischer Seite her geschlossen werden. Doch können die hier gelieferten Ergebnisse auch nur als ein Glied in der Kette der Alpenforschung aufgefaßt werden, da auch nach dem heutigen Stand der Wissenschaft noch viele Fragen über die Entstehung und Beschaffenheit dieser Gebirgsregion offen sind.

2. Datenmaterial

Die aus einem dichten Netz von Schweremessungen ausgewählten Daten verteilen sich hauptsächlich auf die 3 Profile (Fig. 1). Einige Stationen sind noch zusätzlich auf das gesamte Untersuchungsgebiet gleichmäßig verteilt worden, um eine flächenhafte Betrachtung in der Frage nach der isostatischen Kompensation zu ermöglichen. Mit dem Anschlußpunkt *Gloriette* in Wien ergibt sich somit ein Datennetz von 153 Punkten, die mit Gravimetern der Typen *Askania GS9* und *Worden Master* mit einer Empfindlichkeit von $\pm 0,01$ mgal vermessen worden sind.

Die dieser Arbeit zugrunde liegenden Meßwerte wurden mir freundlicherweise von der Österreichischen Mineralölverwaltung und vom Bundesamt für Eich- und Vermessungswesen in Wien zur Verfügung gestellt. Alle Werte wurden in homogenes Datenmaterial und auf ein einheitliches Netz transformiert.

3. Reduktionen

Die Schwerewerte g an den Meßstationen sind auf Meeresniveau mit der internationalen Krustendichte $\rho = 2,67 \text{ g/cm}^3$ reduziert worden. Der dabei hervorgerufene Fehler ist minimal, da dieser einheitliche Wert für ρ von der im Untersuchungsgebiet tatsächlich vorherrschenden Dichte nur unwesentlich abweicht. Das ist nicht nur durch Labormessungen, sondern auch durch einige Density-Logs aus Tiefbohrungen bewiesen worden. Die topographischen Reduktionen sind nach der Segment-einteilung von A. SCHLEUSENER und für die isostatisch reduzierten Punkte nach den

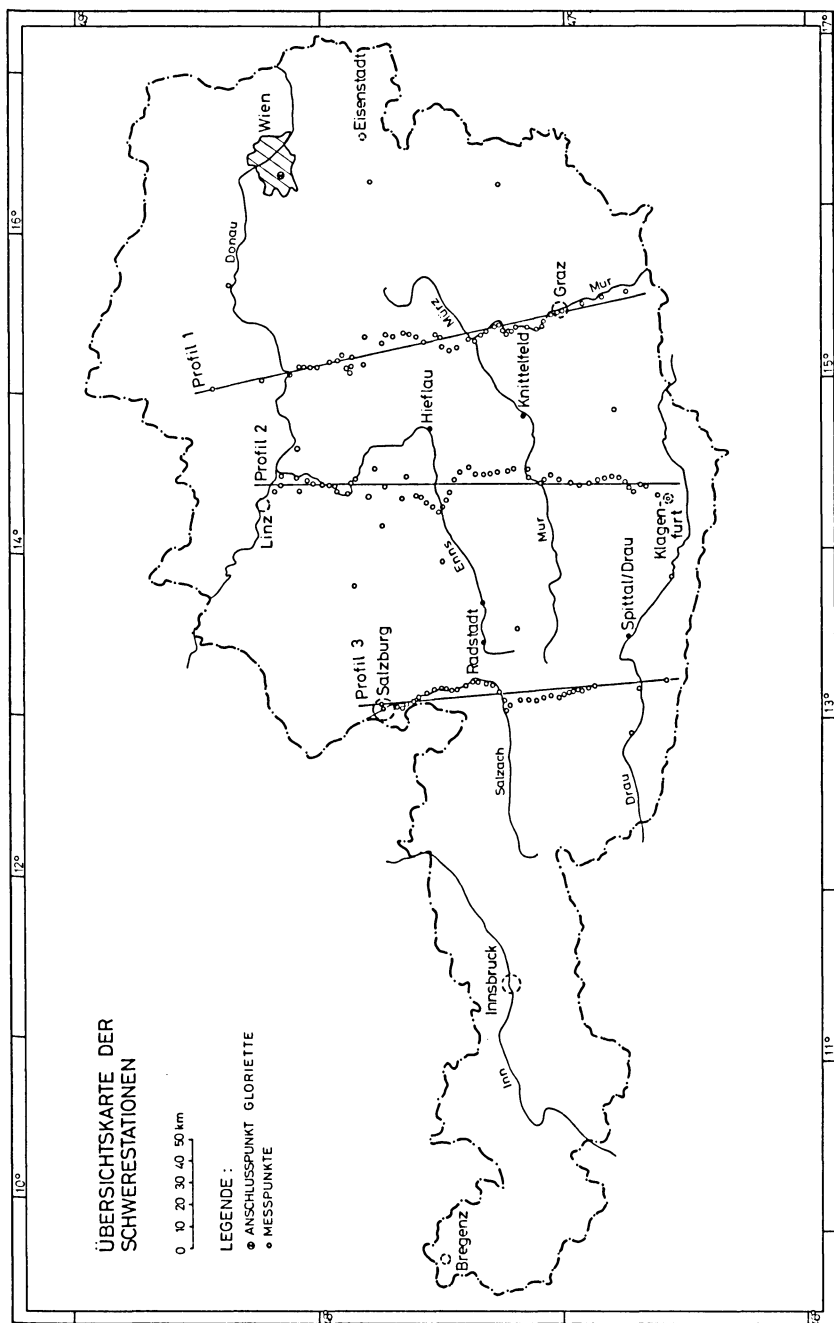


Fig. 1: Lageplan der Profile und der Schwerestationen.

Survey map of profiles and gravity stations.

HAYFORD-Zonen vorgenommen worden. Aus der Summe der einzelnen Reduktionen ergibt sich der nach *Bouguer* korrigierte Wert

$$g_0'' = g + \Delta g_F + \Delta g_{\text{Top}} + \Delta g_{\text{Pl}} \quad (1)$$

mit Δg_F = Freiluftred.

Δg_{Top} = topogr. Red.

Δg_{Pl} = Plattenred.

Der Vergleich von g_0'' mit der Normalschwere γ_0 am gleichen Punkt ergibt schließlich die *Bouguer-Anomalie*, die die Massenunregelmäßigkeiten unterhalb der Geoidfläche widerspiegelt.

In den Abbildungen 2a–c werden die ungeglätteten Originaldaten der 3 Profile in Kurvenform dargestellt. Die jeweils oberste Kurve bedeutet die Stationshöhe am Meßpunkt über N.N., wobei einige Ortsnamen die Orientierung erleichtern sollen. Ferner zeigen die Abbildungen die topographische Reduktion (T) und die Freiluftanomalie (F), die die eindeutige Abhängigkeit von der Stationshöhe, besonders in Profil 2, sehr gut erkennen läßt. Die Summe von Freiluftanomalie und topographischer Reduktion (F + T) zeigt eine gesonderte Kurve, die in Profil 1 zur besseren Trennung von F um 5 mgal höher liegt. Bringt man jetzt noch die Plattenreduktion an, so erhält man schließlich die *Bouguer-Anomalie* (B), die in diesen 3 Abbildungen alle oberflächennahen Singularitäten beinhaltet.

Um aber Aussagen über den Verlauf der unter den Alpen sehr tief verlaufenden Moho-Fläche machen zu können, ist die Durchführung isostatischer Reduktionen nötig, da nur derartig korrigierte Werte Rückschlüsse auf das Kompensationsverhalten des Alpenkörpers erlauben.

Die isostatische Reduktion der Meßwerte ist nach dem AIRY-HEISKANEN Modell erfolgt, das auch hinsichtlich der Form der Moho-Fläche das Wahrscheinlichste darstellt. Verschiedene Autoren haben bereits früher ihre Berechnungen auf das AIRY-Modell abgestimmt [BULLARD 1936, HEISKANEN 1938, HOLOPAINEN 1947].

Fig. 2: Topographie sowie ungeglättete Originaldaten der Freiluftanomalie (F), der topographischen Reduktion (T) und der Bougueranomalie (B) längs der drei Profile. ▶

Topography as well as the unsmoothed original data of the free-air anomaly (F), of the topographic reduction (T), and of the Bouguer-anomaly (B) along the three profiles.

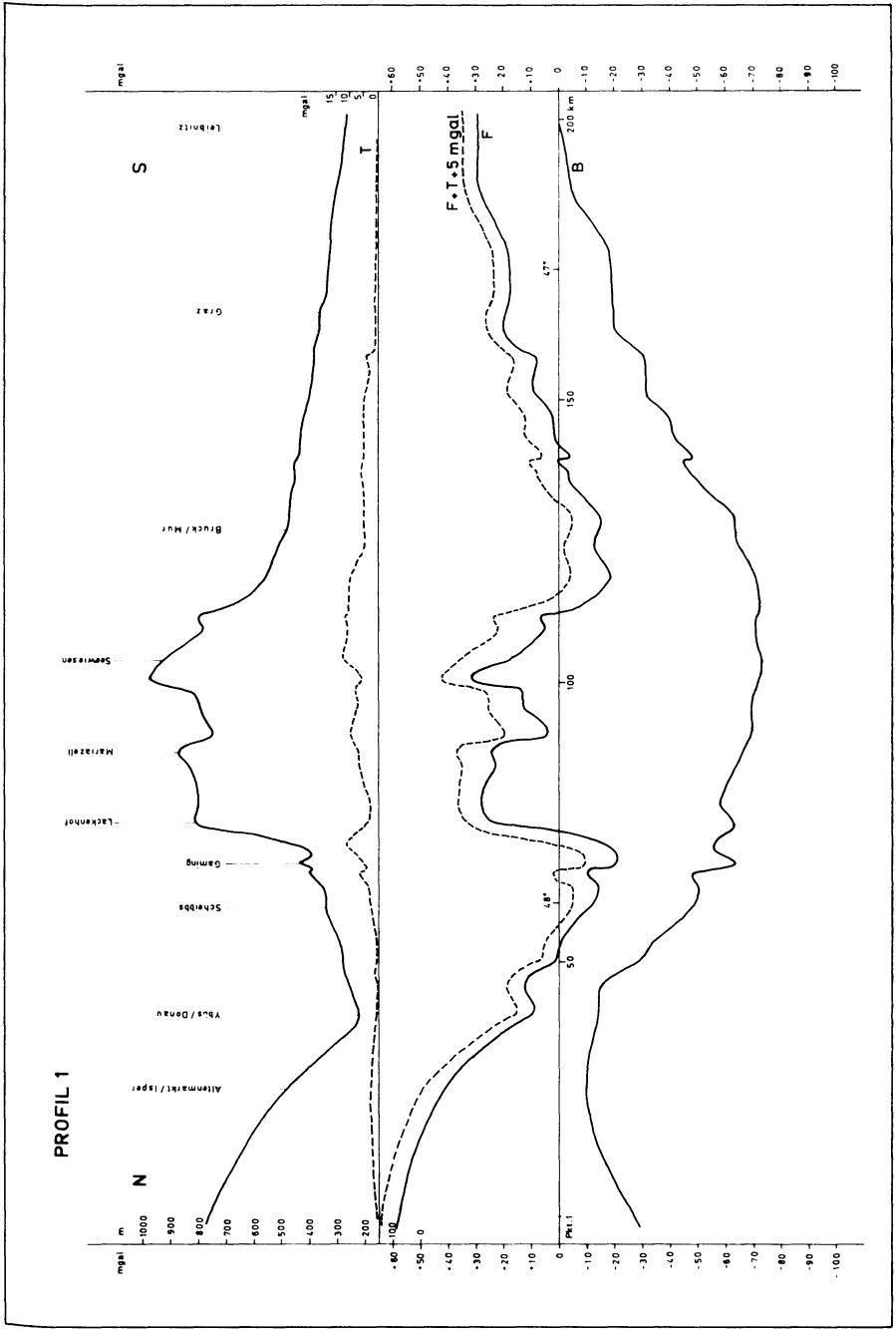


Fig. 2a: Profil 1.

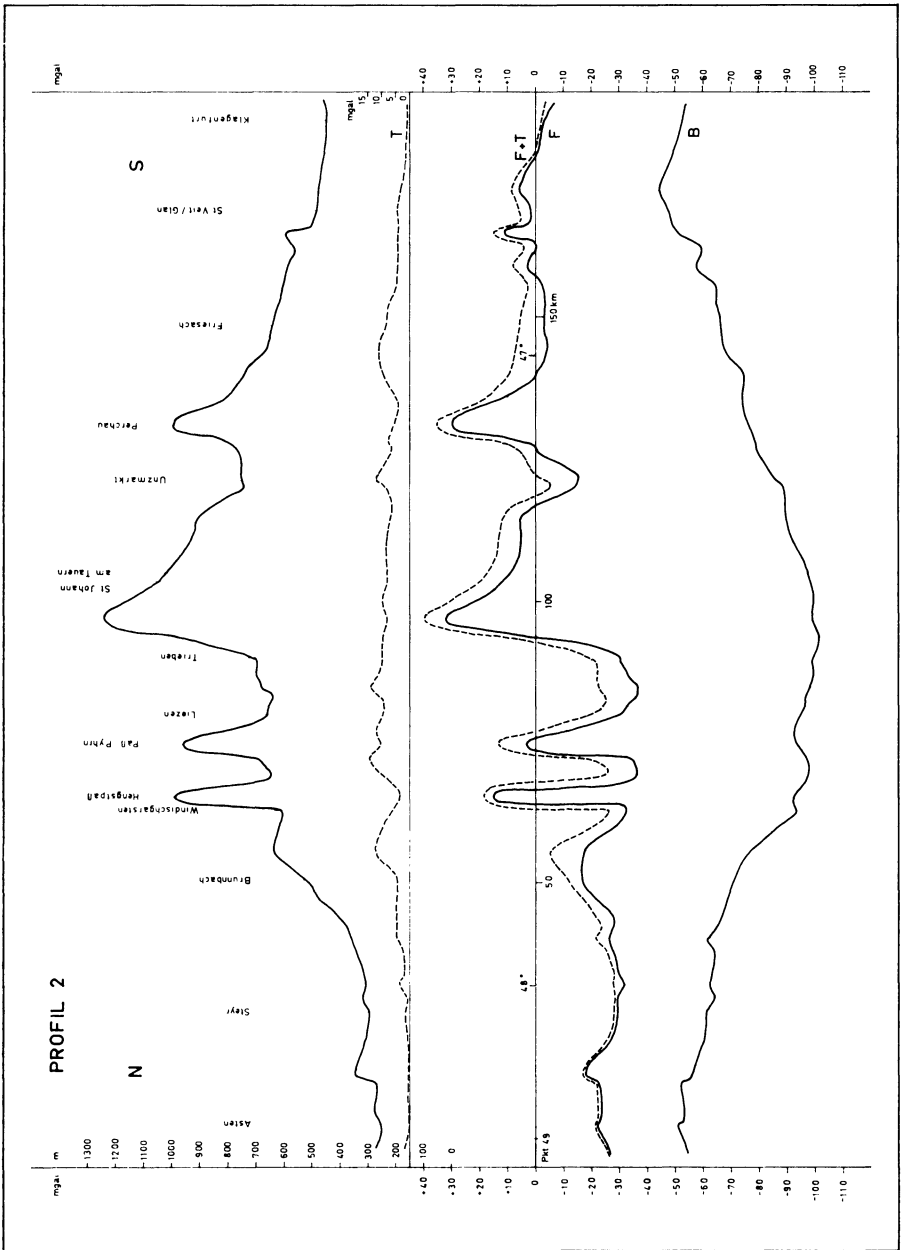


Fig. 2b: Profil 2.

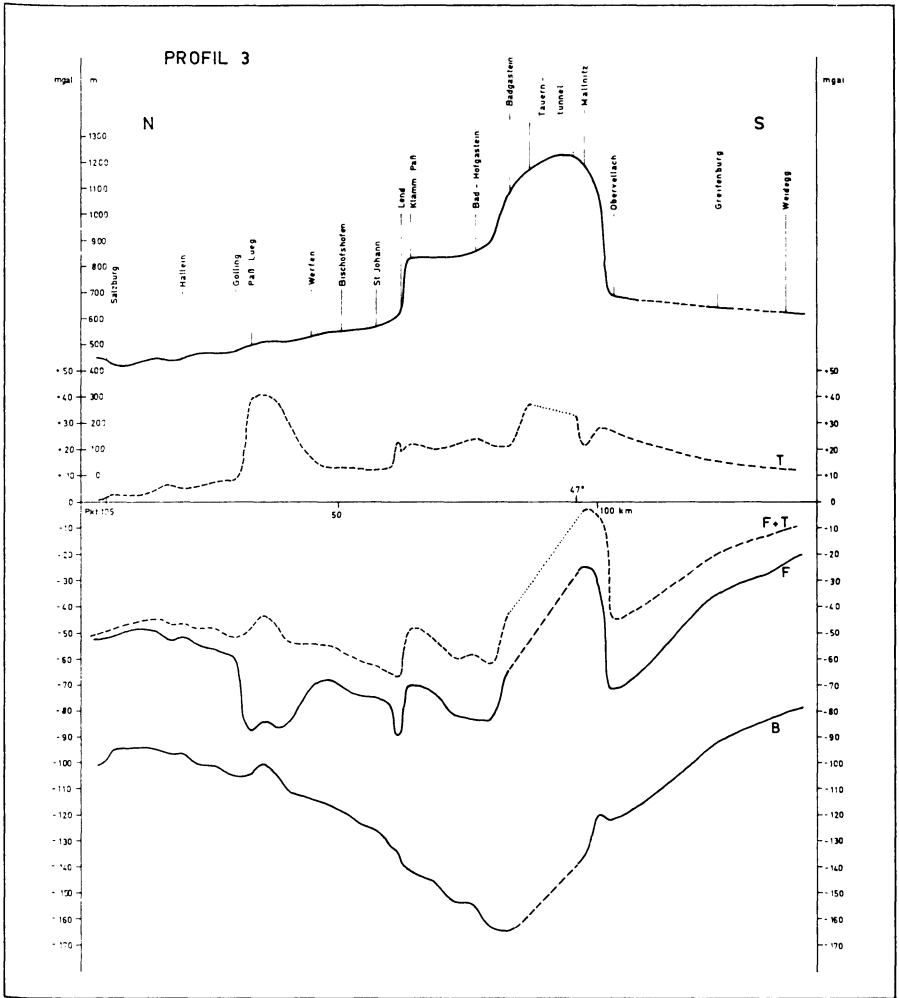


Fig. 2c: Profil 3.

Aus einer Anzahl von Veröffentlichungen und Abhandlungen über Isostasie hat sich schließlich ein leistungsfähiges und leicht überschaubares Rechenschema herauskristallisiert, das hier kurz wiedergegeben werden soll:

$$T_{A-O} = \Delta g_{Top} + \Delta g_{Pl} + B \quad (2)$$

T_{A-O} = topographische Wirkung in den HAYFORD-Zonen von A-O (= 0-166,7 km)

B = Korrekturfaktor für die Erdkrümmung in Abhängigkeit von der Stationshöhe [BULLARD 1936].

$$(T + C)_{A-1} = T_{A-O} + C_{A-O} + (T + C)_{18-1} + hc_{A-1} \quad (3)$$

T = Effekt der Topographie

C = Effekt der Kompensation

$(T + C)_{18-1}$ = gemeinsamer Effekt von Topographie und Kompensation in den HAYFORD-Zonen 18-1 (= 166,7 km bis 180 °)

hc_{A-1} = Höhenkorrekturfaktor für den Einfluß der mittleren Ringhöhe in Bezug auf die Stationshöhe.

Für die Wirkungen von $(T + C)_{A-1}$ gibt es Tafeln [HEISKANEN 1938] und von $(T + C)_{13-1}$ zusätzlich Weltkarten [NISKANEN und KIVIOJA 1951].

Nach der Berechnung von $(T + C)_{A-1}$ erhält man schließlich die *isostatische Anomalie*

$$\Delta g_i = \Delta g_0 + (T + C)_{A-1} \quad (4)$$

Δg_0 = Freiluftanomalie

4. Isostatische Kompensation

Die Berechnungen von Δg_i sind für vier mögliche Kompensationstiefen nach dem AIRY-HEISKANEN Modell durchgeführt worden, und zwar $T=20-30-40-60$ km.

Um eine möglichst sichere Aussage bezüglich des isostatischen Verhaltens der Alpen im Untersuchungsgebiet treffen zu können, ist es notwendig gewesen, 30 flächenhaft verteilte Punkte zu reduzieren und sie in alpine und außeralpine Stationen einzuteilen, da sie hinsichtlich ihrer Charakteristik grundverschieden sind. Ein dichteres Punktenetz hat sich wegen der Gleichmäßigkeit der isostatischen Effekte für dieses relativ kleine Untersuchungsgebiet als nicht erforderlich erwiesen.

Aus den gewonnenen Werten der isostatischen Anomalien ist dann nach 3 Methoden die am besten passende Ausgleichstiefe bestimmt worden:

a) Methode der kleinsten Quadrate

$$\Sigma [\Delta g_i]^2 = \text{Min.} \quad (5)$$

b) Methode der Korrelationskoeffizienten

$$r = \frac{\Sigma (\Delta g_i - \Delta g_m)(H_s - H_m)}{\sqrt{\Sigma (\Delta g_i - \Delta g_m)^2 \Sigma (H_s - H_m)^2}} \quad (6)$$

Δg_m = Mittelwert der isostatischen Anomalien

H_s = Stationshöhe

H_m = mittlere Höhe

c) Vergleich von isostatischer Anomalie mit Bougueranomalie.

Nach diesen 3 Methoden hat sich eine mittlere Ausgleichstiefe von $T \sim 40$ km bestimmen lassen. Im einzelnen haben ergeben:

alpine Stationen $T = 40 - 50$ km

außeralpine Stationen $T = 30 - 40$ km

Außer durch die Wahl der Ausgleichstiefe wird die Reduktionsrechnung noch durch die Annahme über lokale oder regionale Kompensation beeinflusst. Nimmt man lokale Kompensation an, so erhält man für die Alpenstationen bei allen Abschätzungen ungefähr dieselbe Ausgleichstiefe und somit die Bestätigung der lokalen Kompensation (wenigstens in der Nähe der Station). Nur bei den außeralpinen Stationen ist dies nicht der Fall. Für das Gebiet des Alpenvorlandes (*Randsenkenzone*) ergibt sich eine Kompensationsform mit leicht regionalem Charakter, die aber einen Radius von 20 km kaum übersteigen wird. Unter diesem Aspekt läßt sich dann die Ausgleichsfläche dieser außeralpinen Zone mit $T = 35 - 40$ km exakter angeben.

5. Theorie

Nach diesen zum Teil sehr umfangreichen Berechnungen ist es nun möglich, rechnerische Untergrundmodelle entlang der drei N-S Profile zu erstellen. Zunächst aber ist es notwendig, eine theoretische Ableitung des Schwerepotentials zu liefern, um auf die Grundformel zu gelangen, mit Hilfe der man dann die Modellrechnung durchführen kann. Dabei soll die Ableitung der Formel für die Schwereanomalie Δg nur skizziert werden, da sich dieser Aufsatz im wesentlichen auf die durch die Untersuchung gewonnenen Ergebnisse beschränken muß.

Soll die gravitative Wirkung eines Körpers mit dem Massenelement dm berechnet werden, so läßt sich dessen Schwerefeld aus dem NEWTONSchen Potential

$$U = k^2 \int \frac{dm}{r} \quad (7)$$

$k^2 =$ Gravitationskonstante

ableiten.

Führt man nun für das Massenelement dm das Produkt aus der Dichte ρ und dem Volumenelement $d\tau$ sowie die Koordinaten des Aufpunktes P und des Massenelementes ein (Fig. 3), so erscheint das Potential U in der Form

$$U_{(x, y, z)} = k^2 \iiint_{\xi \eta \zeta} \frac{\rho(\xi, \eta, \zeta) d\xi d\eta d\zeta}{\sqrt{(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2 + (\zeta - z)^2}} \quad (8)$$

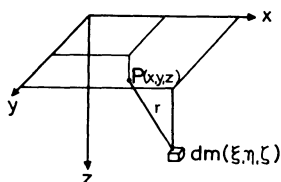


Fig. 3: Koordinatensystem mit Massenelement dm für die Potentialdarstellung.

System of coordinates with mass element dm for potential representation.

Durch Differentiation unter dem Integralzeichen nach dem Parameter z erhält man den partiellen Differentialquotient U_z der Potentialfunktion U in der Vertikalrichtung z .

Da ferner noch die Profile normal zu einer ausgeprägten Streichrichtung der Iso-gammien liegen, läßt sich die Störmasse mit geringer Vernachlässigung durch einen unendlich ausgedehnten Massezylinder annähern. Integriert man nun über η von $-\infty$ bis $+\infty$, so erhält man die Wirkung für sogenannte *zweidimensionale Massen*.

Da das benutzte Vertikaldiagramm aber aus Trapezflächen besteht, führt man noch Polarkoordinaten ein, so daß die Schwereanomalie Δg schließlich lautet

$$\Delta g = \frac{\partial U}{\partial z} = U_z = 2k^2 \varrho \iint_F \sin \varphi \, dr \, d\varphi \quad (9)$$

Wenn man noch das Sinusglied eliminiert (Fig. 4) und das Integral durch eine Summation ersetzt, erhält man letztlich die angenäherte Grundformel, die für eine profilweise Auswertung der Schwereanomalie

$$\Delta g \sim 2k^2 \varrho \Sigma \, dz \, d\varphi \quad (10)$$

geeignet ist.

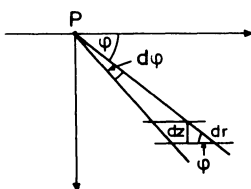


Fig. 4: Ausschnitt aus dem Vertikaldiagramm mit den Parametern dz (Höhe) und $d\varphi$ (konstanter Winkel) für die einzelnen Trapezflächen.

Section from the vertical diagram with parameters dz (height) and $d\varphi$ (constant angle) for the individual trapezoidal surfaces.

6. Praktische Anwendung

Die Modellrechnung selbst ist nicht nach dem mühevollen und relativ ungenauen Verfahren des Auszählens der Trapezflächen im Vertikaldiagramm [JUNG 1961], sondern in einem Analogrechner ausgeführt worden. Dadurch hat sich eine Anpassung der berechneten zur gemessenen Kurve der Schwereanomalie mit einem Unsicherheitsfaktor von nur $\pm 1\%$ erreichen lassen. Außer der hohen Genauigkeit, die kontinuierlich über die gesamte Profillänge eingehalten wird, hat sich noch eine erhebliche Steigerung des Zeitfaktors in der Auswertung ergeben. Hat man früher Stunden benötigt, um eine Anomalie mit dem Vertikaldiagramm einigermaßen genau auszuwerten, so benötigt man mit einem Analogrechner für einen einfacheren Fall nach mehreren Iterationsprozessen nicht mehr als 15–20 Minuten. Selbst komplizierte Kurven können so in relativ kurzer Zeit bestimmt werden.

Die Singularitäten aus den gemessenen Anomaliekurven – besonders die der Bougueranomalie – sind zuvor geglättet worden, da die Berechnungen auf eine großräumige Bestimmung der Krustenform unter dem Alpenmassiv abzielen. Die Bouguer- und die Δg_1 -Kurven für $T=40$ km sind in bereits geglätteter Form bei Profil 1 und 2 (Fig. 5 und 6) gestrichelt und für Profil 3 in Fig. 8 gesondert dargestellt worden.

7. Alpenmodelle

Unter Berücksichtigung des tektonischen Aufbaus der Alpen, der eine Deckenaufschubung von der alpin-dinarischen Narbe nach Norden fordert, einer ungefähren Tiefe der Begrenzung zwischen Kalkkörper und Kristallin sowie der möglichen Dichtedifferenzen ergibt sich automatisch eine verblüffende Übereinstimmung des gerechneten Modells mit den geologischen Oberflächenbegrenzungen (siehe Fig. 5 und 6). In diesen Modellen ist auch der Verlauf der Moho-Fläche (M. D.) eingezeichnet, die unter dem Alpenkörper eine zusätzliche Kompensationsmasse von 6 km (Fig. 5) und 4 km Dicke (Fig. 6) aufweist und unter Annahme einer Dichtedifferenz von $\Delta \rho = 0,6 \text{ g/cm}^3$ zustande kommt. In allen Modellen ist das Oberflächenrelief überhöht dargestellt. Bei Profil 1 und 2 erklärt sich die eckige Form der Diskontinuitätsflächen in der mathematischen Modellrechnung, die nur eine Annäherung an die realen geologischen Trennflächen sein kann.

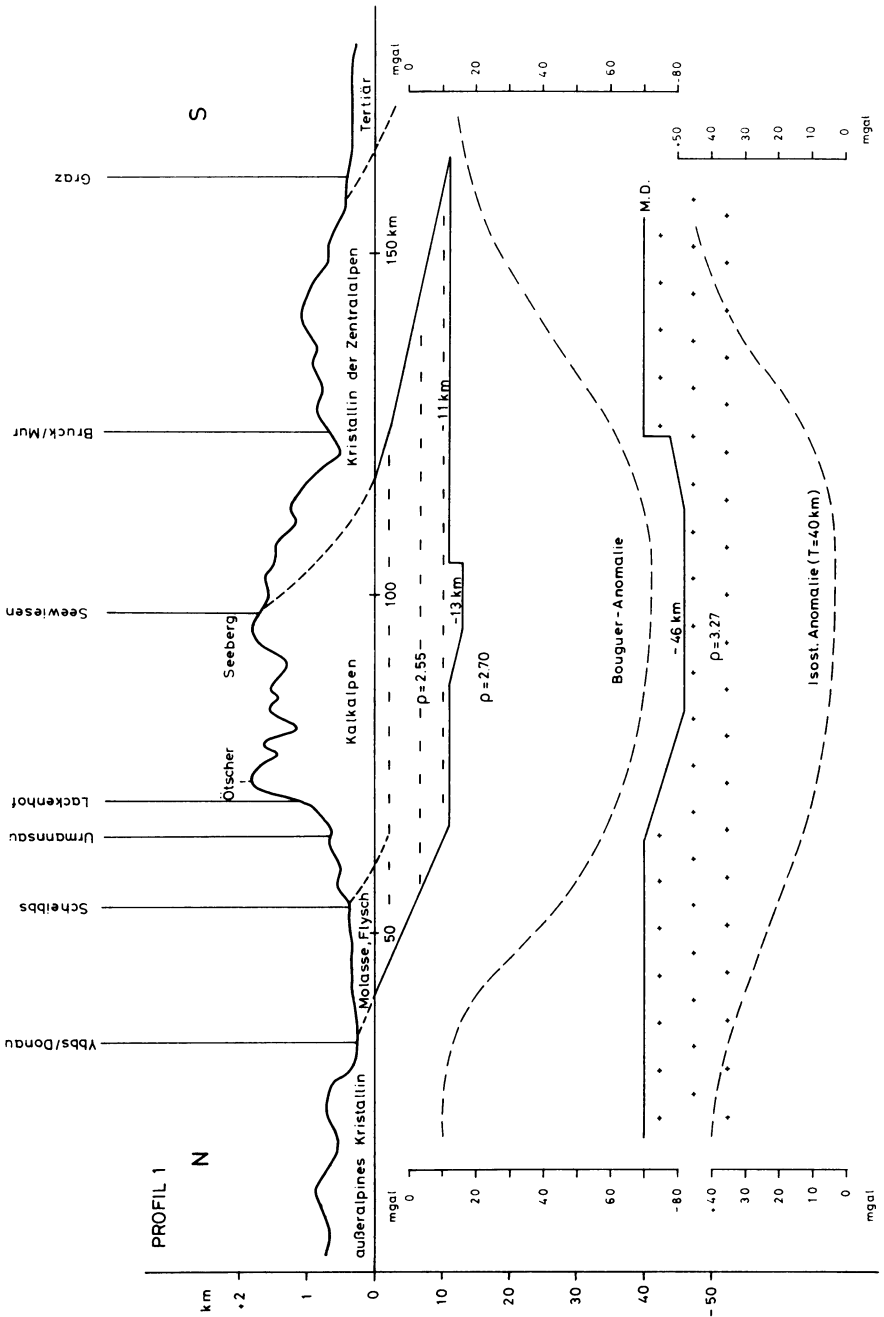
Fig. 5: Dichte-Modell der Erdkruste unter den Alpen bis zur Moho-Fläche (M. D.) mit den geglätteten Anomaliekurven in Profil 1.

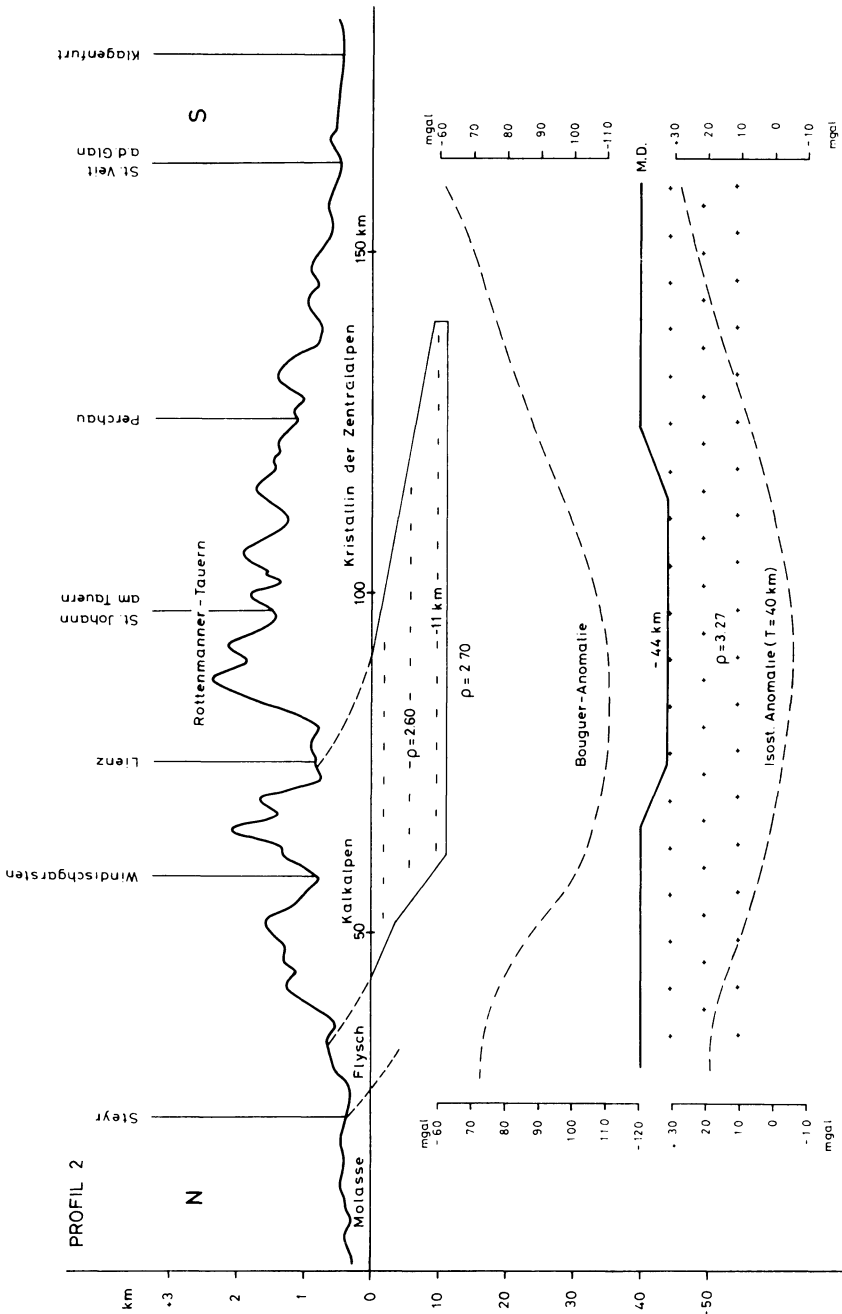
Density model of the earth's crust beneath the Alps down to the Moho-discontinuity (M. D.) with smoothed anomaly curves in profile 1.

Fig. 6: Dichte-Modell für Profil 2.

Density model for profile 2.

Bildtext zu Seite 12 und 13. ▶





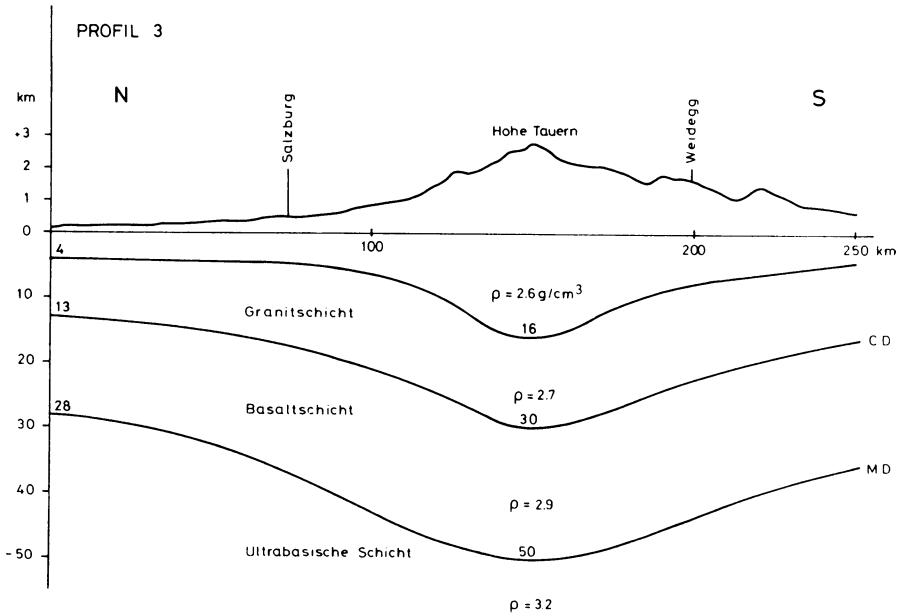


Fig. 7: Dichte-Modell für das *Tauernprofil* (Profil 3) mit Conrad- (C. D.) und Moho-Discontinuität (M. D.).

Density model for the *Tauern profile* (profile 3) with Conrad- (C. D.) and Moho-discontinuity (M. D.).

So einfach die geotektonischen Verhältnisse in den beiden ersten Profilen erscheinen, so kompliziert werden sie beim dritten Profil, dem *Tauernprofil*. Hier kann von einer exakten Differenzierung der einzelnen geologischen Schichten im Sinne eines gravimetrischen Modells nicht mehr die Rede sein, da man ein kompliziert gelagertes Deckensystem von Kristallin, Pennin, Graniten und Gneisen mit oft nur einigen hundert Metern Mächtigkeit pro Lage vorfindet. Daraus und aus dem überaus steilen Gradienten in der Bougueranomalie (Fig. 8) unter dem Zentralmassiv (max. 2,2 mgal/km) läßt sich auch der Umstand erklären, warum nur schwer ein plausibles Modell für das Massendefizit unter den Hohen Tauern zu finden ist.

Beachtet man noch die Steilheit der Δg_1 -Kurve in Fig. 8, die zwar nicht die Extremwerte der Bougueranomalie erreicht, aber dennoch außergewöhnlich stark ist (max. 1,7 mgal/km), so ist es auch unmöglich, in 40 km Tiefe eine Wurzel anzunehmen. Keine Form einer Massenordnung kann bei $\Delta \rho = 0,6 \text{ g/cm}^3$ gefunden werden, die eine derartige Anomalie hervorrufen würde. Dies führt zu dem Schluß, daß die Moho-Fläche zwar unterhalb von 40 km verläuft, jedoch ihr Absinken nicht direkt mit einer Kompensationswirkung der oberflächlich aufragenden Hohen Tauern zusammen-

hängt. Vielmehr drängt sich die Annahme auf, daß ein Ausgleich in wesentlich geringerer Tiefe stattgefunden hat und die Kompensationsmasse höher liegt. Überschlagsrechnungen haben ergeben, daß bei einer Form der isostatischen Anomalie nach dem Modell mit $T=40$ km die Ausgleichsmasse der direkten Kompensation des Tauernmassivs zwischen 14 und 16 km ab Meeresniveau liegen müßte. Da bei einer Tiefe von 16 km abwärts zweifelsohne noch Kristallin vorherrscht, muß man die Dichte in dieser Tiefe mit $\rho=2,70$ annehmen. Da aber die Conrad-Diskontinuität (C. D.) Kristallin von Gabbro ($\rho=2,90$) trennt, ist anzunehmen, daß zwar diese Fläche unter den Tauern stärker abtaucht (etwa in eine Tiefe von 26–30 km), jedoch ebenfalls nicht für eine Ausgleichsfläche in Frage kommt. Die exakte Tiefe der C. D.-Fläche unter den Alpen ist nicht zu eruieren, da sie selbst durch Seismik noch nicht nachgewiesen werden konnte. Folglich kann der Massenausgleich in einer Tiefe von ca. 14 km mit einer Kompensationsmasse von 2 km und der Dichtedifferenz von $\Delta\rho=0,1$ g/cm³ erfolgt sein. Die dadurch entstandene Trennfläche könnte jene sein, die man seismisch in Mitteldeutschland bei einer Tiefe von 4 km angetroffen hat und unter den Tauern bis in eine Tiefe von 16 km absinkt. Genauere Angaben sind mit rein gravimetrischen Methoden allerdings nicht zu machen.

Ein geologisch mögliches Krustenmodell zeigt Fig. 7, das auf den oben getroffenen Annahmen basiert und Dichte- sowie Tiefenangaben enthält.

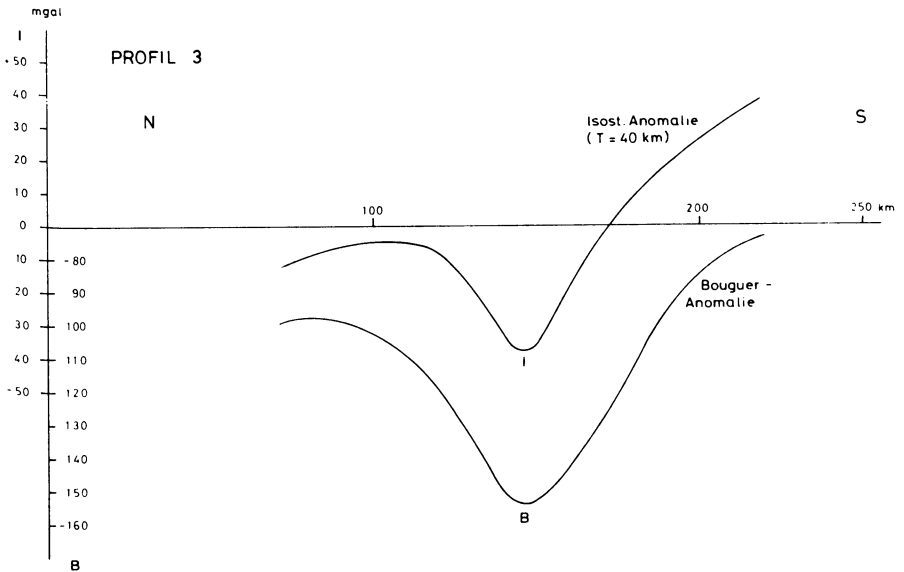


Fig. 8: Geoglättete Anomaliekurven in Profil 3.

Smoothed anomaly curves in profile 3.

8. Schlußbetrachtungen

Abgesehen von der Tatsache, daß die Ergebnisse in der Tiefenbestimmung der Moho-Fläche mit anderen Arbeiten [CLOSS 1963 und 1966, PRODEHL 1965, MÜLLER und TALWANI 1971], die Gebiete westlich des 13. Längengrades untersuchen, konform gehen und somit ein geschlossenes Gesamtbild zeigen, sind bei der Diskussion der isostatisch reduzierten Werte noch einige Erkenntnisse hinzugekommen.

Zunächst zeigt sich, daß die Kompensation des Untersuchungsgebietes vollständig ist. Der Komplex der Kalkalpen ist dabei lokal und die Gebiete der *Randsenkzone* sind mit leicht regionalem Charakter kompensiert. Der Radius der Kompensations säule beträgt $r \leq 20$ km (siehe auch Kap. 4).

Ferner ist die bisher gehegte Ansicht, daß die Kettengebirge nicht für sich alleine, sondern in Verbindung mit ihren *Randsenken* kompensiert werden (bildliches Modell des *Schwimmgürtels*), nicht mehr vertretbar, da dies bedeuten müßte, daß die *Randsenken* überkompensiert und die Kettengebirge selbst unterkompensiert seien, d. h. weniger tief ins *Sima* eintauchten. Wäre das der Fall, so müßten die isostatischen Anomalien in den Voralpengebieten negativ und in den Alpen positiv im Verhältnis zu den Werten der Umgebung sein. Tatsächlich zeigt sich aber das Gegenteil. Die vielfach geäußerte Vermutung, daß in den *Randsenken* eher größere als kleinere Werte im Verhältnis zu der Alpenregion auftreten müßten, findet nunmehr ihre konkrete Bestätigung.

Doch die sich aus den stark positiven Daten ableitende scheinbare Unterkompensation im Voralpengebiet läßt sich nur schwer vermuten. Vielmehr scheint die Ansicht plausibel, daß die Schwerkraft in den *Randsenkzonen* normal verläuft, jedoch Randstörungen, sogenannte *Pseudoanisostasien* auftreten, wie sie vielfach in Vorländern von Gebirgszügen oder auch in Küstengegenden zu beobachten sind [TOPERCZER 1960]. Diese Erklärung würde das Postulat des isostatischen Gleichgewichtes für die *Randsenken* bestätigen. Berücksichtigt man noch die geringen Anomaliebeiträge der alpinen Stationen, so läßt sich ohne weiteres die vollständige Kompensation des Untersuchungsgebietes auch nach diesem Gesichtspunkt fordern.

Danksagung:

Herrn Prof. Dr. M. TOPERCZER von der Universität Wien danke ich für die Übertragung des Themas und die Betreuung während der Arbeit. Ebenfalls möchte ich den Herren Prof. Dr. K. KÁNTÁS und Dr. D. ZYCH von der ÖMV in Wien für die Unterstützung in Fragen der angewandten Gravimetrie und der praktischen Durchführung der Modellrechnungen auf dem firmeneigenen Analogrechner sowie Herrn Dr. E. SENFTL vom Bundesamt für Eich- und Vermessungswesen für wertvolle Hinweise über die Ausführung isostatischer Reduktionen meinen Dank aussprechen.

Literatur

- BULLARD, E. C.: Gravity Measurements in East Africa. Phil. Trans. of the Royal Soc. of London, 235 A, 445–531, 1936
- CLOSS, H.: Der tiefere Untergrund der Alpen nach neuen seismischen Messungen. Geol. Rdsch. 53, 630/49, 1963
- CLOSS, H.: Der Untergrund der Alpen im Lichte neuerer geophysikalischer Untersuchungen. Erdöl und Kohle 19, 2, 1966
- HEISKANEN, W.: New isostatic tables for the reduction of gravity values calculated on the basis of AIRY's hypothesis. Publ. of the Isost. Inst. of the Internat. Assoc. of Geodesy, Helsinki, 2, 1938
- HOLOPAINEN, P. E.: On the gravity field and the isostatic structure of the earth's crust in the East Alps. Annales Acad. Sci. Fennicae, Helsinki, A III, 12, 1947
- JUNG, K.: Schwerkraftverfahren in der angewandten Geophysik. Geophys. Monographien, Leipzig, 2, 1961
- MUELLER, S., und M. TALWANI: A Crustal Section Across the Eastern Alps Based on Gravity and Seismic Refraction Data. Pure and Appl. Geophys. 85, 226–239, 1971
- NISKANEN und KIVIOJA: Weltkarten der Effekte von Topographie und Kompensation. Isost. Inst. of the Internat. Assoc. of Geodesy, Helsinki, 1951
- PARTSCH, W.: Isostasie und Schwere in den Ostalpen. Unveröffentlichte Dissertation der Universität Wien, 1970
- PRODEHL, C.: Struktur der tieferen Erdkruste in Südbayern und längs eines Querprofils durch die Ostalpen. Bollettino di Geofisica Teoretica ed Applicata, VII, 25, 1965
- TOPERCZER, M.: Lehrbuch der Allgemeinen Geophysik. Springer-Verlag, Wien, 1960

Heat Flow Measurements and a First Heat Flow Map of Germany

R. HAENEL, Hannover¹⁾

Eingegangen am 25. November 1971

Summary: The terrestrial heat flow was determined in 9 lakes and in 4 drill holes. From both these values and the data already available, i. e. the total of 146 values from Germany and the Alps, the mean value and two trend surfaces are calculated and discussed. The mean value of all values is $\bar{q} = 1.71 \mu\text{cal cm}^{-2} \text{s}^{-1}$; after the elimination of 6 anomalous values, $\bar{q}^* = 1.67 \mu\text{cal cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ is found from 140 values. The linear trend surface from these 140 values shows an increase from 1.5 to 1.85 $\mu\text{cal cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ from the North Sea coast to the margin of the Alps; the trend surface of the 5th order for all 146 values indicates in particular a positive anomaly with its centre in the Upper Rhinegraben. A division of the heat flow into portions from the crust and the mantle shows that the portion from the mantle is about 0.9 $\mu\text{cal cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. For the crustal model used here the temperature distribution at the Mohorovicic Discontinuity is calculated. Values between 500°C and 850°C are found. To explain the anomaly in the Upper Rhinegraben a stationary model is dealt with here.

Zusammenfassung: In 9 Binnenseen und 4 Bohrungen wurde die terrestrische Wärmestromdichte bestimmt. Aus diesen Werten und den bereits vorliegenden Ergebnissen, insgesamt 146 Werte aus Deutschland und den Alpen, werden der Mittelwert und zwei Trendflächen errechnet und diskutiert. Der Mittelwert aller Werte beträgt $\bar{q} = 1,71 \mu\text{cal cm}^{-2} \text{s}^{-1}$; nach Elimination von 6 anomalen Werten findet man aus 140 Werten $\bar{q}^* = 1,67 \mu\text{cal cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Die lineare Trendfläche dieser 140 Werte steigt von der Nordseeküste bis zum Alpenrand von 1,5 auf 1,85 $\mu\text{cal cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ an; die Trendfläche 5. Ordnung aus allen 146 Werten weist vor allem eine positive Anomalie mit Zentrum im Oberrheingraben auf. Eine Zerlegung des Wärmestromes in je einen Anteil aus Kruste und Mantel führt auf ca. 0,9 $\mu\text{cal cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ für den Anteil aus dem Mantel. Für das dabei verwandte Krustenmodell wird eine Temperaturverteilung an der Mohorovicic - Diskontinuität berechnet. Man findet Werte zwischen 500 grd und 850 grd. Als Beitrag zur Deutung der Anomalie im Oberrheingraben wird ein stationäres Modell behandelt.

1. Introduction

In the following paper some new heat flow values are given. The measurements were carried out in lakes and in drill holes. As far as the drill hole Münsterland was concerned the information could only be obtained from literature.

¹ Dr. R. HAENEL, Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung, 3 Hannover-Buchholz, Stilleweg 2.

Table 1: Evaluation of measurements in lakes in order to determine the terrestrial heat flow analogous to the statements by HAENEL [1970]. TK indicates the percentage by which grad T_{k2} — according to the topographic correction — is increased in comparison with the values in case of an undisturbed parallel bedding. q_m is the mean value of a double point and/or of a lake.

No.	Lake	Latitude (degree-minute)	Longitude (degree-minute)	water level (m)	Date	Depth of water (m)	Sediment temperature (deg) in ca. 2 m ground depth	Inclination (degree)
1	Alpsee	47-33,1	10-43,5	814	15. 10. 68	35	4,88	2
2	Alpsee	47-33,1	10-43,5	814	15. 10. 68	38	4,81	6
3	Ammersee	47-59,6	11-7,4	533	18. 10. 68	65	4,59	1
4	Ammersee	47-59,6	11-7,4	533	18. 10. 68	69	4,47	2
5	Bodensee	47-42,0	9-11,0	395	14. 10. 68	145	5,04	3
6	Bodensee	47-41,1	9-13,0	395	10. 10. 68	138	4,75	4
7	Bodensee	47-41,1	9-13,0	395	10. 10. 68	135	4,65	1
8	Bodensee	47-39,7	9-16,0	395	3. 11. 67	195	4,45	8
9	Bodensee	47-37,6	9-27,4	395	3. 11. 67	220	4,43	2
10	Bodensee	47-37,6	9-27,4	395	10. 10. 68	253	4,63	5
11	Bodensee	47-37,6	9-27,4	395	10. 10. 68	253	4,61	6
12	Bodensee	47-31,5	9-28,0	395	11. 10. 68	231	4,50	5
13	Bodensee	47-30,0	9-32,0	395	11. 10. 68	178	4,57	7
14	Bodensee	47-28,0	9-38,0	395	11. 10. 68	111	4,70	4
15	Bodensee	47-28,0	9-38,0	395	11. 10. 68	110	4,75	11
16	Feldsee	47-52,4	8-2,0	1108	4. 11. 67	32	4,50	10
17	Feldsee	47-52,4	8-2,0	1108	4. 11. 67	32	4,52	1
18	Juessee	51-39,3	10-20,6	241	23. 10. 68	27,6	4,92	1
19	Juessee	51-39,3	10-20,6	241	23. 10. 68	27,5	5,04	7
20	Juessee	51-39,3	10-20,6	241	15. 10. 69	27,5	4,99	9
21	Juessee	51-39,3	10-20,6	341	15. 10. 69	27,5	4,96	9
22	Juessee	51-39,3	10-20,6	241	24. 2. 70	27,5	4,89	22
23	Laacher See	50-24,8	7-16,3	275	3. 10. 68	48	4,45	2

Table 1: (continuation)

24	Laacher See	50-24,8	7-16,3	275	3. 10. 68	48	4,44	5
25	Pulver Maar	50-8,0	6-55,5	411	6. 11. 67	70	4,40	3
26	Pulver Maar	50-8,0	6-55,5	411	6. 11. 67	69	4,43	3
27	Pulver Maar	50-8,0	6-55,5	411	5. 10. 68	69	4,30	2
28	Schliersee	47-43,7	11-51,8	777	11. 10. 67	39	4,38	3
29	Schliersee	47-43,7	11-51,8	777	24. 10. 67	38	4,38	0
30	Starnberger See	47-54,4	11-18,8	584	13. 10. 67	103	4,18	3
31	Starnberger See	47-54,4	11-18,8	584	16. 10. 67	105	4,13	5
32	Starnberger See	47-54,4	11-18,8	584	17. 10. 68	99	4,56	1
33	Starnberger See	47-54,4	11-18,8	584	18. 9. 69	109	4,10	0
34	Starnberger See	47-54,4	11-18,8	584	19. 9. 69	106	4,15	21
35	Starnberger See	47-54,4	11-18,8	584	19. 9. 69	101	4,20	17
36	Starnberger See	47-54,4	11-18,8	584	30. 9. 70	105	4,20	5
37	Starnberger See	47-54,4	11-18,8	584	30. 9. 70	105	4,20	10
38	Starnberger See	47-57,2	11-20,7	584	19. 9. 69	101	4,20	14
39	Starnberger See	47-57,2	11-20,7	584	19. 9. 69	96	4,23	3
40	Weinfelder Maar	50-10,6	6-51,5	484	4. 10. 68	49	4,35	2

Table 1: (continuation)

No.	Thermal conductivity in situ $\lambda \cdot 10^8$ (cal. cm ⁻¹ · s ⁻¹ · deg ⁻¹)	Measured gradient grad $T \cdot 10^3$ (deg. cm ⁻¹)	Gradient caused by water temperature variation grad $T_{k1} \cdot 10^3$ (deg. cm ⁻¹)	Penetration of probe (m)	Sediment correction (%)	grad $T_{k2} \cdot 10^3$ (deg. cm ⁻¹) = grad T + grad T_{k1} + Inclination a. sediment correction	Topographic correction TK (%)	grad T_{k3} (deg. cm ⁻¹) 100 · grad T_{k2}/TK	$q = \lambda \cdot \text{grad } T_{k3}$ (cal. · cm ⁻² · s ⁻¹)	q_m (cal. · cm ⁻² · s ⁻¹)
1	2,25	1,042	0,650	3,2	7	1,810	185	0,979	2,20	2,10
2	1,78	1,065	0,553	3,2	7	1,739	154	1,128	2,01	
3	2,29	0,511	0,460	3,0	2	0,990	127	0,779	1,78	
4	1,97	0,613	0,435	3,0	2	1,069	127	0,842	1,66	
5	1,92	1,090	0,055	3,1	3	1,180	138	0,855	1,64	
6	2,23	0,865	0,055	2,8	3	0,951	125	0,761	1,70	
7	2,12	0,739	0,055	3,0	3	0,818	125	0,654	1,39	
8	2,43	0,782	0,025	2,8	3	0,839	131	0,641	1,56	
9	2,61	0,865	0,050	2,8	3	0,942	121	0,778	2,03	
10	2,74	0,667	0,098	3,0	3	0,791	121	0,654	1,78	
11	2,92	0,679	0,098	3,0	3	0,804	121	0,664	1,94	
12	3,27	0,228	0,448	3,1	3	0,697	121	0,576	1,88	
13	2,81	0,192	0,521	3,0	11	0,792	121	0,655	1,84	
14	2,86	0,261	0,288	3,0	11	0,611	131	0,466	1,33	
15	2,47	0,367	0,288	3,0	11	0,735	131	0,561	1,39	
16	1,88	1,090	0,156	3,2	7	1,340	182	0,736	1,38	
17	1,98	1,329	0,156	3,2	7	1,578	182	0,868	1,72	
18	2,02	1,423	0,590	3,0	11	2,234	320	0,698	1,41	
19	1,91	1,850	0,590	3,2	11	2,727	320	0,852	1,63	

Table 1: (continuation)

20	1,85	1,485	0,735	2,4	11	2,468	320	0,772	1,43
21	1,97	1,185	0,650	2,8	11	2,066	320	0,646	1,27
22	2,72	2,360	1,110	3,2	11	1,471	320	0,460	1,25
23	1,61	1,185	0,560	3,2	3	1,797	161	1,116	1,80
24	1,59	1,039	0,602	3,0	3	1,694	161	1,051	1,67
25	2,24	0,990	0,405	3,2	7	1,476	210	0,703	1,57
26	2,01	0,993	0,405	3,2	7	1,479	210	0,705	1,42
27	1,78	1,159	0,405	3,2	7	1,656	210	0,789	1,40
28	2,07	0,116	0,850	2,8	7	0,979	140	0,696	1,44
29	2,44	0,076	0,850	2,8	7	0,925	140	0,661	1,59
30	2,08	0,628	0,373	2,8	2	1,022	120	0,851	1,77
31	2,32	0,554	0,373	2,8	2	0,948	120	0,790	1,83
32	2,21	0,595	0,373	2,8	2	0,968	122	0,794	1,76
33	2,08	0,606	0,380	2,7	2	1,006	120	0,838	1,74
34	1,97	0,653	0,380	2,7	2	1,128	121	0,932	1,84
35	2,04	0,732	0,380	2,7	2	1,135	122	0,930	1,90
36	2,78	0,465	0,380	2,7	2	0,865	120	0,721	2,00
37	2,82	0,465	0,373	2,8	2	0,868	120	0,723	2,04
38	2,07	0,797	0,380	2,7	2	1,237	125	0,990	2,05
39	2,05	1,090	0,380	2,7	2	1,502	126	1,192	2,44
40	1,86	0,901	0,560	3,2	7	1,535	198	0,776	1,44

Although the author has already constructed a linear trend plane from 45 values of the terrestrial heat flow in Germany [HAENEL 1971], he has now, since considerably more values are available, tried to construct not only a new linear trend plane but also one of a higher degree.

2. New measurements

2.1 Measurements in lakes

From 9 lakes 15 new values have been obtained (Table 1 and Table 2, nos. 128 to 142) as well as 2 improved values from Starnberger See (Southern Bavaria) (Table 2, nos. 26 and 27) which are made up of values of Table 1 and earlier measurements. The measuring method and the corrections are described by [HAENEL 1970]. All data, corrections and results concerning the lakes are compiled in Table 1.

In case of the measurements from the Bodensee the results of the most recent water-temperature recordings were taken as the basis for the correction of the annual temperature curve at the measuring points 5–15 (Table 1). The water-temperature recordings were kindly given to me by Dr. MUCKLE*). As a rule the average curve was applied which, of course, does not represent the individual case in such a good way. When calculating the topographic correction for the points 9–13 it became obvious that the limit of this method was reached as the lake had such a broad cross section. In some individual lattice points instabilities occurred already. It can, however, be assumed that the uncertainty caused by these instabilities falsifies the corrected values in Table 1 by $\pm 5\%$ at the most.

As regards the sediment correction, only values measured in the Ammersee (Southern Bavaria) are known. For the calculation of the sediment corrections of all other lakes estimated values were used. For a measuring point near an inflow (points 1–2, 13–15, 28–29) or in cases where putrid mud traces were found on the probe (points 16–22, 25–27) a higher sedimentation rate than in the Ammersee was assumed. These assumptions can, of course, only be made with a limits.

2.2 Drill hole measurements

Drillings may be used to determine the heat flow if the distribution of the temperature at depths greater than 30 m can be taken to represent the undisturbed temperature of the rock and if the conductivity of the rocks is known.

New heat flow values were obtained from 4 drill holes. For the drill hole Münsterland 1 (North-Western Germany), temperature measurements by HEDEMANN [1967] are available; the conductivity was determined from a number of cores by means of a laboratory equipment and at a temperature of 60°C [CREUTZBURG 1963]. But since the thermal conductivity depends on the temperature and temperatures of up to 210°C were measured in this drill hole, the values obtained in the laboratory

* Dr. R. MUCKLE, Anstalt für Bodenseeforschung der Stadt Konstanz.

Table 2: A listing of heat flow data from Germany and the Alps. Aut. = author, Φ = latitude Δ = longitude, A = altitude, above sea level (m), q = heat flow ($\mu\text{cal cm}^{-2}\text{s}^{-1}$), BE = mine, BO = drill hole, BI = lake, TU = tunnel. Authors: 1 CREUTZBURG [1964], 2 HAENEL [1971], 3 HÜCKEL and KAPPELMEYER [1966], 4 KAPPELMEYER [1967], 5 SCHÖSSLER and SCHWARZLOSE [1959], 6 BECHER and MEINCKE [1968], 7 MEINCKE, HURTIG and WEINER [1967], 9 BOSSOLASCO and PALAU [1966], 10 HAENEL (this paper).

Aut.	Φ	Δ	A	q	
1- 1	52 11.1	10 24.3	98	1.69	BE
2- 1	50 45.5	7 56.8	320	1.38	BE
3- 1	50 34.2	7 31.1	382	1.38	BE
4- 1	49 24.5	12 10.9	402	1.72	BE
5- 1	47 51.6	7 38.3	230	1.67	BE
6- 1	47 47.4	11 3.4	592	1.88	BE
7- 2	50 23.5	9 7.8	240	1.68	BO
8- 2	49 52.7	12 2.7	675	1.52	BO
9- 2	49 46.4	8 34.2	511	1.65	BO
10- 2	49 35.5	11 37.5	534	1.49	BO
11- 2	49 26.2	12 6.7	391	1.56	BO
12- 2	49 6.8	9 4.9	216	2.43	BO
13- 2	48 51.3	13 23.9	555	1.82	BO
14- 2	48 43.8	8 40.0	662	1.68	BO
15- 2	48 40.9	8 39.6	417	1.73	BO
16- 2	48 29.5	10 8.8	454	1.70	BO
17- 2	48 25.7	9 41.9	630	1.69	BO
18- 2	48 20.3	9 56.0	487	2.10	BO
19- 2	47 45.0	8 52.0	440	1.65	BO
20- 2	48 50.2	10 38.3	412	1.54	BO
21- 2	49 15.5	8 8.2	155	2.64	BO
22- 2	49 14.1	8 8.3	161	2.78	BO
23- 2	49 13.8	8 8.4	156	3.33	BO
24- 2	49 13.3	8 8.8	138	3.21	BO
25- 2	48 33.3	7 54.7	141	2.20	BO
26- 2	47 57.2	11 20.7	497	2.31	BI
27- 2	47 54.4	11 18.8	585	1.95	BI
28- 2	47 51.1	11 19.5	585	1.95	BI
29- 2	47 35.2	11 21.3	802	1.81	BI
30- 2	47 31.5	12 57.5	602	1.82	BI
31- 3	49 19.2	7 5.0	403	1.41	BE
32- 3	49 20.3	7 4.0	300	1.57	BE
33- 3	49 18.8	6 59.6	265	1.62	BE
34- 4	48 54.3	7 52.7	172	4.00	BO
35- 5	51 50.5	11 37.5	76	1.67	BE
36- 5	51 36.0	11 3.0	437	1.55	BE
37- 5	51 27.0	10 35.0	228	1.06	BE
38- 5	50 59.0	13 38.5	355	0.61	BE
39- 5	50 54.5	13 20.5	427	1.69	BE
40- 5	50 52.0	13 19.0	504	2.02	BE

Table 2: (continuation):

Aut.	Φ	Λ	A	q
41-5	50 51.5	10 6.0	242	1.51 BE
42-5	50 46.0	13 42.5	740	2.19 BE
43-5	50 44.5	12 34.5	328	1.32 BE
44-5	50 35.5	12 24.5	498	1.43 BE
45-5	50 32.5	11 13.0	737	1.25 BE
46-6	51 51.0	11 8.0	145	1.27 BO
47-6	52 1.5	10 42.0	182	1.62 BO
48-6	52 5.4	11 4.0	115	1.54 BO
49-6	52 10.2	11 9.5	175	1.47 BO
50-6	52 33.0	11 10.5	62	1.76 BO
51-6	52 32.4	11 13.5	62	1.59 BO
52-6	52 30.6	11 15.0	60	1.39 BO
53-6	52 29.4	11 24.0	70	1.54 BO
54-6	52 23.0	11 23.0	55	1.43 BO
55-6	52 23.4	11 25.5	55	1.52 BO
56-6	52 16.0	11 34.5	55	1.62 BO
57-6	52 17.5	11 35.5	58	1.61 BO
58-6	52 18.0	11 46.5	40	2.29 BO
59-6	52 33.6	11 39.5	80	1.20 BO
60-6	52 37.5	11 53.5	38	1.68 BO
61-6	52 44.4	11 26.5	33	1.80 BO
62-6	52 48.0	11 29.5	40	2.40 BO
63-6	52 51.0	11 19.5	25	2.02 BO
64-6	52 46.2	10 51.0	67	2.18 BO
65-6	52 40.2	10 55.0	80	2.42 BO
66-6	52 52.5	11 36.0	25	1.82 BO
67-6	52 47.0	12 20.0	25	1.55 BO
68-6	52 59.4	12 10.5	65	1.54 BO
69-6	53 2.4	12 12.5	65	1.38 BO
70-6	53 5.1	12 18.5	55	1.40 BO
71-6	53 8.4	12 24.5	75	1.55 BO
72-6	53 10.8	11 37.0	45	1.30 BO
73-7	51 14.0	10 43.0	320	1.43 BO
74-7	51 13.0	10 42.5	340	1.30 BO
75-7	51 9.0	10 34.0	190	1.33 BO
76-7	51 8.0	10 34.5	190	1.21 BO
77-7	51 1.0	10 30.5	320	1.90 BO
78-7	51 2.0	10 32.0	345	1.66 BO
79-7	51 1.8	10 32.5	340	1.53 BO
80-7	51 0.5	10 38.0	243	1.80 BO
81-7	50 54.0	11 9.0	340	1.08 BO
82-7	51 1.5	11 13.5	415	1.04 BO
83-7	51 2.4	10 48.5	380	1.98 BO
84-7	51 3.0	10 44.0	320	1.46 BO
85-7	50 53.5	10 41.5	340	2.02 BO
86-7	51 12.5	11 6.5	148	1.44 BO

Table 2: (continuation):

Aut.	Φ	A	A	q	
87-7	50 54.5	10 45.0	320	2.41	BO
88-7	51 1.0	10 27.0	360	2.35	BO
89-7	51 2.5	10 25.0	430	2.02	BO
90-7	51 2.5	10 30.5	410	1.71	BO
91-7	51 13.0	10 17.5	450	2.59	BO
92-7	51 12.0	10 18.5	470	2.11	BO
93-7	51 13.0	10 16.0	452	2.18	BO
94-7	51 10.0	10 20.5	450	1.61	BO
95-7	51 4.0	10 25.0	430	2.23	BO
96-7	51 2.4	11 37.0	350	1.54	BO
97-7	51 12.3	10 40.0	260	1.50	BO
98-7	51 12.5	10 38.0	260	1.10	BO
99-7	51 12.0	10 39.0	240	1.52	BO
100-7	51 10.5	10 42.5	240	1.96	BO
101-7	50 57.8	10 41.5	336	1.61	BO
102-7	50 58.5	10 39.0	320	1.91	BO
103-7	50 58.0	10 40.5	340	1.59	BO
104-7	50 58.0	10 36.0	375	1.58	BO
105-7	51 7.6	10 41.0	225	2.19	BO
106-7	51 9.0	10 38.5	210	1.88	BO
107-7	51 7.0	10 42.0	190	1.68	BO
108-7	50 57.0	10 31.5	295	1.56	BO
109-7	50 58.0	10 31.0	320	1.78	BO
110-7	51 13.0	10 32.0	260	0.93	BO
111-7	51 13.0	10 28.5	225	1.43	BO
112-7	51 12.7	10 33.0	225	1.08	BO
113-7	51 15.0	10 32.0	320	1.33	BO
114-7	50 57.0	10 51.5	275	1.05	BO
115-7	50 51.5	10 46.0	395	2.25	BO
116-7	51 9.0	11 18.0	150	0.78	BO
117-7	51 18.0	10 27.5	452	1.50	BO
118-7	51 6.0	11 12.0	225	1.37	BO
119-7	51 9.5	10 58.0	170	1.60	BO
120-7	51 19.0	10 32.5	463	1.87	BO
121-7	51 3.0	10 36.0	340	1.60	BO
122-8	47 4.6	10 10.9	1300	1.90	TU
123-8	47 1.8	13 5.7	1200	1.80	TU
124-8	46 22.6	7 42.0	1200	1.90	TU
125-8	46 33.5	8 33.4	1050	1.40	TU
126-8	46 13.5	8 3.8	1250	2.20	TU
127-9	45 51.0	6 52.7	900	1.99	TU
128-10	47 33.1	10 43.5	814	2.10	BI
129-10	47 59.6	11 7.4	533	1.71	BI
130-10	47 45.2	9 9.2	395	1.64	BI
131-10	47 42.1	9 13.2	395	1.54	BI
132-10	47 39.7	9 16.0	395	1.56	BI

Table 2: (continuation):

Aut.	Φ	A	A	q	
133-10	47 37.6	9 22.4	395	1.92	BI
134-10	47 35.3	9 29.7	395	1.88	BI
135-10	47 33.6	9 32.1	395	1.84	BI
136-10	47 32.5	9 36.8	395	1.36	BI
137-10	47 52.4	8 2.0	1108	1.55	BI
138-10	51 39.3	10 20.6	241	1.40	BI
139-10	50 24.8	7 16.3	275	1.74	BI
140-10	50 8.0	6 55.5	411	1.46	BI
141-10	47 43.7	11 51.8	777	1.52	BI
142-10	50 10.6	6 51.5	484	1.44	BI
143-10	52 0.6	7 20.5	107	1.39	BO
144-10	53 45.9	10 5.8	24	1.12	BO
145-10	53 39.3	9 43.8	9	1.25	BO
146-10	50 6.6	11 41.5	665	1.35	BO

must first be corrected according to the temperature prevailing at the depth concerned.

The samples in question are sandstones and sandstones with a varying clay content. Therefore, a curve for quartzitic sandstones, according to BIRCH and CLARK [1940], was used to give the conductivity is represented as a function of temperature. The following values have thus been obtained:

Depth range (m)	$\text{grad } T \cdot 10^4$ (deg cm ⁻¹)	$\lambda_m \cdot 10^3$ (cal cm ⁻¹ s ⁻¹ deg ⁻¹)	$\lambda_{m, T} \cdot 10^3$ (cal cm ⁻¹ s ⁻¹ deg ⁻¹)	$q = \text{grad } T \cdot \lambda_{m, T}$ (μ cal cm ⁻² s ⁻¹)
0-1860	3.28	4.27 (3)	4.26	1.39
-3450	2.74	6.79 (11)	6.49	1.78
-5950	3.80	7.80 (22)	6.22	2.51

where:

λ_m = average thermal conductivity of several samples taken from the depth range concerned, number of samples in brackets

$\lambda_{m, T}$ = corrected thermal conductivity

q = terrestrial heat flow

With increasing depth the heat flow values show a considerable increase. This can be interpreted as a locally confined strong heat source located not too far below the bottom of the drill hole, or as a non-stable temperature field. Unfortunately it is not certain that the correction of the conductivities is reliable, or that the temperature values measured in the drill hole are representative. However, it can be

assumed that the errors produced by this fact are mostly unimportant in the uppermost section of the drill hole. For this reason a value $q = 1.39 \mu\text{cal cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ is taken as probable for this point.

Heat flow values were determined in two other drill holes north of Hamburg and in a drill hole near Weißenstein/Oberpfalz. As no particular difficulties arose in connection with their determination, only the final results are given in Table 2, nos. 144–146.

3. Mean values and trend surfaces

All heat flow values, which were previously known in Germany, are compiled in Table 2. In addition this Table contains 6 values from the Alps [CLARK 1961, BOSSOLASCO and PALAU 1966], which also served as supporting values for the isoline map (Fig. 2). The coordinates and heights of the heat flow values taken from literature were determined by means of topographical maps (scale 1:25000, 1:100000) according to the indications given in the text; they include corresponding errors.

From Fig. 1 the location of the measuring points can be seen. The rather irregular distribution and in particular the lack of values in Northern Germany can be also clearly seen.

The mean of all values is $\bar{q} = 1.71 \mu\text{cal cm}^{-2}\text{s}^{-1}$; the mean without the unusually high values from the Rhinegraben (nos. 21–24, 34) and the low value on the Elbe (no. 38) is $\bar{q}^* = 1.67 \mu\text{cal cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. The above mentioned values had already been sorted out from the first 45 values [GRAF et al. 1966] after a checking for mavericks [HAENEL 1971]. These mean values lie within the range which can be expected for the tectonic units “paleozoic folded areas” to “young folded mountains” in Eurasia [LUBIMOVA and POLYAK 1969].

The required trend surface of n th-order can be found from the general equation:

$$z(x, y) = \sum_{i, j=0}^n a_{ij} x^i y^j, \quad a_{ij} = 0 \text{ for all } i + j > n \quad (1)$$

where $z(x, y)$ is the value of the trend surface at point x, y and the a_{ij} are constant coefficients. These coefficients are determined from N measured values

$$\left(N \geq \frac{n}{2}(n+1) + (n+1) \right)$$

according to the method of least squares by finding the minimum of the function $\Phi(a_{ij}, z_k)$:

$$\Phi = \sum_{k=1}^N \left(\bar{z}_k - \sum_{i, j=0}^n a_{ij} x_k^i y_k^j \right)^2 = \min. \quad (2)$$

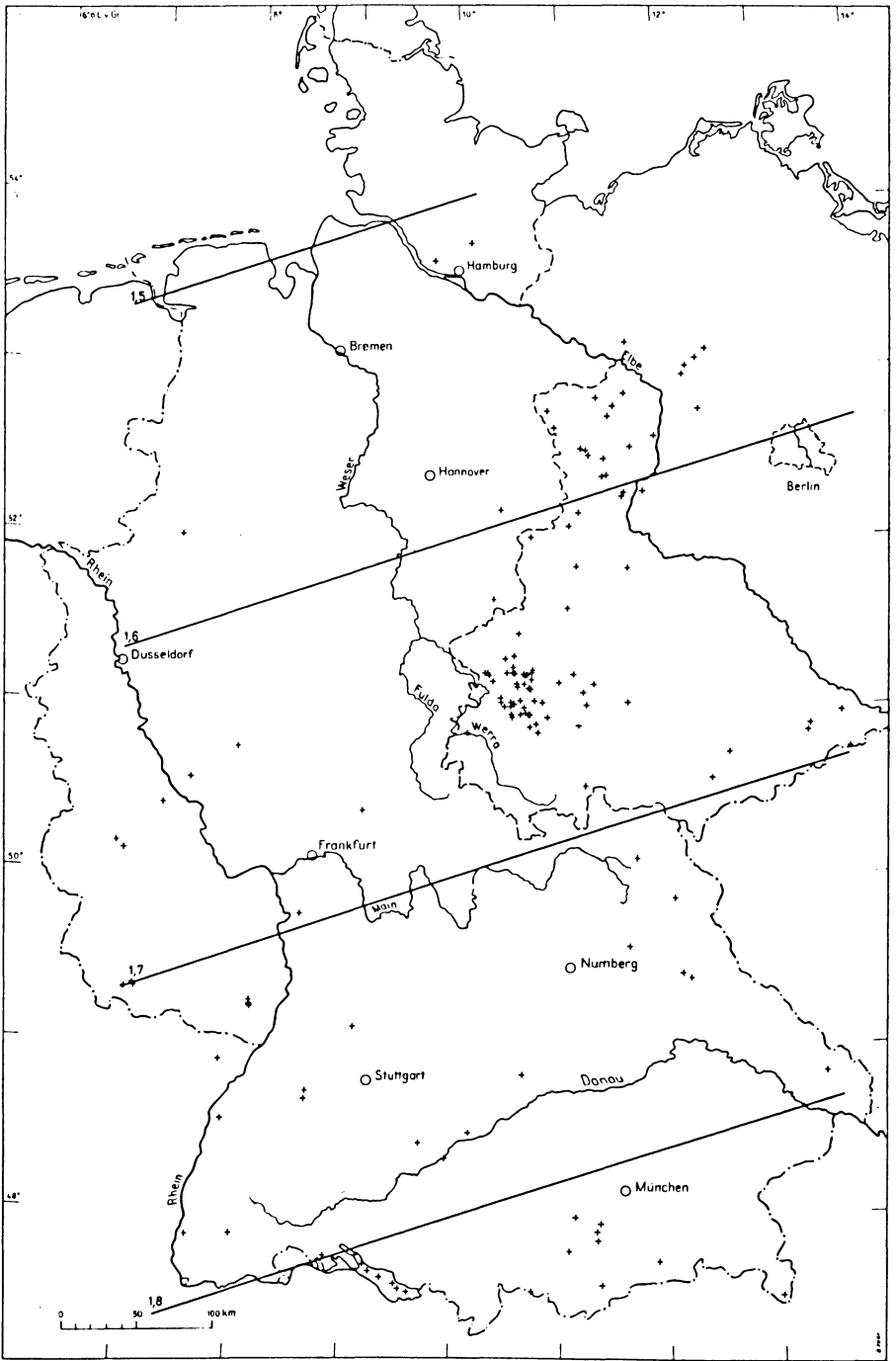


Fig. 1: Distribution of heat flow measuring points and isolines of a trend surface of the 1st order, unit in $\mu\text{cal cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

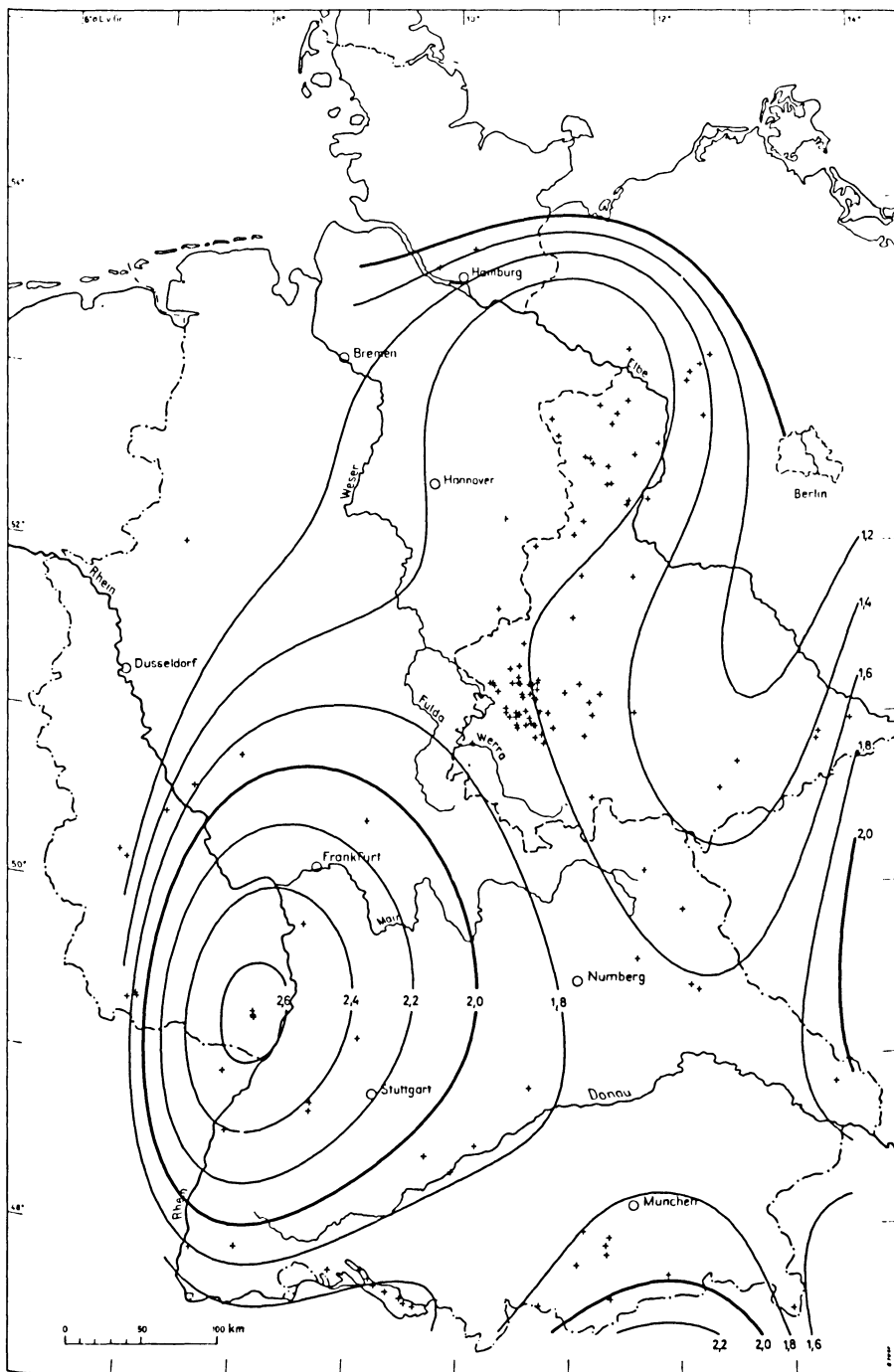


Fig. 2: Isolines of a trend surface of the 5th order, unit in $\mu\text{cal cm}^{-2}\text{s}^{-1}$

For a trend surface of n th order we get a system of equations with

$$\frac{n}{2}(n+1) + (n+1)$$

equations for the determination of the coefficients a . This system of equations can be solved with Gauss' algorithm [ZURMÜHL 1965].

In Fig. 1 the result of the trend analyses of the 1st order is given, without the high values 21 – 24 and 34 and the low value 38 of Table 2. There tends to be an increase in terrestrial heat flow from NNW to SSE.

Fig. 2 shows the result of the trend analysis of the 5th order; this result has been obtained by applying all values listed in Table 2. By a test method, kindly supplied by Dr. MUNDY*) it was found that the data available can best be represented by a trend surface of the 5th order. Dr. MUNDY also provided the programs required for the plotter, in particular for the automatic map drawing.

From Fig. 2 it can be seen that within the range of the Rhinegraben a distinct maximum is to be found, there are also, in NE Germany, indications of a slight negative anomaly, and in the south, indications of a positive anomaly. It should, however, be emphasized that the levelling effect of the trend analysis tends to reduce the maxima e.g. at its center, but on the other hand, it causes a certain extension of these maxima. Moreover, it must be recalled that the polynomial representations near the margins nearly always show strong gradients, which are not representative of the material under investigation.

4. Interpretation

Fig. 3 shows a profile of the earth's crust approximately from Cologne to Munich, with the Mohorovicic Discontinuity representing its lower boundary according to GIESE and STEIN [1971]. The structures within the earth's crust are not, in general, so early indentified as the Mohorovicic Discontinuity. At some points of the profile Prof. GIESE**) indicated a transition zone of dominantly acid rocks to dominantly basic material (personal communication). It is represented here, however, as a continuous boundary, in order to simplify the calculations.

The composition of the dominantly acid rocks (crust material A) is only known by approximation. According to BORCHERT [1951] and WICKMAN [1954] about 210 to 230 kg of sediments per cm^2 of the earth's surface and about 140 kg of granite per cm^2 have to be assumed as average world rates. The ratio of sediments and

* Dr. E. MUNDY, Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung, 3 Hannover-Buchholz, Stilleweg 2.

** Prof. Dr. P. GIESE, Freie Universität Berlin, Geophysikalisches Institut, 1 Berlin, Podbielskiallee 62.

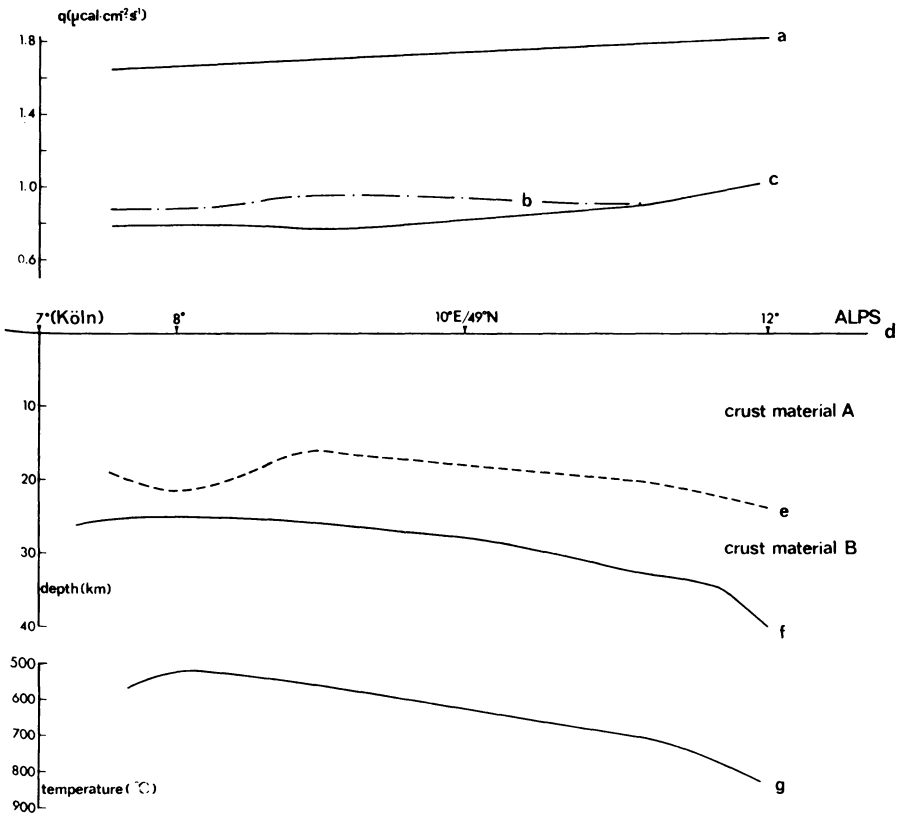


Fig. 3: Profile Cologne - Munich with.

- a) distribution of heat flow, in this profile according to Fig. 1,
- b) difference between heat flow on profiles a and c,
- c) heat flow above the Mohorovicic Discontinuity,
- d) earth surface,
- e) transition from acid (crust material A) to basic (crust material B) material,
- f) Mohorovicic Discontinuity,
- g) temperature at the Mohorovicic Discontinuity referring to a mean granite percentage of 33.33% in the crust material A.

granites is thus approximately 1.6:1, which is, however, certainly too high, e.g. for Scandinavia, and too low for Germany. For this reason a ratio of 2:1 (33.33% granite) will be taken as the basis for further considerations. The values: sediment $H_1 = 0.18 \cdot 10^{-12} \text{ cal cm}^{-3}\text{s}^{-1}$, granite $H_2 = 0.69 \cdot 10^{-12} \text{ cal cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ and/or sediment with 33.33% granite $H_A = 0.35 \cdot 10^{-12} \text{ cal cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ and basic rocks $H_B = 0.16 \cdot 10^{-12} \text{ cal cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ [MacDONALD 1965, SCHÖSSLER and SCHWARZLOSE 1959], are used in the following considerations.

The resultant contribution to the heat flow is represented as profile c in Fig. 3. It amounts, on average, to $0.8 \mu\text{cal cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Moreover, the pertinent heat flow from Fig. 1 is represented as profile a and the difference from profile c was calculated. The difference, represented in profile b, amounts to about $0.9 \mu\text{cal cm}^{-2}\text{s}^{-1}$; the percentage of heat flow rising from below the Mohorovicic Discontinuity is concerned here.

In Fig. 3 the temperatures at the Mohorovicic Discontinuity are also represented. These were calculated from the relation:

$$T = T_0 + \frac{q \cdot z}{\lambda} - \frac{H_z^2}{2\lambda} \quad (5)$$

where T = required temperature, $T_0 = 10^\circ\text{C}$ = mean annual temperature at the earth's surface, q = terrestrial heat flow from profile a of Fig. 3, z = depth, H = heat production, and λ = thermal conductivity; this was taken to be $6 \cdot 10^{-3} \text{ cal cm}^{-1}\text{s}^{-1}\text{deg}^{-1}$ for lack of accurate values.

The temperatures which were thus obtained (profile g of Fig. 3) do not get lie within the transformations range of basic rocks into eclogite.

In the next section a contribution to the interpretation of the positive anomaly in the Rhinegraben is given. If there is a granitic layer embedded in the sediments, a higher heat flow results than without granitic layer. The following formula is given by SIMMONS [1967] for calculating the increase of heat flow caused by a horizontal, circular plate:

$$\Delta q = \frac{H \cdot h}{2\pi} \cdot \omega, \quad \omega = f\left(\frac{z}{R}, \frac{x}{z}\right), \quad R > h \quad (6)$$

where:

Δq = increase of heat flow ($\text{cal cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)

H = heat production ($\text{cal cm}^{-3}\text{s}^{-1}$); surplus production in comparison with the normal field

h = thickness of the plate (cm)

z = depth of the plate center (cm)

x = horizontal coordinates

R = radius of the plate

The function ω is graphically represented in SIMMONS [1967].

A plate with $R = 100 \text{ km}$, $h = 16 \text{ km}$, $z = 12 \text{ km}$ and a heat production of $H_1 = 0.69 \cdot 10^{-12} \text{ cal cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ was taken as the basis for the calculation. From an average heat production of the surrounding rock $H_2 = 0.18 \cdot 10^{-12} \text{ cal cm}^{-3}\text{s}^{-1}$, it follows that $H = H_1 - H_2 = 0.51 \cdot 10^{-12} \text{ cal cm}^{-3}\text{s}^{-1}$, and thus the heat flow Δq results, represented in Fig. 4 (dash-lined curve). If it is assume that, in this area, the

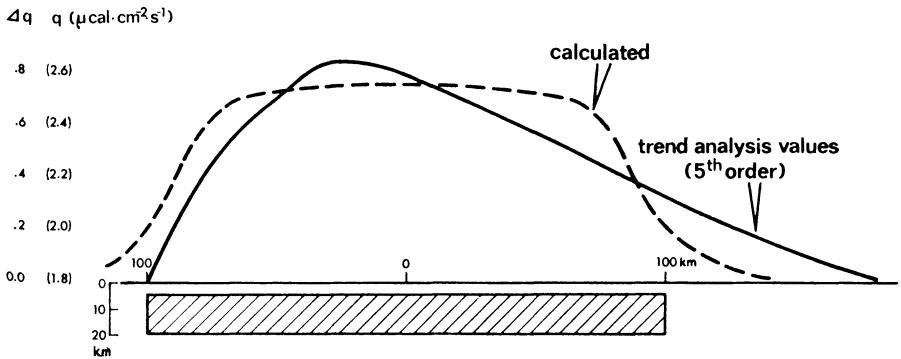


Fig. 4: A granite plate as a possible explanation of the measured increased heat flow in the upper Rhinegraben.

heat flow can be regarded as anomalous, when greater than $1.8 \mu\text{cal cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (see also Fig. 1), the heat flow distribution is obtained, as given in Fig. 4 (solid curve) for a profile across the center of the anomaly in Fig. 2 parallel to the circle latitude.

There are indications that the curves correspond with each other; probably, this correspondence would even be better if the plate were slightly inclined. It must, however, be emphasized that the "measured curve" is taken from the trend surface and that, at its maximum anomaly value, it only reached about half the maximum anomaly value which was measured there.

To sum up, it can be stated that the geothermal data within the range of the Rhinegraben anomaly are not in contradiction with the seismic data. By geothermal methods both a granitic "anomalous body" and a low velocity channel [HAENEL 1970] can be found there.

Thanks are given to the Deutsche Forschungsgemeinschaft (German Scientific Research Foundation) who helped by financial support to carry out these heat flow measurements. Moreover, the author wishes to express his thanks to Prof. Dr. A. HAHN for his many valuable suggestions referring to the wording of this paper, and to Mr. G. ZOTH, engineer, for his cooperation during the measurements.

References

- BECKER, D., and W. MEINKE: Der Wärmefluß zwischen Harz und Priegnitz. *Z. f. angew. Geologie*, 14, 291–297, 1968.
- BIRCH, F., and H. CLARK: The thermal conductivity of rocks and its dependence upon temperature and composition. *Am. Journ. of Sc.*, 238, part I, 529–558, part II, 613–635, 1940.

- BORCHERT, H.: Zur Geochemie des Kohlenstoffs. *Geochim. Cosmochim. Acta* 2, 62–75, 1951.
- BOSSOLASCO, M., and C. PALAU: Il flusso geotermico sotto il Monte Bianco. *Geofisica e Meteor.* 14 (5/6), 135–138, 1967.
- CLARK, P. S.: Heat flow in the Austrian Alps. *Geophys. J.* 6 (1), 54–63, 1961.
- CREUTZBURG, H.: Zur Wärmeleitfähigkeit des paläozoischen Gebirges in der Bohrung Münsterland I. *Fortschr. Geol. Rheinl. u. Westf.* 11, 395–402, Krefeld, 1963.
- : Untersuchungen über den Wärmestrom der Erde in Westdeutschland. *Kali u. Steinsalz*, Essen 1964.
- GIESE, P., und A. STEIN: Versuch einer einheitlichen Auswertung tiefenseismischer Daten aus dem Bereich zwischen Nordsee und Alpen. *Z. Geophys.* 37, 237–272, 1971.
- HAENEL, R.: Interpretation of the terrestrial heat flow in the Rhinegraben. *Graben Problems*, E. Schweizerbartsche Verlagsbuchh., Stuttgart, 116–120, 1970.
- : Eine neue Methode zur Bestimmung der terrestrischen Wärmestromdichte in Binnenseen. *Z. Geophys.* 36, 725–742, 1970.
- : Bestimmungen der terrestrischen Wärmestromdichte in Deutschland. *Z. Geophys.* 37, 119–134, 1971.
- HEDEMANN, H. A.: Auswertung von Temperaturdaten aus Tiefbohrungen. *Erdöl u. Kohle* 20 (5), 337–343, 1967.
- HÜCKEL, B., und O. KAPPELMEYER: Geothermische Untersuchungen im Saarkarbon. *Z. dt. geol. Ges.*, Hannover, 117, 280–311, 1966.
- KAPPELMEYER, O.: The geothermal field of the upper Rhinegraben. *The Rhinegraben Progress Report 1967*. *Abh. geol. Landesamt Baden-Württemberg* 6, 101–103, 1967.
- LUBIMOVA, E. A., and B. G. POLYAK: Heat flow map of Eurasien. In: *The Earth's Crust and Upper Mantle*. Monograph No. 13. *Am. Geophys. Union.*, Washington, 82–88, 1969.
- MACDONALD, G. J.: Geophysical deductions from observations of heat flow. In: *Terrestrial Heat Flow*, Monograph No 8, *Am. Geophys. Union.*, Washington, 191–210, 1965.
- MEINCKE, W., E. HURTIG, und J. WEINER: Temperaturverteilung, Wärmeleitfähigkeit und Wärmefluß im Thüringer Becken. *Geophys. u. Geol.* 11, 40–71, 1967.
- MUELLER, St., E. PETERSCHMITT, K. FUCHS, and J. ANSORGE: The rift structure of the crust and upper mantle beneath the rhinegraben. *The Rhinegraben Progress Report 1967*. *Abh. geol. Landesamt Baden-Württemberg* 6, 108–113, 1967.
- SCHÖSSLER, K., und J. SCHWARZLOSE: Geophysikalische Wärmeflußmessungen. *Freiberger Forschungshefte, Geophys.*, C 75, 1–120, 1959.
- SIMMONS, G.: Interpretation of heat flow anomalies, 1, Contrast in heat production. *Reviews of Geophys.* 5 (1), 42–52, 1967.
- WICKMAN, F., E.: The "total" amount of sediments and the composition of the "average igneous rock". *Geochimica et Cos. Acta* 5, 97–110, 1954.
- ZURMÜHL, R.: *Praktische Mathematik für Ingenieure und Physiker*, 5. Aufl., Springer Verlag, 1965.

Tidal Analyses of Simultaneous Records Taken by Two Askania Borehole Tiltmeters

D. FLACH, O. ROSENBACH, Clausthal¹⁾ and H. WILHELM, Göttingen²⁾

Eingegangen am 3. Dezember 1971

Summary: Since June 1968 horizontal tidal accelerations are recorded with novel vertical borehole pendulums at the test station Zellerfeld-Mühlenhöhe. The records of two tiltmeters at depths of 15 m and 30 m are analysed according to the method of VENEDIKOV. It is shown by a comparison of the results that the depth of the borehole may affect the measurements and that an error in the azimuth of the pendulum changes the results of the analysis considerably. A disturbing influence of the electronic filter must also be taken into consideration. Systematic differences between the results can thus be explained.

Zusammenfassung: Seit Juni 1968 werden auf der Teststation Zellerfeld-Mühlenhöhe horizontale Gezeitenbeschleunigungen mit neuen Bohrloch-Vertikalpendeln gemessen. Die Registrierungen von zwei Pendeln in Tiefen von 15 m bzw. 30 m werden nach einem von VENEDIKOV entwickelten Verfahren analysiert. Ein Vergleich der Ergebnisse zeigt, daß die Tiefe der Bohrlöcher die Messungen beeinflussen kann und daß ein Fehler des Pendelazimut die Analyseergebnisse merklich verändert.

Auch ein störender Einfluß des elektronischen Filters muß berücksichtigt werden. Systematische Unterschiede der Analyseergebnisse können auf diese Weise erklärt werden.

1. Introduction

Since 1968 horizontal tidal accelerations are measured in Clausthal-Zellerfeld by vertical pendulums, recently constructed by ASKANIA according to suggestions of A. GRAF [JACOBY 1966]. A description of the installation of these borehole tiltmeters at the test station of Zellerfeld-Mühlenhöhe (geographical coordinates: $\Phi_N = 51^\circ 49' 20''$, $\lambda_E = 10^\circ 20' 30''$) has been given by FLACH and ROSENBACH [1971 a], and first results of tidal analyses were published by FLACH, ROSENBACH and WILHELM [1971 b]. It is now possible, after measurements have been made over a period of several years, to compare the results of two pendulums, which had been installed in 3 boreholes, about 25 m apart, at depths of 15 m and 30 m respectively. This comparison gives information about the quality of the measurements and an estimate of the possible errors.

¹ Dr. Dieter FLACH and Prof. Dr. Otto ROSENBACH, Institute of Geophysics, Technical University Clausthal, West-Germany.

² Dr. Helmut WILHELM, Institute of Geophysics, University Göttingen, West-Germany.

Table 1: Analysis periods and distribution of tiltmeters in the boreholes at the test station Zellerfeld-Mühlhöhe ($\Phi_N = 51^\circ 49' 20''$, $\lambda_E = 10^\circ 20' 30''$).

No.	Periods of Analysis		Pendulum No.	Borehole Depth
	Year	Interval		
I	1968	20. 6. - 19. 7.	P_1	15 m
		20. 6. - 19. 7.	P_2	30 m
II	1968	25. 7. - 20. 10.	P_1	15 m
		25. 7. - 17. 10.	P_2	30 m
III	1968/69	30. 10. - 2. 1.	P_1	30 m
		30. 10. - 2. 1.	P_2	15 m
IV	1969	4. 1. - 19. 2.	P_1	30 m
		3. 1. - 14. 2.	P_2	15 m
V	1969/70	17. 12. - 9. 2.	P_2	30 m
VIa	1970	31. 5. - 30. 9.	P_2	30 m
VIb	1970	31. 5. - 9. 9.	P_1	30 m

2. Analysis

The periods of analysis and the distribution of the pendulums in the boreholes are given in table 1.

The harmonic analysis of the Earth tide measurements has been performed according to the method of VENEDIKOV [1966]. To use this method it is necessary to have samples of data consisting of 48 successive hourly values. The number N of intervals which are analysed should not be smaller than 15, because the separation of the interesting diurnal and semidiurnal tides into individual frequency groups can only be done if recordings of a period of about one month are available. If $N \gtrsim 15$, then the diurnal tides are divided into 6 groups with the principal waves Q_1 , O_1 , M_1 , K_1 , J_1 , OO_1 and the semi-diurnal tides into 5 groups with the principal waves $2N_2$, N_2 , M_2 , L_2 and S_2 . It is the aim of this method of tidal analysis to determine the amplitude ratio γ and the phase difference α between the measured Earth tides and the corresponding theoretical tides, computed for a rigid Earth model. In the VENEDIKOV method it is assumed that all waves belonging to one frequency group have identical amplitude ratios and phase differences. However, this assumption may not be always justified; therefore better methods should be developed for future analyses.

3. Results

The vertical pendulum records the horizontal variation of gravity in two orthogonal components X and Y . This coordinate system is rotated by an azimuth Ψ with respect to the geographical coordinate system. This angle must be determined to a precision

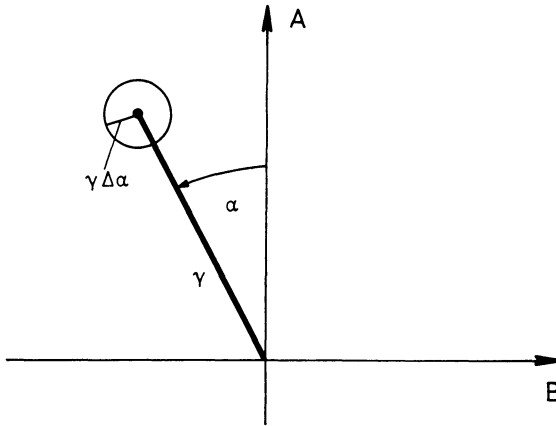


Fig. 1: Harmonic dial of the relative partial tide $\gamma \cos(\omega t + \alpha) = A \cos \omega t + B \sin \omega t$ and error circle with radius $\gamma \cdot \Delta\alpha$.

of about 0.5° after the installation of the pendulum in the borehole [FLACH et al. 1971a].

As the oscillation period of the pendulum is in the frequency range of microseismicity, the output signal is smoothed by an electronic low-pass filter. This changes the phase of the recorded tides and complicates the calibration of the instrument [FLACH et al. 1971c]. The results of the analyses of the Earth tide records of the two tiltmeters are presented in the table 2 for the two main diurnal tides K_1 and O_1 and for the three main semi-diurnal tides M_2 , S_2 and N_2 . A heavy dividing line between two successive periods of analysis indicates that the places and azimuths of the pendulums have been changed.

To illustrate the results it is suitable to use graphs which correspond to harmonic dials. In figure 1 the relative partial tide

$$\gamma \cos(\omega t + \alpha) = A \cos \omega t + B \sin \omega t$$

is given by the vector γ of length γ and phase α and the root mean square error by an error circle with radius $\gamma \cdot \Delta\alpha$. If $\alpha > 0$, then the Earth tide precedes the corresponding theoretical tide by $\tau = \alpha/\omega$. If Earth tides and theoretical tides would completely agree, the result would be a vector of unit length in the direction of A . In this way the data of table 2 for the principal waves K_1 , M_2 and S_2 are presented in the following figures. The comments concerning these figures hold therefore also for the data of table 2.

Figure 2a shows the results of the first four periods of analysis shown in table 1. The numbers "1" and "2" refer to the tiltmeters P_1 and P_2 . In the periods, labelled I and II, pendulum P_1 was in the 15m borehole and P_2 in a 30m borehole. In October

Table 2: Results of harmonic analysis after VENEDIKOV. N number of intervals.

Period No.	Pend.	N	O_1		K_1		N_2		M_2		S_2	
			γ	α	γ	α	γ	α	γ	α	γ	α
NS - component												
I	P_1	15	1,068	28,45	1,106	33,17	0,797	4,67	0,700	12,45	0,739	17,98
	P_2	15	± 72 0,926	3,85 27,37	44 0,934	2,26 27,76	65 0,745	4,66 -14,60	12 0,660	0,99 - 2,31	37 0,648	2,88 5,95
II	P_1	25	± 67 1,083	4,17 30,06	41 1,053	2,52 20,13	50 0,716	3,82 6,72	9 0,731	0,80 11,30	28 0,741	2,38 19,46
	P_2	17	± 105 0,900	5,65 22,58	88 0,862	4,77 23,65	104 0,599	8,34 - 2,98	16 0,645	1,22 - 1,08	25 0,696	1,97 6,73
III	P_1	29	± 105 0,861	6,46 7,02	64 0,806	4,58 14,69	98 0,741	7,54 - 23,80	21 0,652	1,82 - 10,34	46 0,600	4,44 - 4,63
	P_2	17	± 244 1,180	11,83 1,14	150 1,174	7,33 - 5,80	101 0,771	7,49 - 5,64	27 0,669	2,34 1,76	51 0,686	4,29 8,12
IV	P_1	22	± 124 0,980	9,72 7,28	84 0,817	5,87 15,29	56 0,718	4,44 - 19,65	10 0,642	0,92 - 8,30	21 0,637	1,85 - 1,38
	P_2	17	± 211 0,777	-13,17 15,56	1319 141	1,42 6,15	738 79	7,65 6,16	15 1,5	4,11 1,23	0,680 27	9,31 2,30
V	P_2	22	± 103 0,923	-14,47 6,39	6 1,03	-18,82 3,43	0,688 34	-14,39 2,86	0,656 7	-11,54 0,61	0,622 17	- 0,75 1,56
	P_2	16	± 127 0,940	9,82 7,71	85 0,936	-10,48 5,18	178 0,751	6,34 13,55	33 33	8,19 2,75	0,639 75	- 1,20 6,74
VIa	P_1	15	± 109 1,09	32,72 9,73	131 0,994	33,29 7,55	0,742 77	2,19 5,92	0,661 16	6,03 1,40	0,709 34	12,94 2,72

EW - component

I	P_1	15	0,711	- 2,33	0,793	- 1,55	0,870	- 3,87	0,799	- 0,07	0,754	- 1,15
			\pm 18	1,49	11	0,81	50	3,38	9	0,65	28	2,12
	P_2	15	0,739	5,18	0,803	4,25	0,967	- 9,80	0,858	- 3,16	0,806	- 2,74
			\pm 18	1,42	11	0,80	37	2,19	7	0,45	21	1,48
II	P_1	25	0,722	7,10	0,746	- 4,52	0,879	- 7,52	0,818	- 1,18	0,707	0,58
			\pm 76	6,06	64	4,88	110	7,17	16	1,12	26	2,12
	P_2	17	0,725	4,99	0,769	3,94	0,908	- 9,96	0,857	- 4,09	0,799	0,22
			\pm 42	3,30	30	2,19	72	4,57	10	0,70	18	1,27
III	P_1	29	0,656	4,48	0,773	7,42	0,787	- 10,43	0,826	- 2,64	0,665	- 1,31
			\pm 35	3,07	22	1,61	118	8,58	25	1,70	55	4,74
	P_2	17	0,553	-41,48	0,969	13,78	0,751	-32,31	0,859	- 0,73	0,599	- 3,46
			\pm 367	37,95	232	13,71	231	17,63	62	4,11	116	11,07
IV	P_1	22	0,718	11,64	0,719	5,37	0,904	- 1,94	0,822	- 1,37	0,751	- 1,76
			\pm 36	2,87	24	1,92	39	2,48	7	0,49	14	1,08
	P_2	17	0,617	-11,84	0,758	- 3,67	0,846	-13,60	0,849	- 7,23	0,782	- 9,53
			\pm 107	9,99	72	5,43	70	4,71	13	0,89	23	1,72
V	P_2	22	0,553	-12,37	0,660	12,95	0,802	- 0,50	0,816	- 9,80	0,829	- 7,83
			\pm 81	8,43	49	4,27	94	6,71	19	1,33	45	3,14
VIa	P_2	16	0,772	- 8,72	0,767	- 2,46	1,00	16,98	0,872	- 7,05	0,737	- 10,88
			\pm 99	7,35	66	4,94	23	13,13	42	2,78	96	7,46
VIb	P_1	15	0,658	11,96	0,683	5,50	0,909	4,21	0,826	0,43	0,734	2,08
			\pm 82	7,12	58	4,89	768	4,84	16	1,11	33	2,60

		I	II	III	IV	Scale
K ₁	NS					$\left \begin{matrix} \gamma \\ 0.7 \end{matrix} \right $
	EW					$\left \begin{matrix} \gamma \\ 0.7 \end{matrix} \right $
M ₂	NS					$\left \begin{matrix} \gamma \\ 0.7 \end{matrix} \right $
	EW					$\left \begin{matrix} \gamma \\ 0.7 \end{matrix} \right $
S ₂	NS					$\left \begin{matrix} \gamma \\ 0.7 \end{matrix} \right $
	EW					$\left \begin{matrix} \gamma \\ 0.7 \end{matrix} \right $

Fig. 2a: Harmonic dials of main waves, corresponding to the results of tab. 2, periods I-IV, 1:P₁; 2:P₂.

1968 the two pendulums were exchanged. Then the recordings of the periods III and IV were taken.

Figure 2b shows the vector differences between the vectors of the two tiltmeters in figure 2a on a larger scale, i.e. the difference $\Delta\gamma$ between the vector γ_0 of the upper pendulum in the 15m borehole and the vector γ_u of the lower tiltmeter in the 30m borehole.

The first column V of figure 3 shows the results of measurements of pendulum P₂ in a 30m borehole. The two following columns contain the results of period VI, when

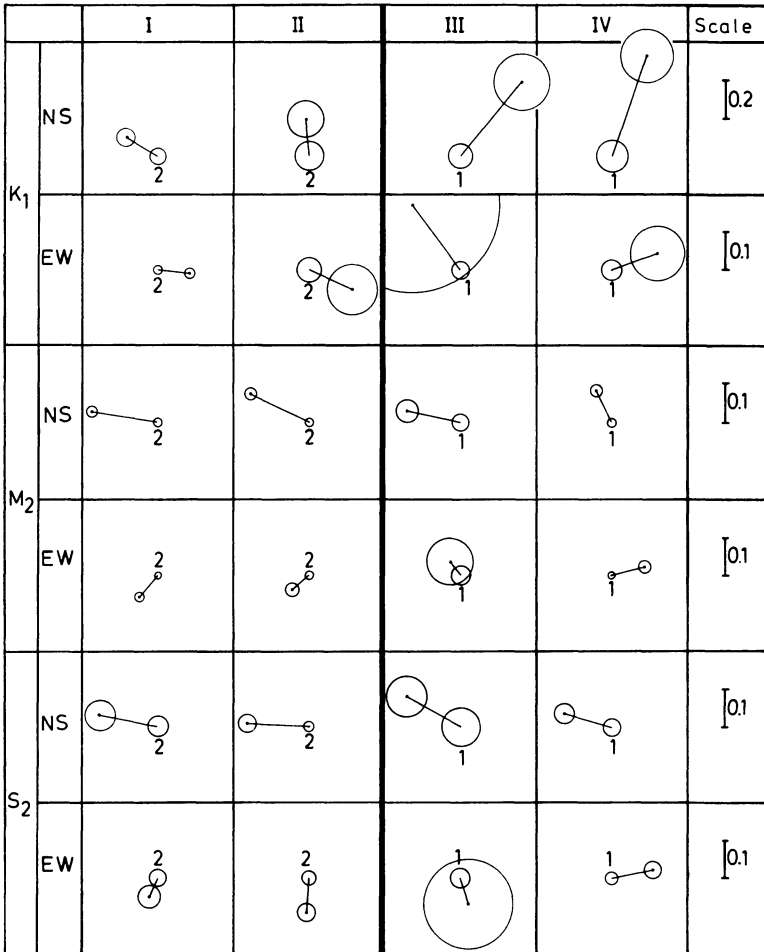


Fig. 2b: Vector differences $\Delta\gamma = \gamma_0 - \gamma_u$ and error circles of fig. 2a. 1,2 number of pendulum, being in the deep borehole, periods I-IV, 1: P_1 ; 2: P_2 .

both tiltmeters were put in boreholes of 30m depth. The last column shows how the results of column VIa are affected when the azimuth Ψ is arbitrarily changed by $\Delta\Psi = 6^\circ$, when making the evaluation.

4. Discussion

The results of the preceding section are influenced by effects which have not yet been taken into account. Systematic errors in Earth tide measurements can be caused

		V	VIa	VI b	(VIa)	Scale
K ₁	NS					$\left \begin{matrix} Y \\ 0.7 \end{matrix} \right $
	EW					$\left \begin{matrix} \\ 0.7 \end{matrix} \right $
M ₂	NS					$\left \begin{matrix} \\ 0.7 \end{matrix} \right $
	EW					$\left \begin{matrix} \\ 0.7 \end{matrix} \right $
S ₂	NS					$\left \begin{matrix} \\ 0.7 \end{matrix} \right $
	EW					$\left \begin{matrix} \\ 0.7 \end{matrix} \right $

Fig. 3: Harmonic dials of main waves, corresponding to the results of tab. 2, periods V and VI. For column (VIa), refer to the text.

by the recording device. Similar influences are due to ocean tides, to meteorological fluctuations with tidal frequencies and to the geological structure of the environment of the recording place. Statistical errors can be produced by the instrument, but also by intermittent meteorological or geophysical events.

A measure of the statistical error is the radius of the error circle. It is particularly large in the *NS*-component of the diurnal waves and in the period III. The *NS*-component of the diurnal waves is very much disturbed, because it disappears at 45°

latitude and is still very small at the station. Period III includes greater disturbances because the tiltmeters had not enough time to settle after installation.

Fig. 2a shows that the differences between both pendulums are nearly constant during the periods I and II as well as during III and IV. This suggests a systematic influence independent of ocean tides. It may depend on the underlying geological structure because of the different depths of the boreholes. The fact that the smaller amplitude ratios of the *NS*-component of K_1 and O_1 are given by the tiltmeters in the 30m boreholes is in favour of this argument. On the other hand the results of figure 3, column VIa and VIb, show that there must be another systematic error. Although both pendulums were in the 30m boreholes during period VI, there are systematic differences in the results, which are probably due to the difficulty to determine exactly the azimuth Ψ of the pendulum in the borehole. The column (VIa) of figure 3 shows, that a change of the azimuth Ψ of the tiltmeter P_2 by $\Delta\Psi = 6^\circ$, approximately, leads to an agreement with the results of pendulum P_1 , except for the *NS*-component of the diurnal waves.

The influence of an error $\Delta\Psi$ in the azimuth Ψ on the amplitude ratio and the phase difference of a tide is given by

$$\begin{aligned} \gamma(\Psi + \Delta\Psi) &= \gamma(\Psi) \cdot \begin{cases} 1 + \frac{n(\Delta\Psi)}{e(\Delta\Psi)} & \text{NS-component} \\ & \text{EW-component} \end{cases}, \\ \alpha(\Psi + \Delta\Psi) &= \alpha(\Psi) + \begin{cases} \xi(\Delta\Psi) & \text{NS-component} \\ \eta(\Delta\Psi) & \text{EW-component} \end{cases}. \end{aligned}$$

For the geographical latitude of the station Zellerfeld-Mühlenhöhe the functions $n_{1,2}$, $e_{1,2}$, $\xi_{1,2}$ and $\eta_{1,2}$ are shown in figure 4a and figure 4b respectively. The subscripts refer to the diurnal and semi-diurnal waves.

The error of azimuth for the considered periods of analysis does probably not exceed $\pm 3^\circ$. Although the precision of measurement can be increased, the problem of an exact determination of the azimuth has not yet been satisfactorily solved.

Another systematic error is caused by the filtering of the output signal [FLACH et al. 1971c]. There is a phase delay of $|\alpha| < 2^\circ$ for the diurnal waves and $|\alpha| < 4^\circ$ for the semi-diurnal waves. This error can be determined if the filter response is known for the period of measurements.

The analysis of the records does not yield exactly the same results for the two pendulums, as can be seen from section 3. This fact may be caused by the following main influences:

1. errors, as listed above,
2. indirect effects on the partial tides, e. g. oceanic tides, meteorological and hydrological effects, etc.,
3. especially also the method of analysis because of the restrictive assumptions involved.

It must be the aim of further investigations to study all these influences in terms of a complex analysis of data.

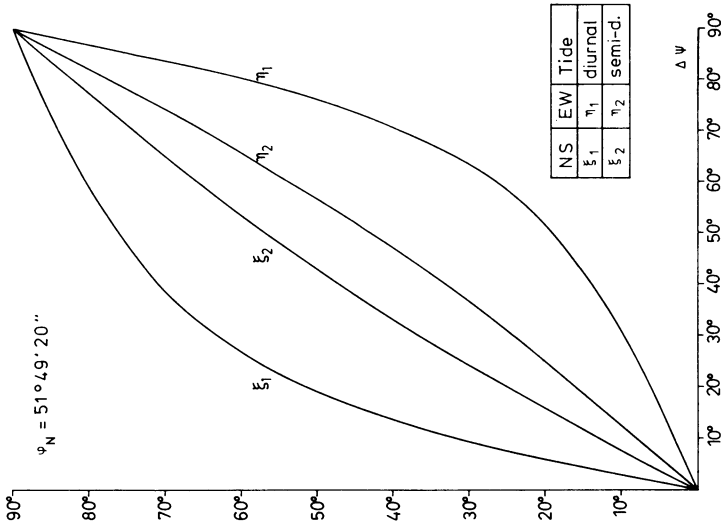


Fig. 4b.

Fig. 4a: Influence of an error $\Delta\psi$ on the amplitude ratio γ .

Fig. 4b: Influence of an error $\Delta\psi$ on the phase difference x .

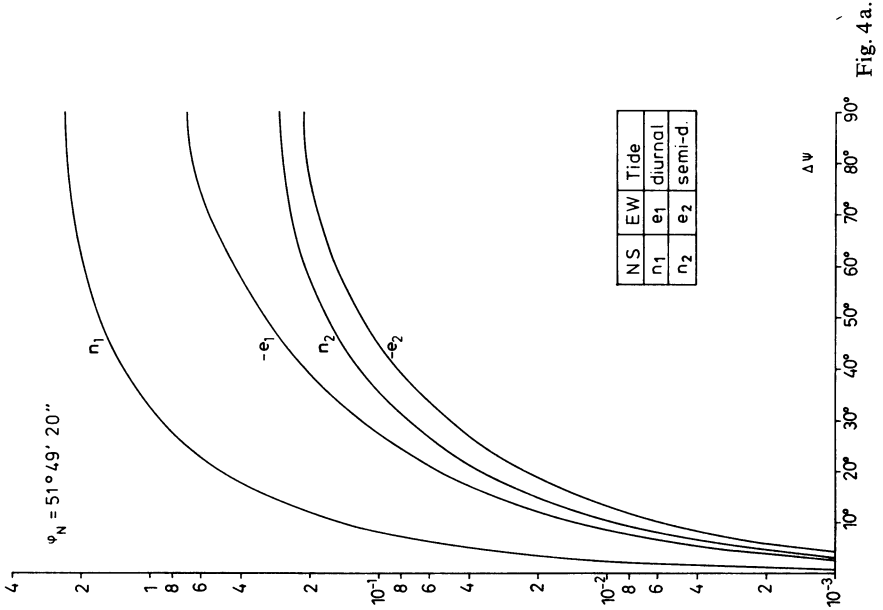


Fig. 4a.

5. Acknowledgement

The authors are grateful to the Deutsche Forschungsgemeinschaft for the financial support of the earth tide measurements with the Askania borehole tiltmeters at the test station Zellerfeld-Mühlenhöhe.

References

- FLACH, D., und O. ROSENBACH: Der Askania Bohrloch-Neigungsmesser (Gezeitenpendel) nach A. Graf auf der Teststation Zellerfeld-Mühlenhöhe, Bull. Inf. Mar. Terr. 60, 2934 bis 2943, 1971a.
- FLACH, D., O. ROSENBACH, und H. WILHELM: Untersuchungen des Askania Bohrloch-Neigungsmessers (Gezeitenpendel) nach A. Graf und der Teststation Zellerfeld-Mühlenhöhe, Bull. Inf. Mar. Terr. 60, 2944–2954, 1971b.
- FLACH, D., G. JENTZSCH, O. ROSENBACH, and H. WILHELM: Ball-Calibration of the Askania Borehole Tiltmeter (Earth Tide Pendulum), Z. Geophys. 37 (this issue), 1971c.
- JACOBI, H.-D.: Das neue Bohrlochgezeitenpendel nach Graf, Askania Warte 23, 12–17, 1966.
- VENEDIKOV, A.: Une méthode pour l'analyse des marées terrestres à partir d'enregistrements de longueur arbitraire, Com. Obs. Roy. Belg. 250, Sér. géophys. 71, 1966.

Ball-Calibration of the Askania Borehole Tiltmeter (Earth Tide Pendulum)

D. FLACH, G. JENTZSCH, O. ROSENBACH, Clausthal¹⁾ and H. WILHELM, Göttingen²⁾

Eingegangen am 3. Dezember 1971

Summary: The ball-calibration of the Askania borehole tiltmeter allows an absolute calibration of the instrument in operation.

A method of determining the calibration factor is described using the record of an automatic ball-calibration. On the basis of digitally recorded data a simple mathematical treatment yields the calibration factor with an accuracy better than $\pm 0.2\%$.

The influence of the output filter is discussed.

Zusammenfassung: Der Askania Bohrloch-Neigungsmesser kann während der Registrierung mit Hilfe einer Kugleichung absolut geeicht werden.

Es wird eine Methode zur Bestimmung des Eichfaktors mittels einer automatischen Kugleichung angegeben. Grundlage für die Methode sind die digital aufgenommenen Registrierdaten. Eine einfache mathematische Behandlung liefert den Eichfaktor mit einer Genauigkeit besser als $\pm 0.2\%$.

Der Einfluß des Ausgangsfilters wird diskutiert.

1. Introduction

The ball-calibration of the borehole tiltmeter is described in detail by JACOBY [1966], ROSENBACH and JACOBY [1970]. With the aid of this device it is possible to calibrate the instrument absolutely during continuous recording.

This paper deals with a systematic investigation of the ball-calibration with regard to its accuracy.

2. Record of data

The first results of an automatic ball-calibration based on mere analog recording are briefly mentioned in an earlier publication, see FLACH et al. [1971].

A repetition of these measurements was carried out from 6/17 to 7/16 1971 using simultaneous analog and digital records.

¹ Dr. Dieter FLACH, cand. geophys. Gerhard JENTZSCH and Prof. Dr. Otto ROSENBACH, Institute of Geophysics, Technical University Clausthal, West-Germany.

² Dr. Helmut WILHELM, Institute of Geophysics, University Göttingen, West-Germany.

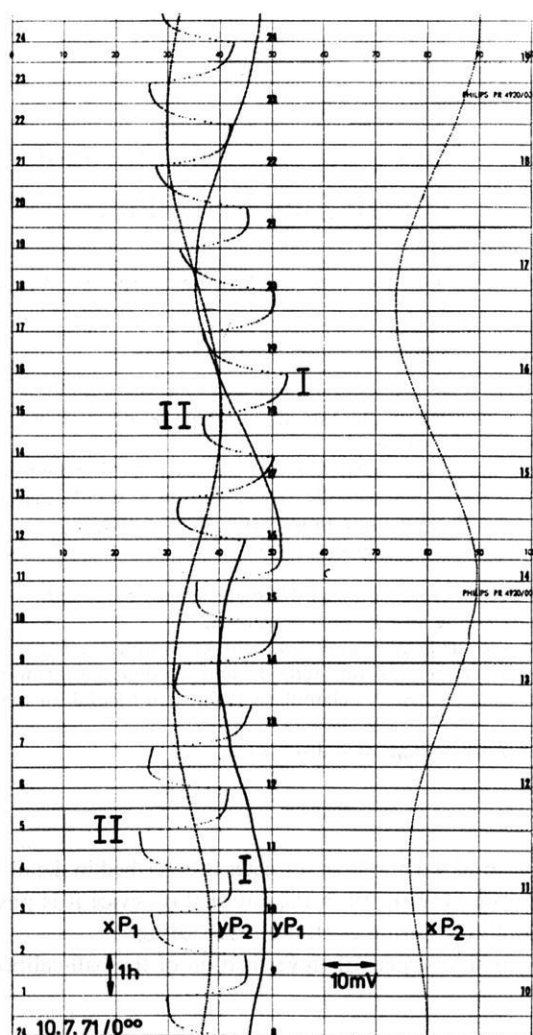


Fig. 1: Section of analog record X, Y: Channels of instrument
I, II: Positions of calibration ball.

A section of the analog record is given in fig. 1. It shows clearly:

- (1) The time distance of automatic switching between positions I and II of the calibration ball is 1 h.
- (2) The maximum deflection after changing the ball position is reached approx. 40 min later; this effect is caused by the phase response of the output filter.

Table 1: Scheme of digital records.

Pos. I:	q_{11}	q_{12}	q_{13}	q_{14}	Q_1						q_{3i}	Q_3
											$i=1-4$	
Pos. II:	Q_0						q_{21}	q_{22}	q_{23}	q_{24}	Q_2	
Minutes:	0	12	24	36	48	0	12	24	36	48	0 0
Hours:	0					1					2	3
	↑					↑					↑	↑

Moments of change of ball position

Thus the calibration deflection is superimposed by the change of the tidal effect and possibly other disturbing effects during the time lag of 40 min. This fact causes considerable difficulties with regard to calibration of high accuracy.

The analog record serves as monitor; simultaneously, the measured data are recorded by a digital data logger of high accuracy [ROSENBACH and JACOBY, 1970]. The data are taken with a sample interval of 12 min according to table 1.

The actual calibration is based on the values Q_i , taken 60 min after switching the ball position. Thus, according to fig. 1, the maximum calibration deflection is reached unambiguously.

The values q_{ij} obviously allow an investigation of the influence of the output filter in connection with the process of calibration.

3. Determination of calibration factor

The sequences of measured Q_i in each ball position I, II according to table 1 are interpolated by polynomials of 2nd degree which yield better results than polynomials of higher degree, because only three samples are needed respectively so that the interpolation intervals are sufficiently short. Moreover, the polynomials of higher degree tend to oscillations. This interpolation provides congruent parts of both polynomial curves in "calibration intervals".

In these calibration intervals the differences d_i between a measured Q_i and the opposite value interpolated between Q_{i-1} and Q_{i+1} are calculated and represent the calibration factor.

In accordance with this procedure a practical calibration for both components of pendulum P_1 was carried out on the basis of digital data taken from 6/17 to 7/16 1971. A section of the corresponding record is shown in fig. 3. — The calibration balls of components X and Y were switched alternately, i.e. the calibration of one component is independent of that of the other.

The numerical evaluation is based on undisturbed calibration intervals according to fig. 2 for the whole set of data. The numerical results of determining approximate

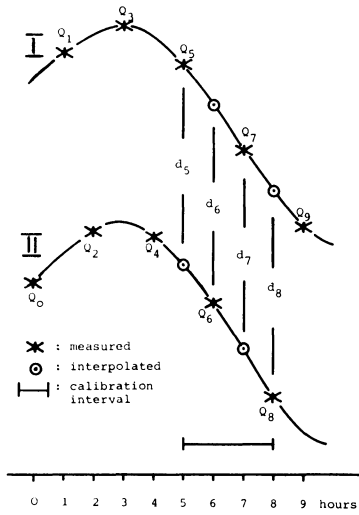


Fig. 2: Determination of calibration factor (graphical demonstration)
I, II: Ball positions.

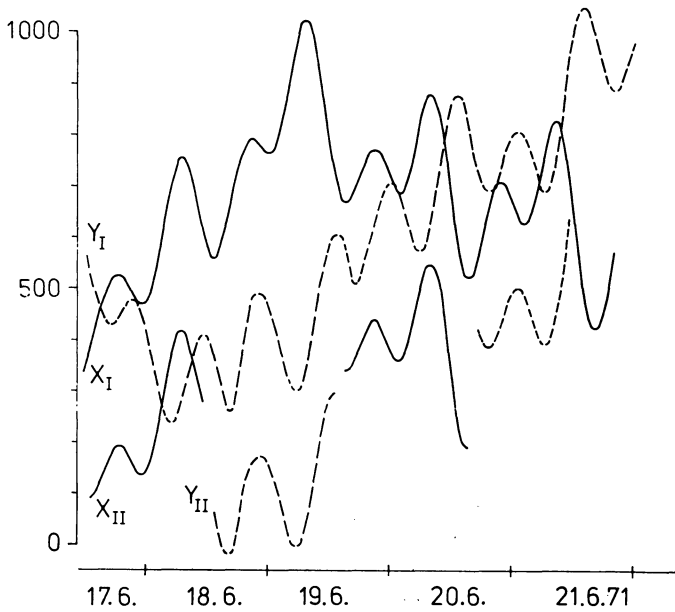


Fig. 3: Example of practical calibration. Calibration balls of components X and Y switched alternately in subsequent time intervals (pendulum P_1).
I, II: Ball positions.

Table 2: Numerical results of the calibration of the pendulum P_1 from June 17th to June 21st 1971.

Channel X (e. g. 151x measured value)			Channel Y (e. g. 92x measured value)		
pos. I	pos. II	d	pos. I	pos. II	d
483,9	151 x	332,9	395,4	92 x	303,4
431	100,3	330,7	321,9	13 x	308,9
427,8	94 x	333,8	497,1	189 x	308,1
435 x	103,3	331,7	506 x	201,9	304,1
463,4	128 x	225,4	503,6	200 x	303,6
669,1	394 x	335,1	490 x	183,4	306,6
700 x	367,1	332,9	454,6	152 x	302,6
708,6	377 x	331,6	380,1	71 x	309,1
695 x	363,6	331,4	326,3	20 x	306,3
631,9	296 x	335,9	335 x	32,3	302,8
707,8	374 x	333,8	367,3	63 x	304,3
726 x	393,4	332,6	489,0	180 x	309,0
729,8	398 x	331,8	615 x	313,1	301,9
719 x	387,9	331,1	753,4	446 x	307,4
691,1	363 x	328,1	726 x	419,0	307,0
670 x	334,5	335,5	715,9	409 x	306,9
655,6	320 x	335,6	723 x	416,0	307,0
648 x	319,5	328,5	780 x	478,3	301,7
669,0	333 x	336,0	832 x	523,3	308,7
834,1	501 x	333,1	833,5	530 x	303,5
843 x	510,8	332,2	823 x	514,1	308,9
824,6	494 x	330,6	800,5	492	308,5
394,0	62 x	332,0	766 x	463,6	302,4
381,0	53 x	328,0	717 x	411,3	305,7
600 x	265,9	334,1	725,1	418 x	307,1
544,3	217 x	331,3	755 x	449,3	305,7
598,3	277 x	328,3	1140,9	837 x	309,9
654 x	318,7	335,3	1116 x	807,4	308,6
791 x	457,4	333,6	1093,4	785 x	308,4
696 x	360,0	336,0	1073 x	769,9	303,1
538 x	209,0	329,0	1069,9	762 x	307,9
			1097,4	795 x	302,4
			1151,3	844 x	307,3
			1157 x	849,2	307,8
			1145,3	839 x	306,3
			1116 x	813,2	302,8
			1038 x	697,5	305,5
			1003 x	754,5	308,5

arithmetic mean: 332,4	arithmetic mean: 305,9
standard deviation	standard deviation
of arithmetic mean:	of arithmetic mean:
$\pm 0,5 \cong 0,14\%$	$\pm 0,4 \cong 0,13\%$
tilt: 332,4 = 28,355 msec	tilt: 305,9 = 28,392 msec

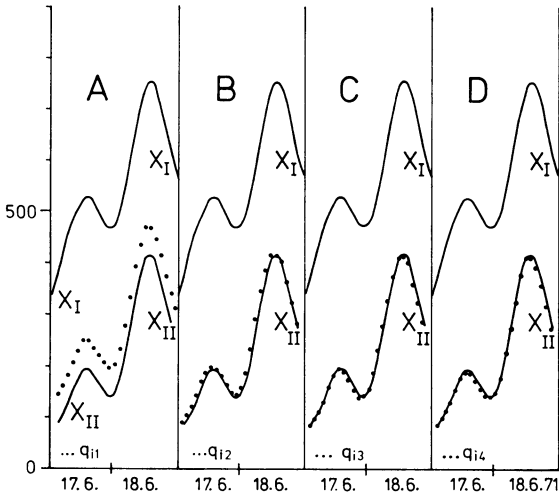


Fig. 4: Influence of the output filter in connection with calibration
 X_I, X_{II} : Section of interpolation curves of fig. 3, based on Q_i
: Measured values $q_{ij}, i = 2, 4, 6 \dots$ (see table 1).

differences d_i for each component are listed in table 2. The differences d_i have a standard deviation of $\pm 0.7\%$ from their arithmetic mean.

4. Influence of the output filter

As already mentioned the data q_{ij} of table 1 permit the study of the influence of the output filter.

In fig. 4 the measured values q_{ij} are graphically compared with the interpolation curves of fig. 3 for 6/17 and 6/18 1971, the time shift of q_{ij} against Q_i not being removed. According to this figure the tidal curve is reproduced in close approximation by the values q_{ij} during the procedure of automatic calibration in spite of the action of the output filter. — A rough estimation of the corresponding numerical data shows that the accuracy of the approximation is about 1–2%.

5. Conclusion

The accuracy of the ball calibration is determined by the accuracy of the interpolation of those parts of the record which are lost because of the existing time response of the output filter. Using interpolation polynomials of 2nd degree and separating disturbed parts of the record the standard deviation of the differences d_i is about $\pm 0.7\%$.

We are now investigating different possibilities for an improvement of the automatic calibration of the borehole tiltmeter in operation. We hope to reach the internal accuracy of the instrument in the range of 0.1 % as given by the manufacturer.

6. Acknowledgement

The authors wish to thank the Deutsche Forschungsgemeinschaft for its financial support.

References

- FLACH, D., O. ROSENBACH, und H. WILHELM: Untersuchungen des Askania Bohrloch-Neigungsmessers (Gezeitenpendel) nach A. Graf auf der Test-Station Zellerfeld-Mühlhöhe (Teil I). Bull. Inform. Marées Terrestres 60, 2944 – 2954, 1971.
- JACOBY, H.-D.: Das neue Bohrloch-Gezeitenpendel nach A. Graf. Askania-Warte 67, 12 – 17, 1966.
- ROSENBACH, O., and H.-D. JACOBY: First Experiences with the Askania Borehole Tiltmeter (Earth Tide Pendulum). Problems of Recent Crustal Movements of the Earth, Moscow, 1969.

Eine Gradientschicht im obersten Teil der Erdkruste als Wellenleiter von Raumwellen

A Gradient Layer in the Uppermost Part of the Earth's Crust as Wave Guide of Body Waves

I. RICHTER, Hannover¹⁾

Eingegangen am 9. Dezember 1971

Zusammenfassung: Anhand von modellseismischen Registrierungen an ultraschalldurchstrahlten perforierten Plexiglasplatten wird die Wirkungsweise einer Gradientschicht als Wellenleiter strahlenoptisch untersucht. Dabei zeigt sich, daß unter der Bedingung einer im überkritischen Winkelbereich einfallenden SV-Welle die Wellenleitung theoretisch verlustlos erfolgt. Die Vergleiche mit den Registrierungen zeigen auch, daß die strahlenoptische Betrachtungsweise nicht alle auftretenden Phänomene erklären kann.

Abstract: With the help of seismic model recordings at perforated plexiglass plates with ultrasonic irradiation the effect of a gradient layer as wave guide is examined from the aspect of ray optics. It is shown that theoretically the wave guide is nondissipative on the condition of an SV wave incident at the overcritical angle. Comparisons with the recordings moreover make evident that it is not possible to explain all existing phenomena from the aspect of ray optics.

1. Einleitung

In einer Untersuchung der mikroseismischen Bodenunruhe [STROBACH 1962] tauchte die Frage auf, ob die beobachteten, den Partikelbewegungen der SV-Welle ähnlichen Bodenbewegungen dadurch zustande kommen, daß – infolge einer Gradientschicht mit nach der Oberfläche hin abnehmender Geschwindigkeit – SV-Wellen einen girlandenartigen Weg benutzen, indem sie mehrfach an der Oberfläche reflektiert werden. Die Beantwortung dieser Frage verlangt eine Aussage darüber, wie eine Gradientschicht als Wellenleiter wirkt, und unter welchen Voraussetzungen ein Teil der seismischen Energie in ihr konzentriert bleibt. Der Versuch, dieser Aussage anhand von experimentellen modellseismischen Studien und strahlenoptischen Rechnungen zu gewinnen, wird in dieser Arbeit beschrieben.

¹ Dipl.-Geoph. Ingrid RICHTER, Bundesanstalt für Bodenforschung, 3 Hannover-Buchholz, Alfred-Bentz-Haus.

2. Modellexperimente

a) Perforierte Platten zur Darstellung von Geschwindigkeitsgradienten

Die Simulation eines Geschwindigkeitsgradienten durch eine perforierte Platte erfordert die Kenntnis des physikalischen Verhaltens eines solchen Modells beim Durchgang seismischer Wellen.

IVAKIN et al. [1960, 1963] führten in detaillierten Untersuchungen aus, in welcher Form Wellenausbreitungsgeschwindigkeit und Absorption, Dichte und Elastizität des Modells von der Perforation abhängig sind. Sie berechneten die Geschwindigkeitsabnahme bei wachsendem Lochdurchmesser [IVAKIN 1960] und zeigten experimentell, daß Platten in einem dreieckig angeordneten Lochnetz als isotrop angesehen werden können [IVAKIN und VASIL'EV 1963]. Die Dimensionen der Plattendicke, des Lochabstandes und der Wellenlänge sollen den Bedingungen:

$$\frac{\lambda}{h} > 7 - 10 \quad [\text{IVAKIN und AVER'YANOV 1963}] \quad (1)$$

und

$$kH \ll 1 \quad [\text{MENZEL und GUTDEUTSCH 1967}] \quad (2)$$

genügen. ($2H$ = Plattendicke, k = Wellenzahl, λ = Wellenlänge, h = Lochabstand.)

Nach STEINBECK [1965] haben sich perforierte Plexiglasplatten als Modelle in herstellungstechnischer Hinsicht am besten bewährt. Die elastischen Parameter von Plexiglas genügen den Ähnlichkeitsbedingungen bezüglich natürlicher Gesteine.

b) Modelle und Durchführung der Messungen

Die im folgenden als Arbeitsgrundlage dienenden Modelle sind Abbildungen einer von GIESE [1964] gefundenen, im obersten Bereich des kristallinen Grundgebirges lokalisierten, etwa 7 km mächtigen Gradientenschicht, deren Geschwindigkeitsverteilung in Abhängigkeit von der Tiefe (Abb. 1) sich gut annähern läßt mit:

$$\alpha(z) = \alpha_{\infty} - (\alpha_{\infty} - \alpha_0) \exp(-\gamma z)$$

(Dabei bedeuten α_0 = wahre P-Wellengeschwindigkeit in der Erdoberfläche $z = 0$, α_{∞} = Geschwindigkeit des homogenen Halbraums für $z \rightarrow \infty$, γ = Konstante.)

Die aus zwei $140 \times 120 \times 0,3$ cm großen Plexiglasplatten mit den Parametern $\sigma = 0,25$, $a = 2370$ m/s, $b = 1360$ m/s, $a/b = 1,7426$ (a = Kompressionswellen-, b = Scherwellengeschwindigkeit der homogenen Platte) hergestellten Modelle einer

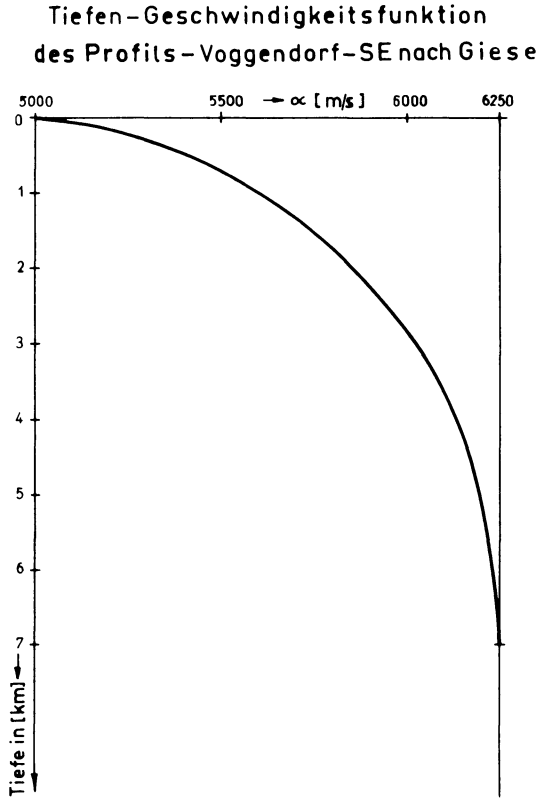


Abb. 1: Tiefengeschwindigkeitsfunktion des Profils Voggendorf-SE nach GIESE.

Fig. 1: Depth-velocity function of the profile Voggendorf-SE after GIESE.

Gradientenschicht über einem homogenen Halbraum waren so konzipiert worden, daß das Verhältnis der Geschwindigkeit a_0 an der Oberfläche $z = 0$ zur Geschwindigkeit a_H des homogenen Halbraums im Modell 1 mit einer 5 cm mächtigen Gradientenschicht 80%, im Modell 2 mit einer 10 cm mächtigen Gradientenschicht 75% ergab. Infolge bohrtechnischer Schwierigkeit, Löcher mit kleinerem Durchmesser als 0,3 mm zu bohren, entstand – wie in Abb. 2 zu sehen ist – eine Geschwindigkeitsdiskontinuität in 3 cm Tiefe bei Gradient 1 bzw. in 7,5 cm Tiefe bei Gradient 2. Die Gradienten wurden jeweils durch ein dreieckig konfiguriertes Netz von Löchern unterschiedlichen Lochdurchmessers verifiziert. In beiden Modellen betrug der Lochabstand in horizontaler Richtung 5 mm, der Vertikalabstand der Lochreihen 4,33 mm. Mit diesen Abmessungen und der kleinsten vorkommenden Wellenlänge $\lambda = 3,4$ cm, sowie der Plattendicke $2H = 0,3$ cm sind die Bedingungen (1) und (2) noch erfüllt.

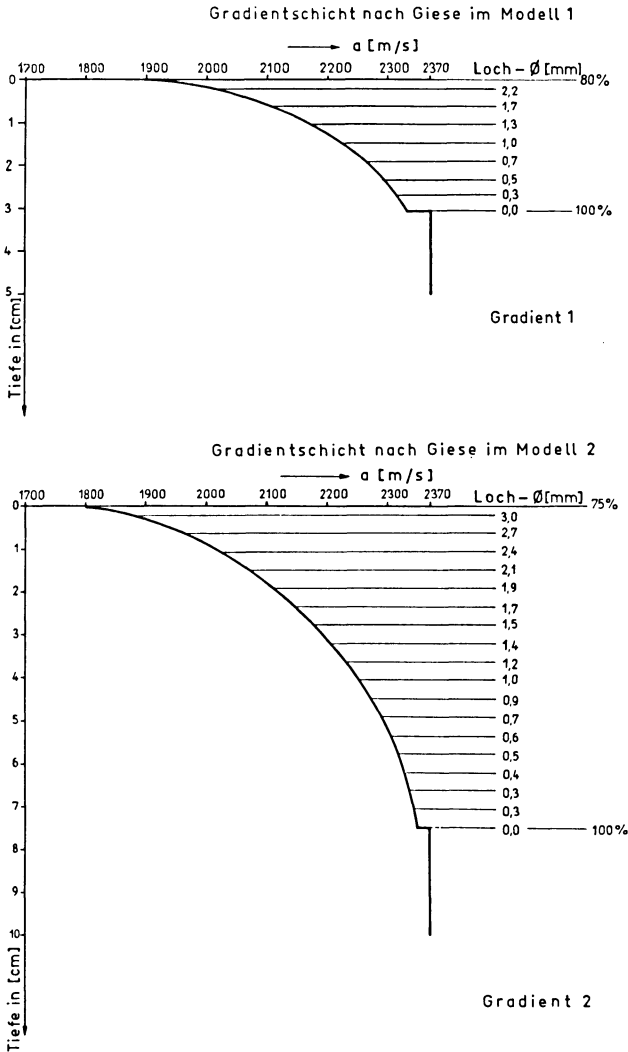


Abb. 2: Anordnung des Lochdurchmessers mit der Tiefe in den Modellen 1 und 2.

Fig. 2: Location of the bore diameter in relation to depth in models 1 and 2.

STEINBECK [1965] entwickelte eine Anregungs- und Registriertechnik, bei der ein piezoelektrischer Dickenschwinger aus Bariumtitanat auf die Modellplatten Ultraschallimpulse überträgt, die wiederum von einem Biegeschwinger aus Bleizirkoniumtitanat komponentengetreu aufgenommen, verstärkt, gefiltert und auf einem Katho-

denstrahloszillographen sichtbar gemacht werden. Der Oszillograph erhält Triggerimpulse, damit ein feststehendes Bild erzeugt werden kann, welches von einer Polaroidkamera photographiert wird. Die benutzte Energiequelle simuliert eine Punktquelle an der Oberfläche, und der bewegliche Aufnehmer ermöglicht eine Aufzeichnung der vertikalen und horizontalen Komponenten entlang der Oberfläche und in verschiedenen Tiefen. Die von STEINBECK durchgeführten Registrierungen erfolgten in 10 cm langen Abstandsintervallen von 20 cm bis 130 cm Entfernung vom Geber. Die Länge des anregenden Rechteckimpulses betrug $8 \mu\text{s}$.

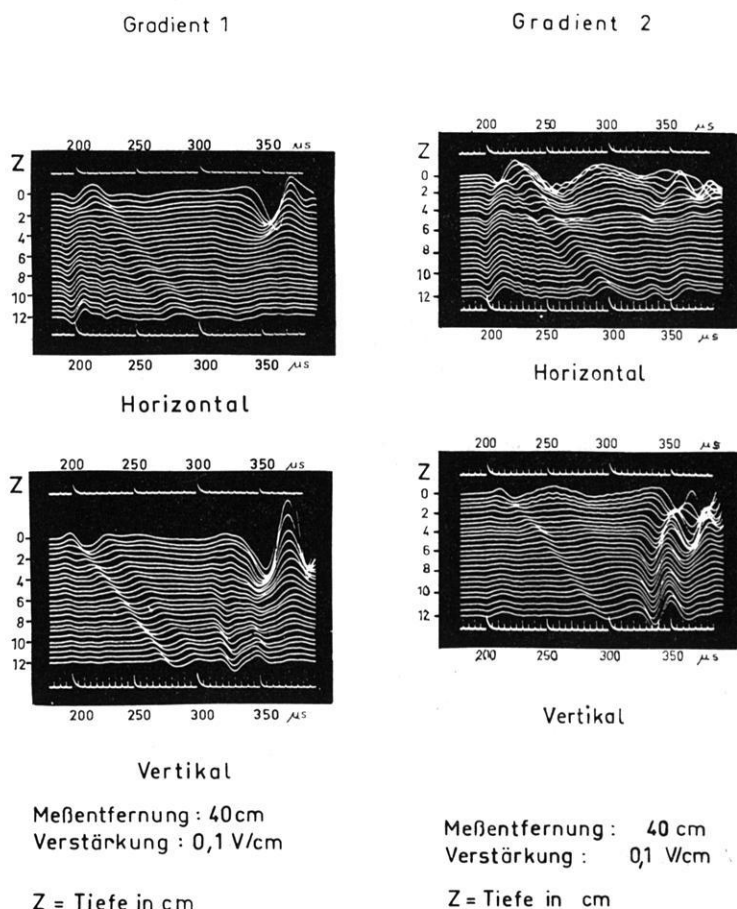


Abb. 3 u. 4: Registrierbeispiele von Gradient 1 und 2 in 40 cm Entfernung vom Schallgeber.

Figs. 3-4: Records of the gradients 1 and 2 at a distance of 40 cm from the sound source.

c) Registrierbeispiele

Die Abb. 3 und 4 zeigen für Gradient 1 und 2 in einer Entfernung von 40 cm Fotomontagen von je 25 Seismogrammen, die in Tiefenabständen von 0,5 cm registriert wurden. Man erkennt – besonders gut an den Registrierungen der Horizontalkomponente –, charakterisiert durch weiche Einsätze und kleinere Amplituden, die Front der P-Welle und die von ihr mitgeführte, durch Reflexion an der Oberfläche erzeugte SV-Welle, die sich durch größere Amplituden auszeichnet. Die Front der einfallenden SV-Welle ist in den Vertikalregistrierungen von Gradient 1 und Gradient 2 deutlich ausgeprägt. Bei den sehr langen Perioden in allen Spuren handelt es sich vermutlich um eine durch die Gradientenschicht verursachte anormale Dispersion der P-Welle.

3. Vereinfachte strahlenoptische Berechnung

a) Berechnung der theoretischen Laufzeiten und Wellenfronten im Modellinnern

Für die nun folgende Berechnung und Konstruktion der Wellenwege wurde die oben erwähnte, in beiden Modellen auftretende schwache Geschwindigkeitsdiskontinuität durch einen stetigen Verlauf der Geschwindigkeitsfunktion zwischen Gradientenschicht und homogenem Halbraum ersetzt. Ein Gradient läßt sich approximieren durch eine genügend große Anzahl homogener Schichten konstanter Geschwindigkeit. Die Annäherung ist um so genauer, je feiner die Zerlegung in bezug auf die Wellenlänge ist. Im vorliegenden Fall betrug die Schichtdicke $\Delta z = 0,03 \lambda$. Der Strahlenverlauf in einer Schicht $(\Delta z)_{n+1} = z_{n+1} - z_n$ mit der Schichtgeschwindigkeit a_n ($n = 0, 1, \dots, m \dots N$) ergibt sich aus der Strahlgleichung

$$\frac{\sin i_n}{a_n} = \frac{1}{a_s}$$

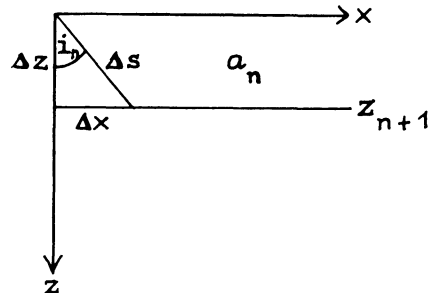
und den Beziehungen:

$$(\Delta x)^2 + (\Delta z)^2 = (\Delta s)^2; \quad \sin i_n = \frac{\Delta x}{\Delta s}$$

Daraus folgt für Δx :

$$(\Delta x)_{n+1} = (\Delta z)_{n+1} \sqrt{\frac{a_n^2}{a_s^2 - a_n^2}}$$

(Hierbei bedeuten i_n = Einfallswinkel, a_s = Scheitelgeschwindigkeit, Δs = Strahlenelement.)



Rechnet man von der Quelle ($x = 0, z = 0$) aus und trägt die Teilsummen

$$\sum_0^m (\Delta x)_{n+1}$$

in den zugehörigen Tiefen z_{n+1} von der Ordinate $x = 0$ aus ab, so erhält man die Schnittpunkte des Strahles mit den Tiefenlinien z_{n+1} . Durch Verbindung der Schnittpunkte miteinander bekommt man den Verlauf des Strahles. Die für ein Wegelement benötigte Laufzeit berechnet sich zu

$$(\Delta t)_{n+1} = \frac{(\Delta s)_{n+1}}{a_n} = \frac{\sqrt{(\Delta z)_{n+1}^2 + (\Delta x)_{n+1}^2}}{a_n}$$

Die Laufzeit entlang eines Strahles wird durch die Teilsumme

$$\sum_0^m (\Delta t)_{n+1}$$

angegeben.

Nach Vorgabe der Scheitelgeschwindigkeit ermittelt sich die Scheitelpunktlage eines Strahles aus der Partialsumme

$$\sum_0^N (\Delta x)_{n+1} = \sum_0^N (\Delta z)_{n+1} \sqrt{\frac{a_n^2}{a_s^2 - a_n^2}}$$

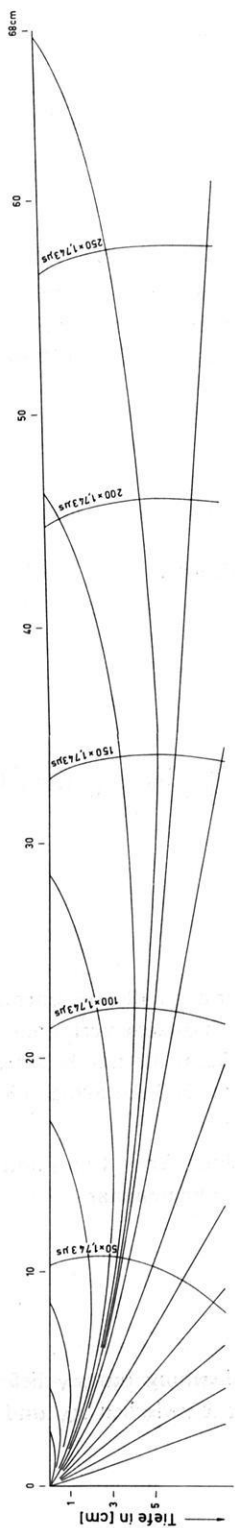
für $a_N = a_s$. Das bedeutet aber, da die benutzte Formel für den Fall eines unendlichen Radikanten nicht mehr angewendet werden darf, daß nach diesem Verfahren die genaue Scheitelpunktlage gar nicht anzugeben ist. Man kann ihr nur beliebig nahe kommen, indem man die Schichtenzerlegung verfeinert, so daß die Schichtdicke Δz gegen Null konvergiert.

Unter Beibehaltung der gewählten Einteilung in Schichten $\Delta z = 1$ mm und unter Benutzung der oben angegebenen Formel wurde das Koordinatenpaar

$$\left(z_N, x_N = \sum_0^{N-1} (\Delta x)_{n+1} \right)$$

für $a_{N-1} < a_N = a_s$ als Scheitelpunkt definiert. Die Spiegelung um x_N liefert die Auftauchentfernung $\Delta = 2x_N$ des Strahles, jeder Punkt x zwischen x_N und Δ ist

Strahlenverlauf und Wellenfronten
Modell 1



Strahlenverlauf und Wellenfronten

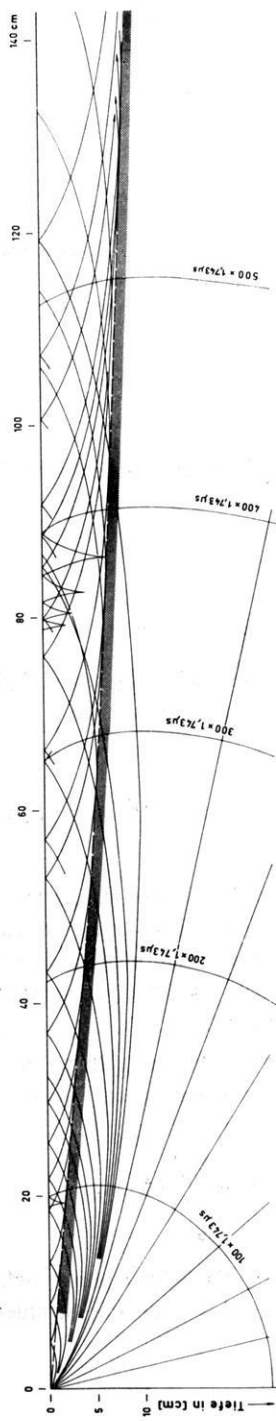


Abb. 5 u. 6: Strahlenverlauf und Wellenfronten in Gradient 1 und 2.

Figs. 5—6: Wave paths and wave fronts in gradients 1 and 2.

gegeben durch

$$x(z_{n+1}) = 2x_N - \sum_0^m (\Delta x)_{n+1} \quad (m < N).$$

Die doppelte Scheitelzeit

$$2 \sum_0^{N-1} (\Delta t)_{n+1}$$

ist die Ankunftszeit der Welle an der Oberfläche (Abb. 5–8).

Durchläuft die Scheitelgeschwindigkeit a_s alle Werte der Schichtgeschwindigkeiten zwischen a_0 und a_H , wobei $a_0 < a_s \leq a_H$, so erhält man ein Strahlenbündel mit den Parametern

$$\frac{1}{a_H} \leq \frac{1}{a_s} < \frac{1}{a_0}$$

welches nur innerhalb der Gradientschicht verläuft, ohne sie zu verlassen (Abb. 5 und 6). In der Auftauchentfernung des Grenzstrahls mit dem Parameter $1/a_H$ müßte eine Schattenzone beginnen. Die in der Berechnung berücksichtigte Diskontinuität, die die Mächtigkeit der Gradientschicht verringert, würde die Schattengrenze in noch geringerer Entfernung (beginnend bei 31,4 cm Entfernung in Gradient 1 und 72,0 cm Entfernung in Gradient 2) verlaufen lassen. Da die Oszillogramme (Abb. 9) keine Schattenzone zeigen – in Gradient 1 sind die Einsätze noch bei 100 cm Entfernung vom Geber zu beobachten – muß die Existenz einer Kopfwelle angenommen werden. (IVAKIN und AVER'YANOV, [1963] wiesen in ihrem Modell eines linearen Gradienten über einem homogenen Halbraum eine Kopfwelle nach.) Es ist als wahrscheinlich anzunehmen, daß eine Kopfwelle auch dann entsteht, wenn eine Diskontinuität 2. Ordnung, d. h. ein Gradientsprung vorhanden ist. Aus diesen Überlegungen folgt die Unzulänglichkeit der strahlenoptischen Betrachtungsweise derartiger Probleme. Auch aus energetischen Gründen kann keine Schattenzone existieren, da die Wellenfront zwischen dem Grenzstrahl und den im homogenen Halbraum verlaufenden Strahlen mit den Parametern $p < 1/a_H$ nicht plötzlich unterbrochen werden kann oder aufhören kann zu existieren. Vielmehr läuft die Kopfwelle an der Grenze zwischen Gradientschicht und homogenem Halbraum entlang und strahlt Energie in den Bereich des Gradienten ab. Bei der Konstruktion der Wellenfront verschiebt man den in der Abbildung rechts vom Scheitelpunkt liegenden Teil des Grenzstrahls sukzessive parallel zu sich selbst.

b) Die multiplen Reflexionen

Die beim Auftreffen der P-Welle an der Oberfläche reflektierten Wechselwellen sind energetisch durch deren Einfallswinkel bestimmt. Nach den GUTENBERGSchen

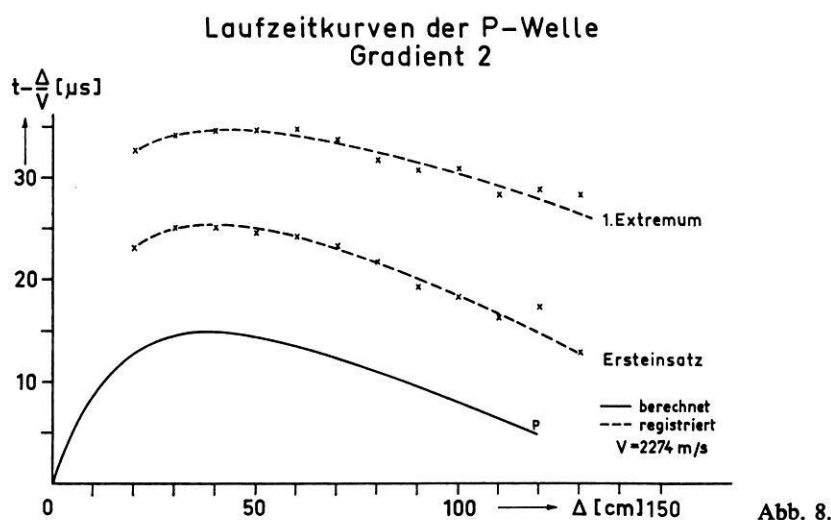
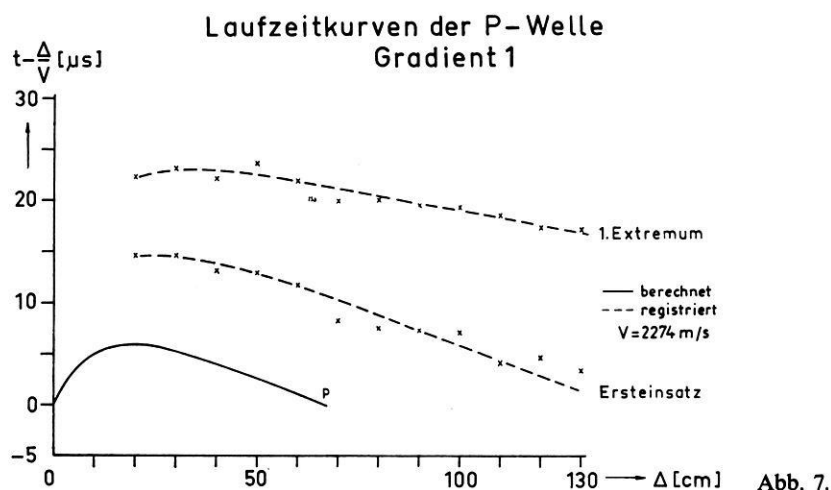


Abb. 7 u. 8: Laufzeitkurven der P-Welle für Gradient 1 und 2. Die zur Reduzierung benutzte Geschwindigkeit entspricht der in der angewandten Seismik benutzten Reduktionsgeschwindigkeit $v = 6$ km/s, entsprechend dem Verhältnis:

2370 m/s (Modellgeschwindigkeit).

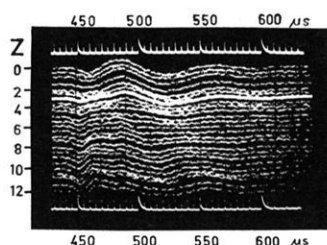
6250 m/s (Geschwindigkeit des Kristallins).

Figs. 7-8: Travel-time curves of the P wave for gradients 1 and 2. The velocity used for the reduction corresponds to the reduction velocity $v = 6$ km/sec used in applied seismics according to the ratio:

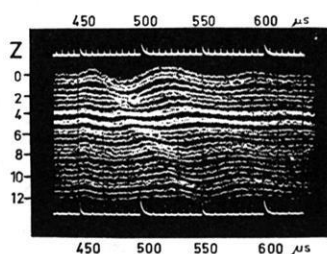
2370 m/sec (model velocity)

6250 m/sec (velocity of the crystalline basement).

Gradient 1



Horizontal



Vertikal

Meßentfernung : 100 cm

Verstärkung : 0,02 V/cm

Z = Tiefe in cm

Abb. 9: Registrierbeispiel von Gradient 1 in 100 cm Entfernung vom Geber.

Fig. 9: Record of the gradient 1 at a distance of 100 cm from the source.

Formeln [GUTENBERG 1944] wird die im Raumwinkelbereich

$$\arcsin \frac{a_0}{a_H} \leq i_p \leq \arcsin \frac{a_0}{a_1}$$

des Strahlenbündels

$$\frac{1}{a_H} \leq \frac{1}{a_s} < \frac{1}{a_0}$$

enthaltene Energie in Gradient 1 und 2 bis auf einen winzigen Bruchteil in die reflektierte SV-Welle überführt, die in den homogenen Halbraum hinabtaucht, da sie unter

einem Reflexionswinkelbereich abgestrahlt wird, der außerhalb des Winkelbereichs liegt, für den die Welle innerhalb der Gradientschicht verläuft. Die Registrierungen zeigen auch keine Einsätze von reflektierten P- und SV-Wellen, sondern nur die mit der einfallenden P-Welle an der Oberfläche zusammenhängende Front der reflektierten SV-Welle, deren Neigung schon aus den Registrierungen erkennen läßt, daß sie in den Halbraum eindringen wird.

Es soll nun im folgenden eine einfallende SV-Welle mit der Geschwindigkeit

$$b_n = \frac{a_n}{1,743} \quad (\text{für alle } n=0, 1, \dots)$$

betrachtet werden. Da die beiden Geschwindigkeiten a und b in linearer Beziehung stehen, durchläuft die SV-Welle die gleichen Wege wie die P-Welle, aber natürlich zu einer anderen Zeit. In den Abbildungen 5 und 6 sind die Wellenfronten entsprechend durch $t_s = t_p \times 1,743$ signiert.

Da die SV-Welle unter einem größeren als dem kritischen Winkel einfällt, wird die reflektierte P-Welle imaginär und die im Strahlenbündel

$$\frac{1}{b_n} \leq \frac{1}{b_s} < \frac{1}{b_0}$$

enthaltene Energie wird nach den GUTENBERGSchen Formeln vollständig an die reflektierte SV-Welle abgegeben, die die Energie innerhalb der Gradientschicht weiterleitet, indem sie wiederholt reflektiert wird, ohne daß dabei Energie verlorenginge, wenn das Medium ideal elastisch wäre.

Um die girlandenartigen Wellenwege der n -fach reflektierten Wellen zu konstruieren, müssen die Strahlen in der jeweiligen Auftauchentfernung n -fach um die z -Achse gespiegelt werden. In Abb. 6 sind die einfach reflektierten Strahlen des einfallenden Strahlenbündels zu sehen. Die Einhüllende dieser Strahlenfolge definiert eine Schattengrenze, die unter dem Begriff Kaustik bekannt ist. Für die n -fach reflektierten Strahlen gibt es n -Kaustiken, die einen Bereich abgrenzen, in den – strahlenoptisch gesehen – keine reflektierten Wellen eindringen können; vielmehr wandert die Wellenfrontenfolge von der Quelle entlang dieser Kaustiken, die in der $(n + 2)$ -fachen Scheitelentfernung des Grenzstrahls den homogenen Halbraum tangieren. Aus energetischen Gründen ist die Kaustik keine scharfe Grenze, sondern ein Grenzbereich in der Größenordnung einer Wellenlänge, was in der Abbildung durch den schattierten Bereich angedeutet werden soll. In den Abb. 10 und 11 erkennt man sehr gut in den Vertikalregistrierungen die Front der einfallenden SV-Welle und die ihr nachfolgenden wiederholt an der Oberfläche reflektierten SV-Wellen; die zeitliche Auflösung der einzelnen Reflexionen nimmt mit der Entfernung zu wegen des wachsenden Zeitunterschiedes zwischen den Einsätzen der SV- und Rayleighwelle; in

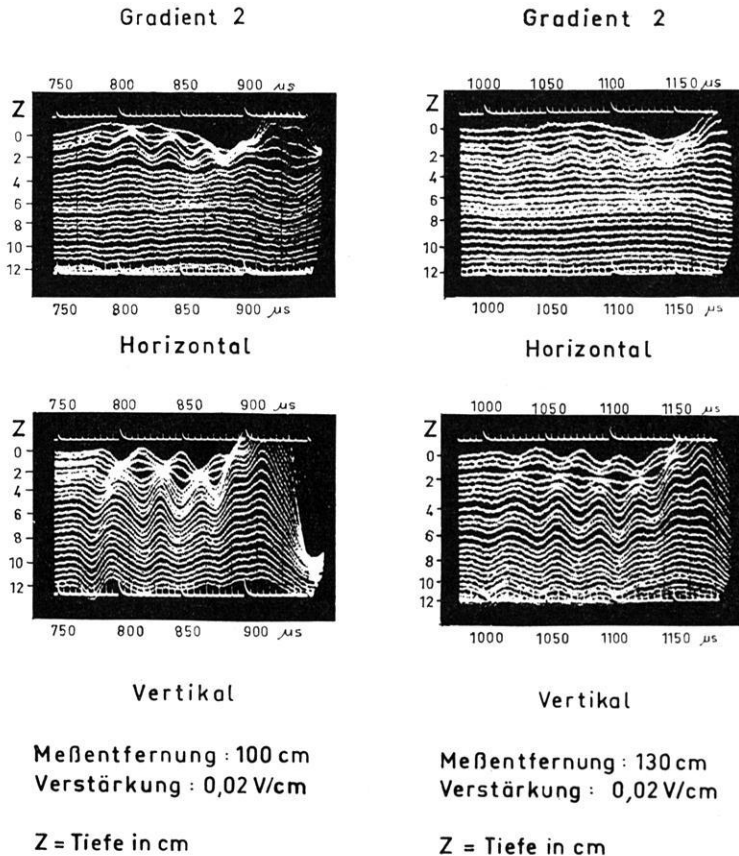


Abb. 10 u. 11: Registrierbeispiele der SV-Welle und ihrer Reflexionen (Gradient 2) in 100 und 130 cm Entfernung vom Geber.

Figs. 10–11: Records of the SV wave and its reflections (gradient 2) at a distance of 100 and 130 cm from the source.

130 cm Entfernung sind vier Reflexionen zu unterscheiden, die weiteren werden durch den Einsatz der Rayleighwelle verdeckt.

Veranschaulicht man die zeitliche Ankunft der direkten Welle und der multiplen Reflexionen in verschiedenen Tiefen für eine konstante Entfernung durch die Konstruktion der Front $\Delta = \text{const}$ (Abb. 12) und überträgt diese Konstruktionen auf die Registrierungen (Abb. 13 und 14), so läßt sich eine ausgezeichnete Übereinstimmung erkennen. Wegen der nicht fixierbaren Einsätze der Reflexionen in den Seismogrammen wurden die konstruierten Fronten $\Delta = \text{const}$ aus sich optisch anbietenden Gründen in die Minima der registrierten Schwingungen verlegt, d. h. um ca. $20 \mu\text{s}$

Ankunftszeit der S-Wellen in Abhängigkeit von der Tiefe
für $\Delta = 100$ cm

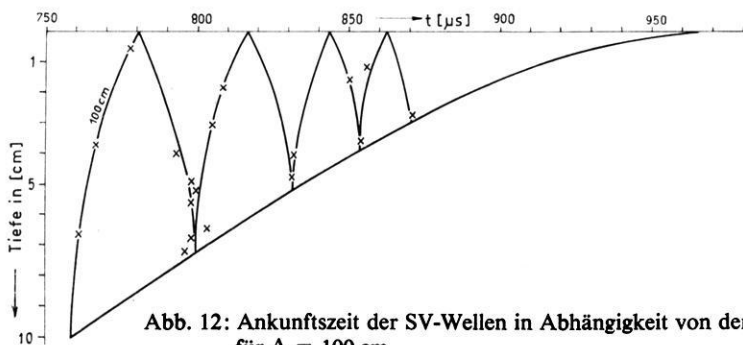
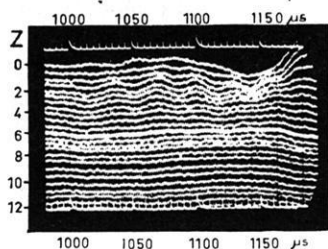


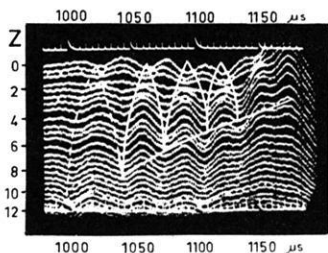
Abb. 12: Ankunftszeit der SV-Wellen in Abhängigkeit von der Tiefe für $\Delta = 100$ cm.

Fig. 12: Time of arrival of the SV wave as a function of depth for $\Delta = 100$ cm.

Gradient 2



Horizontal

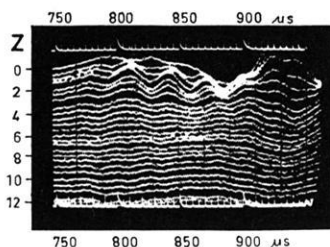


Vertikal

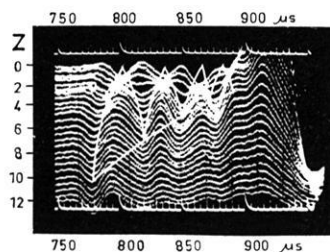
Meßentfernung : 130 cm
Verstärkung : 0,02 V/cm

Z = Tiefe in cm

Gradient 2



Horizontal



Vertikal

Meßentfernung : 100 cm
Verstärkung : 0,02 V/cm

Z = Tiefe in cm

Abb. 13 u. 14: Registrierungen mit eingezeichneten theoretischen Wellenfronten in 100 und 130 cm Entfernung vom Geber.

Figs. 13-14: Records with plotted theoretical wave fronts at a distance of 100 and 130 cm from the source.

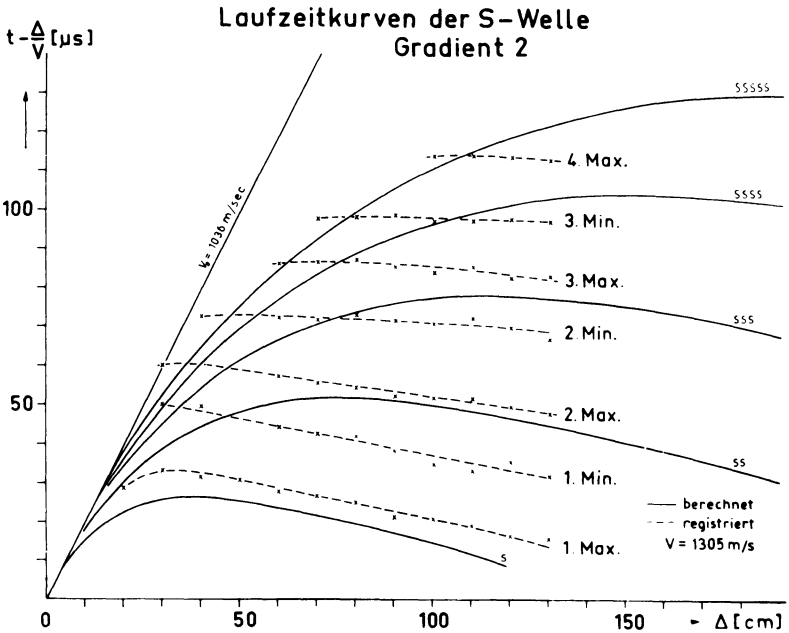


Abb. 15: Laufzeitkurven der SV-Welle (Gradient 2).

Fig. 15: Travel-time curves of the SV wave (gradient 2).

in Richtung fortgeschrittener Zeit verschoben (vgl. Abb. 15). Man müßte deshalb für einen exakten Vergleich jeden Punkt einer Spur in die Nullage projizieren, was aber die Übersichtlichkeit in den Abbildungen gestört hätte. Die Registrierungen zeigen keine Kaustik, aber eine mit wachsender Tiefe merkbare Amplitudenabnahme der reflektierten Wellen.

4. Experimentell ermittelte Hodographen

a) Beispiele

Untersucht man die beim Durchgang einer SV-Welle und ihrer Reflexionen erfolgenden Partikelbewegungen, so zeigt sich eine durch den Gradienten verursachte Anomalie. In den Abb. 16 und 17 sind die Hodographen für einige Entfernungen in verschiedenen Tiefen konstruiert. (Die Anfangspunkte der Bewegungsfiguren sind nicht mit dem Zeitbeginn der Bewegung gleichzusetzen.)

b) Vergleich mit theoretischen Untersuchungen von GUTENBERG [GUTENBERG 1952]

An der Oberfläche und innerhalb der Gradientschicht sind die Partikelbewegungen der SV-Welle wegen der imaginären Kompressionswelle elliptisch polarisiert, während

Partikelbewegungen beim Durchgang einer SV-Welle

$$\Delta = 110 \text{ cm}$$

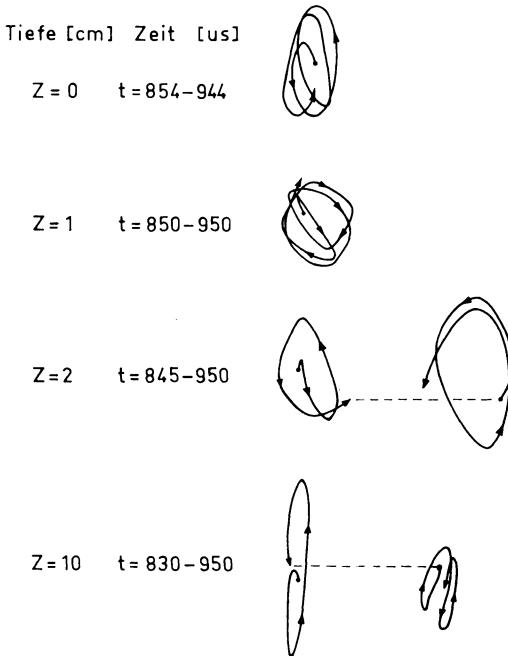
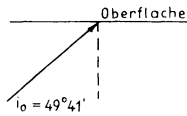


Abb. 16.

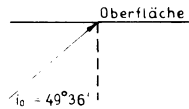
sie im homogenen Halbraum eine linear polarisierte Schwingungsrichtung haben. Der Umlaufsinn der Ellipsen wird in der Tiefe $z = 1 \text{ cm}$ der von GUTENBERG für die Einfallswinkel

$$\arcsin \frac{b_0}{b_H} \leq i_s \leq \arcsin \frac{b_0}{b_1}$$

geforderte. An der Oberfläche selbst ist der Umlaufsinn retrograd, so als liege der Einfallswinkel im Bereich $i \approx 40^\circ$. Das läßt sich damit erklären, daß die Krümmung der Wellenfronten an der Oberfläche sehr stark und die Wellenlänge gegenüber der obersten Schicht Δz , die als homogenes Medium angesehen wird, zu groß ist, während die GUTENBERGSCHEN Berechnungen für Planwellen im homogenen Halbraum gelten.

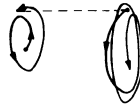
Partikelbewegungen beim Durchgang einer SV-Welle

$$\Delta = 130 \text{ cm}$$

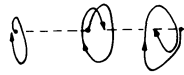


Tiefe [cm] Zeit [μs]

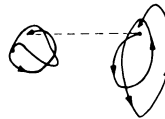
Z = 0 t = 1000–1122



Z = 1 t = 1000–1125



Z = 2 t = 994–1127



Z = 10 t = 988–1106

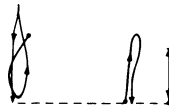


Abb. 17.

Abb. 16 u. 17: Hodographen für 110 und 130 cm Entfernung vom Geber.

Figs. 16–17: Hodographs for a distance of 110 and 130 cm from the source.

In der Tiefe $z = 1,5 \text{ cm}$ erfolgt ein nochmaliger Wechsel der Umlaufsrichtung, da die einfallenden und reflektierten Wellen miteinander interferieren.

5. Schlußbetrachtung

Wie in der Einleitung dargestellt wurde, war das Ziel dieser Untersuchung eine Aussage über die Wellenleitung von Raumwellen in einer speziellen, in der Natur oft anzutreffenden Gradientschicht. Das Ergebnis läßt sich kurz in der folgenden Weise formulieren:

Die Laufzeiten und die Lage der Wellenfronten lassen sich durch eine strahlenoptische Betrachtungsweise gut angeben, ebenso auch die Bedingungen für eine

theoretisch verlustlose Leitung von SV-Wellen. Darüber hinausgehende energetische Phänomene, wie das Fehlen der strahlenoptisch geforderten Schattenzone und die seitliche Ausdehnung der Wellenfronten, kann die strahlenoptische Berechnung des "energy spreading" nicht erfassen. Hierfür liefert die Modellseismik wertvolle Informationen, wie auch über die Partikelbewegungen. Die ferner in der Einleitung gestellte Frage nach dem Zustandekommen eines Teils der in der Mikroseismik beobachteten Bodenbewegungen infolge wiederholter Reflexionen von SV-Wellen an der freien Oberfläche ("whispering gallery") kann unter der Voraussetzung, daß die Reflexionen im überkritischen Bereich erfolgen, bejaht werden.

6. Danksagung

Diese Arbeit wurde 1968 im Institut für Meteorologie und Geophysik an der Freien Universität Berlin unter Anleitung von Herrn Prof. STROBACH als Diplomarbeit angefertigt. Ihm und Herrn Dr. STEINBECK möchte ich für die Diskussionen und die zur Verfügung gestellten modellseismischen Registrierungen vielmals danken. Ich danke auch Frau I. Stark für die Ausführung der Zeichenarbeiten.

Literatur

- GIESE, P.: Beispiele zur Geschwindigkeitsverteilung im obersten Bereich der Erdkruste, Kurzfassungen der Vorträge, DFG-Kolloquium Bad Kreuznach 9. – 12. März 1964.
- GUTENBERG, B.: Energy ratio of reflected and refracted seismic waves. *Bull. Seismol. Soc. Am.* 34, 85 – 102, 1944.
- : SV and SH. *Transact. Am. Geoph. Union*, 33, No. 4, 573 – 584, 1952.
- IVAKIN, B. N.: Methods for controlling the density and elasticity of a medium during the two-dimensional modeling of seismic waves. *Izvestiya, Academy of Sciences, USSR, Geophysical series No. 8*, pp. 761 – 771, 1960.
- IVAKIN, B. N., and YU. V. VASIL'EV: The wave properties of perforated plates for seismic modeling. *Izvestiya, Academy of Sciences, USSR, Geophysical series No. 2*, pp. 149 – 156, 1963.
- IVAKIN, B. N., and A. G. AVER'YANOV: The modeling of seismic waves in layered-heterogeneous media on two-dimensional perforated models. *Izvestiya, Academy of Sciences, USSR, Geophysical series No. 6*, pp. 546 – 557, 1963.
- MENZEL, H., und R. GUTDEUTSCH: Bemerkungen zur sogenannten 2-dimensionalen Theorie der Modellseismik. *Zeitschrift für Geophysik*, Jahrg. 33, Heft 3, 1967.
- STEINBECK, J.: Modellseismische Untersuchungen von Rayleighwellen unter besonderer Berücksichtigung einer Deckschicht von variabler Mächtigkeit. *Dissertation, Hamburg 1965*.
- STROBACH, K.: Ein Beitrag zum Problem der Entstehung der Wellennatur der mikroseismischen Bodenunruhe. *Hamburger Geophysikalische Einzelschriften, Heft 5, Hamburg 1962*.

First Observational Results of Geomagnetic π_2 and π_5 Pulsations on a North-South Profile through Europe

A. BJÖRNSSON, O. HILLEBRAND and H. VOELKER, Göttingen¹⁾

Eingegangen: 13. November 1971

Summary: During August and September 1970 a chain of field operating pulsation stations was installed on a north-south profile between Tromsö and Stockholm to supplement 5 existing recorders with similar characteristics working at Scandinavian observatories. A statistical investigation of the magnetic disturbance vector of π_2 in the horizontal plane revealed that counterclockwise polarization predominates in lower and middle latitudes while clockwise polarization is typical most of the time for higher latitudes. This change of rotation sense is due to the phase reversal of the H-component occurring together with zero amplitudes near 60° geomagnetic latitude. Preliminary results on π_5 show distinct phase differences between similar components of adjacent stations.

Zusammenfassung: Zusätzlich zu dem bestehenden Netz von 5 Pulsationsstationen an skandinavischen Observatorien wurden im August und September 1970 auf einem engen Profil zwischen dem Nordkap und Stockholm Pulsationen registriert. Statistische Untersuchungen über den Drehsinn des horizontalen Störungsvektors der π_2 zeigen, daß Polarisation gegen den Uhrzeiger in niedrigen und mittleren Breiten vorherrscht, während Polarisation im Uhrzeigersinn vorwiegend für höhere Breiten typisch ist. Diese Umkehr des Drehsinns wird durch Phasenumschlag der H-Komponente hervorgerufen. Am Ort der Phasenumkehr nahe 60° geomagnetischer Breite verschwinden die π_2 in der H-Komponente. Vorläufige Untersuchungen an π_5 zeigen eine deutliche Phasenverschiebung zwischen entsprechenden Komponenten an benachbarten Stationen.

Beginning in 1960 a net of pulsation recorders has been installed in northern and central Europe by the Geophysical Institute of Göttingen. Up to now 11 observatories between the auroral belt and Turkey have been equipped with standardized instruments. Five of these stations, Leirvogur, Tromsö, Kiruna, Sodankylä, and Enköping, are situated in Northern Scandinavia. In spite of these existing observatories, the chain is not sufficient for a satisfactory interpretation of the recorded pulsations at high latitude stations. Especially the distance between Kiruna and Enköping is too large [VOELKER, 1965]. Therefore the existing chain was supplemented by the temporary installation of movable pulsation recorders on a profile between the North Cape and Enköping. In a first period during August and September 1970 three movable

¹⁾ Dipl.-Phys. A. BJÖRNSSON, Dipl.-Phys. O. HILLEBRAND and Dr. H. VOELKER, Institut für Geophysik, 34 Göttingen, Herzberger Landstraße 180

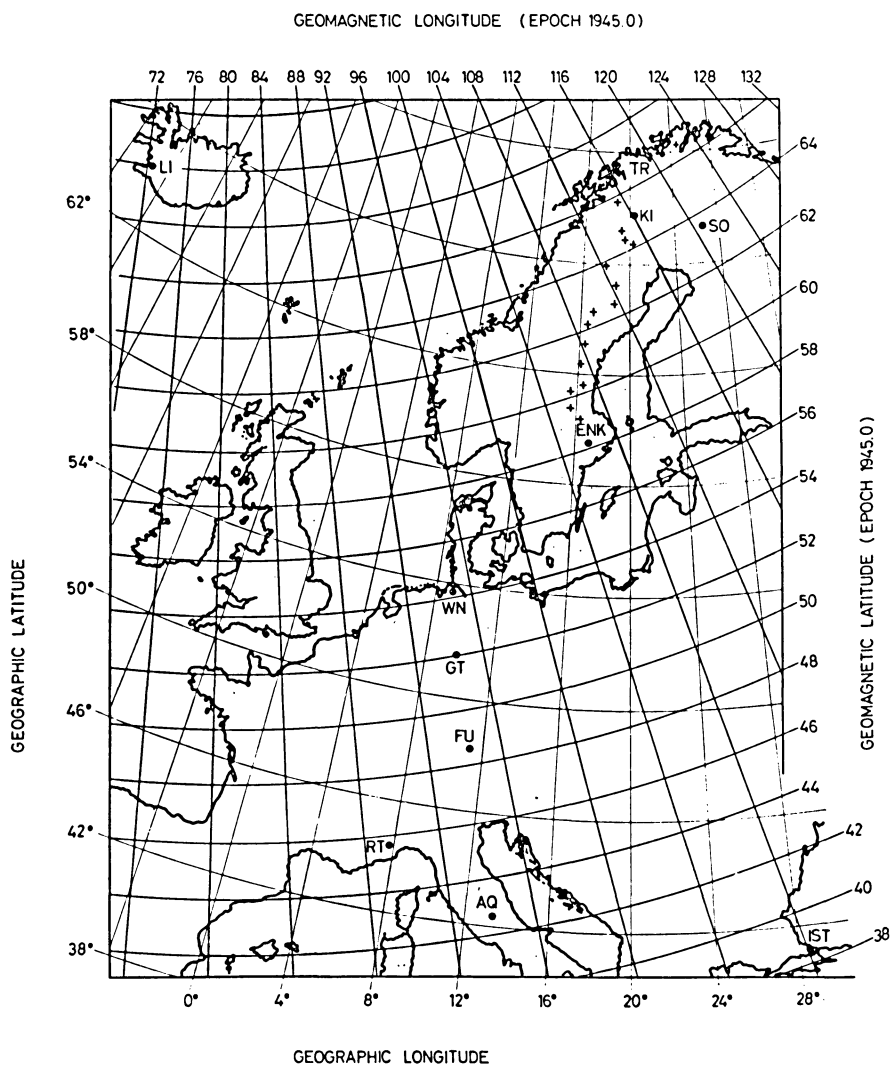


Fig. 1: Pulsation recording stations in Europe equipped with Grenet type induction coil variometers.

● : Observatory stations

+ : Places where the movable stations have been set up during 1970/71

recorders have been set up at 15 different sites (the mean recording time at one place being 7 days). These sites and some additional stations were occupied by 6 movable recorders during the main observation period from May to October 1971 (with a mean recording time of 1.5 months). In this paper the first results, concerning π_2 and π_5 (π_g) recorded by the stationary and movable recorders during the first period are presented.

Equipment

Fig. 1 shows the location of the pulsation stations at the observatories together with the places where the field equipment was established. Each of the pulsation recorders is equipped with three induction coil variometers of Grenet type for the H, D, and Z-components of the geomagnetic field. At the permanent observatories the electric currents coming from the coils of the variometers are optically recorded.

Three of the six field stations have also photographic film recorders. Their only difference from the observatory equipment in the photoelectric preamplification of the electric signals in order to avoid long light paths.

The three other field stations use slow running tape recorders for signal storage. A block diagram (Fig. 2) shows the principal features of the equipment:

The outputs of the three coils of the variometers (in the figure the D-variometer only is symbolized) are connected to operational amplifiers which amplify the signals about 10^5 times. The signals are fed to three FM data-channels of a magnetic tape recorder running with a tape speed of $3/64$ inch/s.

A digital crystal clock produces time signals, which are fed to a fourth data trace on the magnetic tape. The time-error of less than 0.1 s/day allows phase comparison between pulsation records of different stations as under observatory conditions. Once a day the crystal clock generates, for calibration purposes, a sine current with an amplitude of 0.5 mA and with a period of 20 seconds. All the equipment is battery powered. Power and tape supply allow recording times up to ten days.

The characteristic properties of the Grenet type induction coil variometers have been described by VOELKER [1963]. These instruments allow recording of pulsations with periods between 1 and 1000 seconds. The amplitude resonance curve shows a region of relatively constant sensitivity between 10 and 100 seconds. The phase characteristic of the variometers must be considered carefully, when comparing the records of this standardized equipment with records from stations using other instruments.

π_2 (pulsation trains)

Fig. 3 shows a typical π_2 recorded by our network in Scandinavia from Leirvogur down to Wingst. This event occurred about 21.30 hours U. T., that is approximately 23h local time at the Swedish observatories, during a period of moderate magnetic

activity ($K_p = 3-$). The occurrence time 23h coincides with the time of maximum occurrence frequency of π_2 [ROMANA and CARDUS, 1962]. A comparison of the different H-components exhibits a strong increase of amplitudes towards the auroral belt. The amplitudes show a distinct minimum at the stations Enköping and Hammarstrand near 60° geomagnetic latitude.

Comparing the shape of the π_2 , we see that the H-component of the northern stations is antiparallel to those of Wingst and Enköping. This behaviour is typical for π_2 events occurring around 23h local time. The region of phase reversal of H is located at about 60° geomagnetic latitude. For moderate geomagnetic activity the H components of π_2 in the afternoon and early morning are in phase at all the stations of the chain [VOELKER, 1969].

The amplitudes of the D component show only a moderate variation along the profile. Generally the east-west component is in phase at all stations with approximately the same longitude. Sometimes antiparallel effects in D occur in Leirvogur and Sodankylä when compared with the other observatories.

PULSATION RECORDING SYSTEM BLOCK DIAGRAM

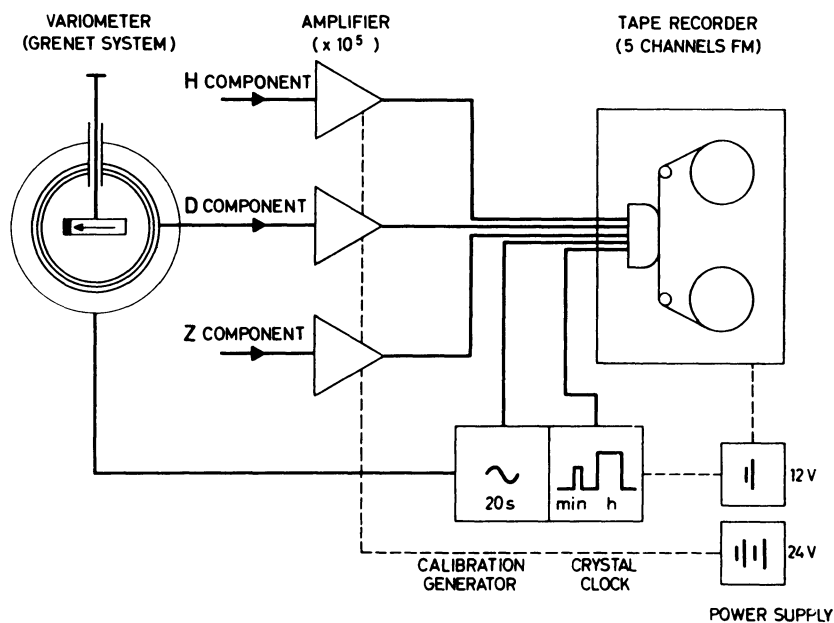


Fig. 2: Block diagram of the magnetic tape pulsation recording equipment.

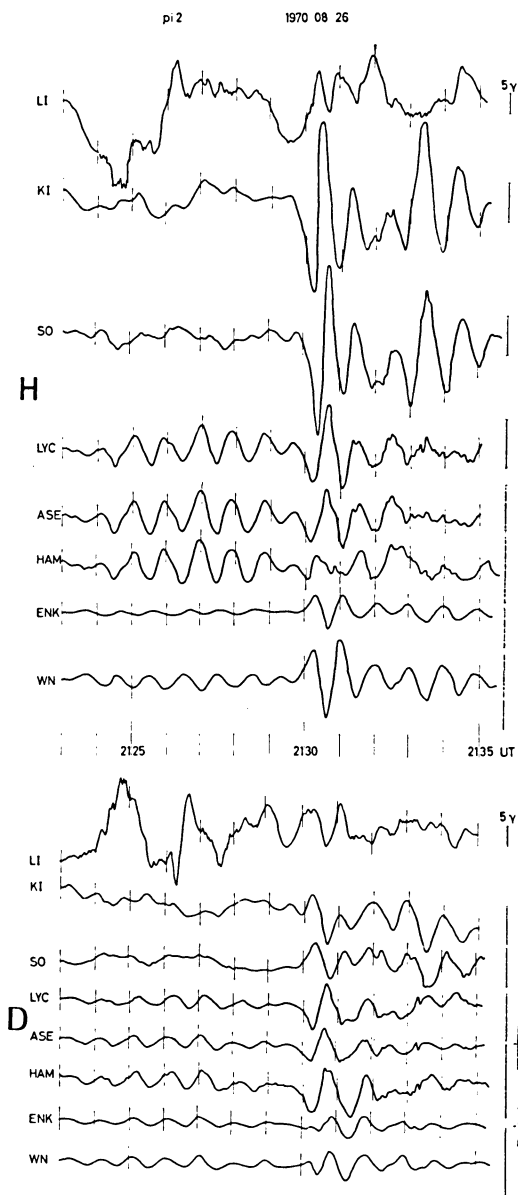


fig. 3: Record of pi2 in the H- and D-components of some North-European stations.

The sense of polarization of π_2 pulsations in the horizontal plane was studied at eight observatories spread over geomagnetic latitudes from 42 to 70 degrees. The stations were L'Aquila, Göttingen, Wingst, Enköping, Sodankylä, Kiruna, Tromsö and Leirvogur.

The π_2 's at each station were classified into 3 groups having clockwise, counterclockwise (looking in the direction of the main magnetic field), and linear polarization. In each group the relative occurrence frequency was calculated considering all π_2 events regardless of magnetic activity and local time.

The results of this investigation are shown in Fig. 4. In mid-latitude regions up to, say, 60° it is found that most of the π_2 's (about 70%) are polarized counterclockwise in good agreement with the results for the same latitudes obtained by earlier workers. See for example JAESCHKE [1962], and RANKIN and KURTZ [1970]. At these stations less than 10% of the π_2 events have a clockwise polarization and 10–20% are linearly polarized. At higher latitudes (of about 65 degrees) the occurrence frequency of π_2 effects with counterclockwise polarization decreases rapidly to 20%, and the percen-

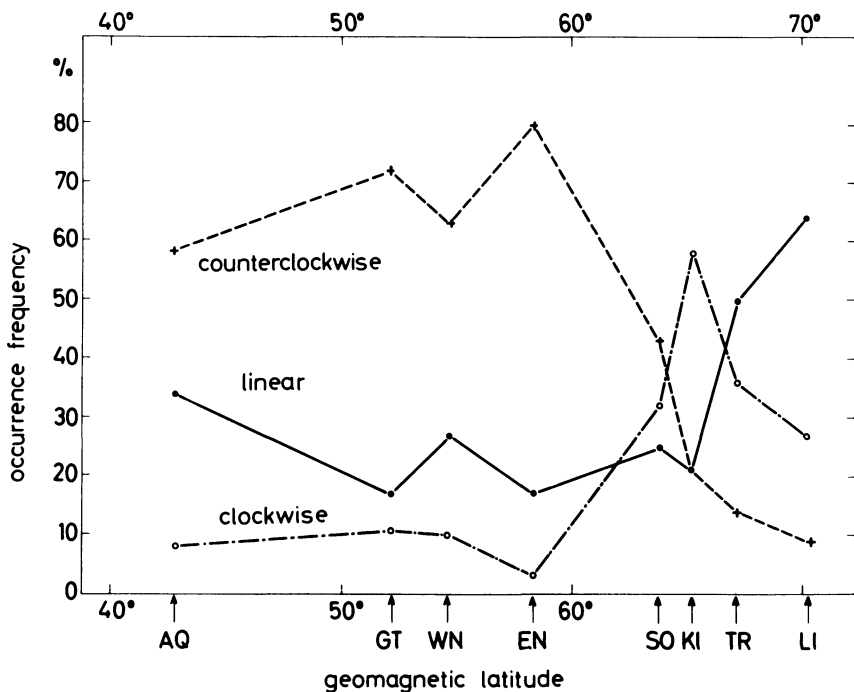


Fig. 4: The sense of polarization of the horizontal π_2 disturbance vector versus geomagnetic latitude (after BJÖRNSSON, 1972).

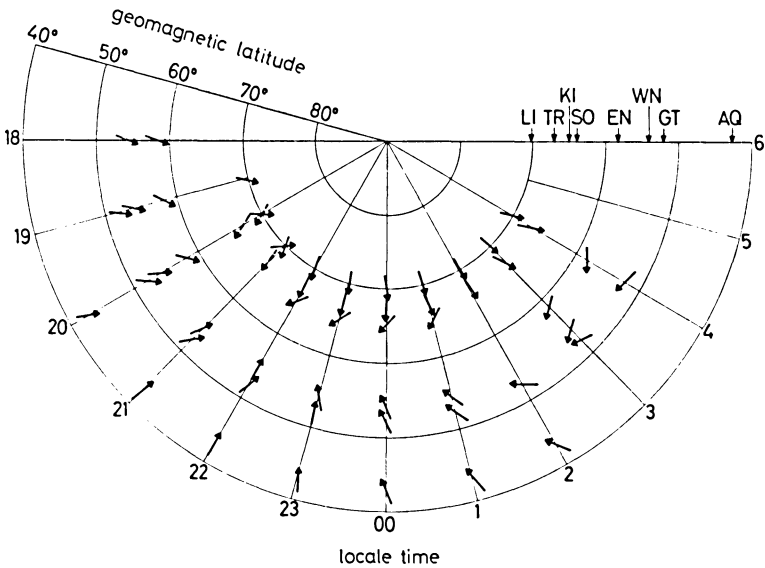


Fig. 5: Mean direction of polarization of the π_2 disturbance vector in the northern hemisphere as a function of geomagnetic latitude and local time (after BJÖRNSSON, 1972).

tage of events with clockwise rotation increases. At still higher latitudes (Tromsö and Leirvogur) linearly polarized π_2 pulsations dominate.

The sense of polarization as a function of local time has also been studied. In low and also in very high latitudes we could not find any clear correlation between the sense of rotation and local time, but in latitudes where the occurrence frequencies of π_2 's with clockwise and counterclockwise polarization are equal (Sodankylä), they are predominantly counterclockwise before local midnight and clockwise after local midnight [BJÖRNSSON, 1972].

Therefore the distribution of the sense of rotation of the horizontal π_2 disturbance vector is more complicated than assumed until now. Hence, earlier workers have obtained conflicting polarization results because the polarization characteristics of the π_2 's were studied in too narrow a range of geomagnetic latitude [KATO, OSSAKA, WATANABE, OKUDA and TAMAQ, 1956; ROSTOKER, 1967; KATO, 1971].

Further we investigated the hourly mean direction of the polarization ellipse of the π_2 disturbance vector for different local hours at the same eight observatories. This direction of polarization is defined as the direction of the main axis of the disturbance ellipse in the horizontal plane. Fig. 5 shows this direction in the Northern hemisphere between 42 and 70 degrees of geomagnetic latitude. The ambiguity of the sign is resolved by the definition that the direction of polarization at Göttingen should have a northern component. We can therefore regard this figure, which is a

result of statistical studies, as an instantaneous picture of the direction of polarization. All vectors seem to converge to a region near 60 degrees of geomagnetic latitude and 22h local time. Half a period later all vectors would point in the opposite direction.

These results are similar to those of SAITO [1961] and SAITO and MATSUSHITA [1968], although they examined the initial kick of the pi2 effect only. On the other hand we avoided the initial kick using merely pi2 events with fairly regular oscillations.

Our results disagree with the results of ZYBIN [1967], who found that the mean direction of polarization for geomagnetic pulsations depends on the geological structure under the point of observation.

The mean amplitudes of pi2 in H, normalized with respect to Wingst, as a function of geomagnetic latitude are shown by the solid line in Fig. 6. This distribution is valid for effects occurring about 23h local time, corresponding to the pt⁻ [JACOBS and SINNO, 1960]. The amplitudes of the pi2 shown in the example of Fig. 3 are

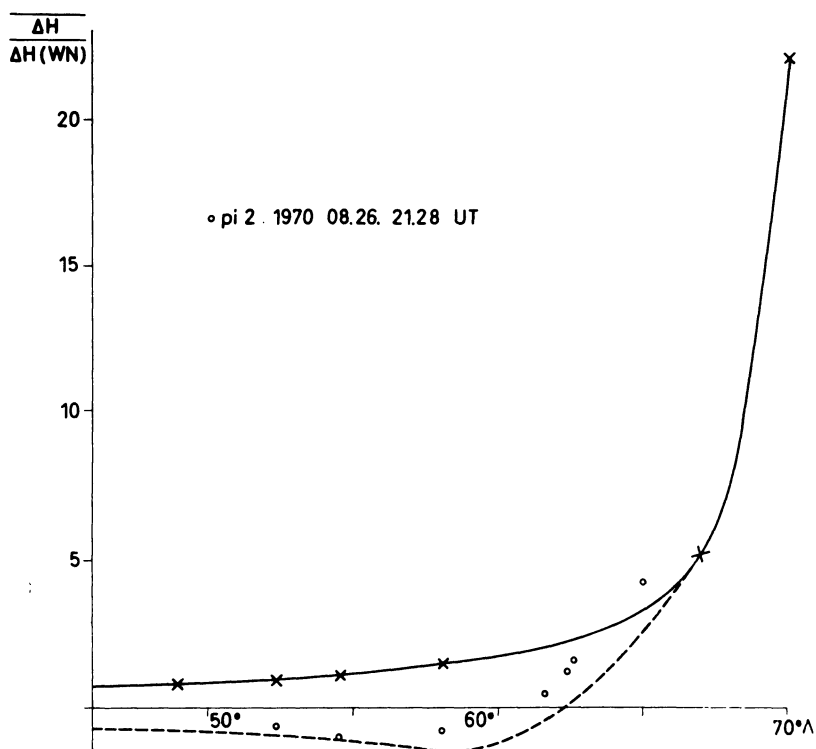


Fig. 6: Amplitudes of pi2 in H, normalized with respect to Wingst, as a function of geomagnetic latitude. Solid curve: mean amplitude

Dashed curve: mean amplitude under consideration of the sign of the effect.

Circles: amplitudes of pi2 shown in Fig. 3.

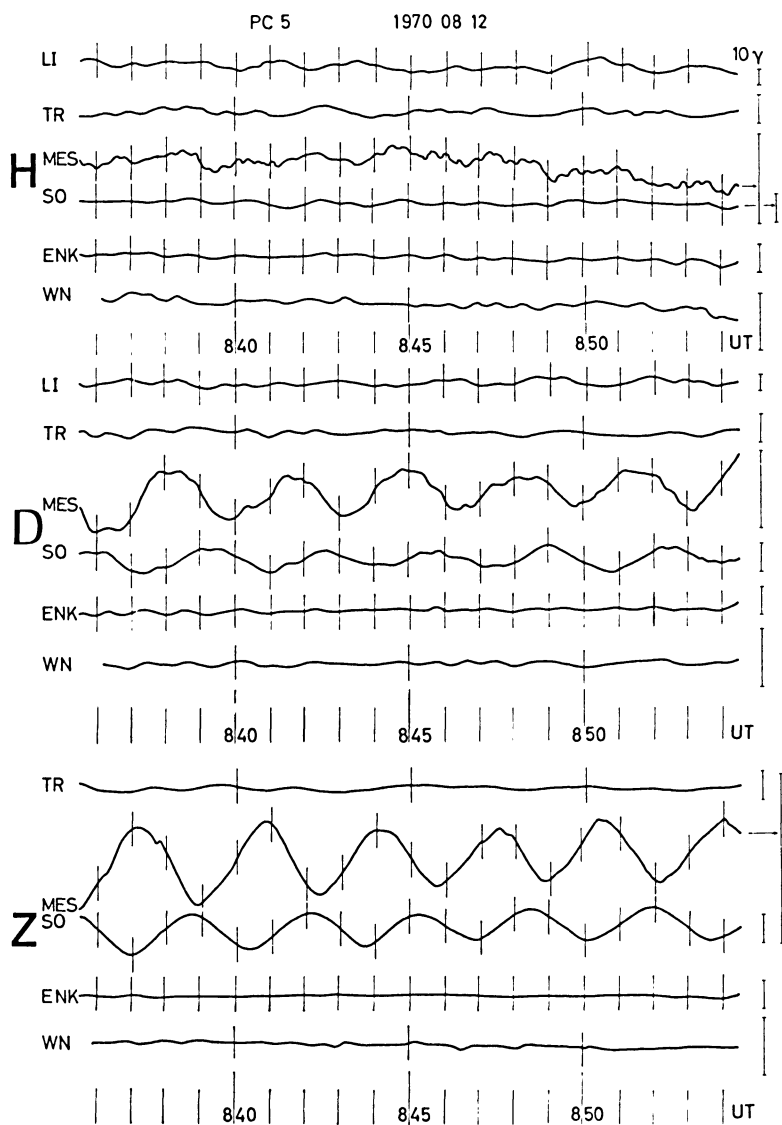


Fig. 7: Example of pc5 recorded at 6 pulsation stations.

marked by circles. This example and the knowledge of the phase inversion of the H-component indicate that the real mean amplitudes would be better represented by the dashed curve in Fig. 6.

These results, giving the phase inversion of H for a latitude of about 60° and the maximum amplitudes in the auroral belt, are not in agreement with measurements made in Canada [SAMSON, JACOBS, ROSTOKER, 1971]. They also contradict a theory of CLADIS [1971] concerning the generation of π_2 , which predicts the phase inversion for the position of maximum amplitudes.

pc4,5 (giant pulsations)

One part of the investigations regards giant pulsations (pg), i.e. long period continuous pulsations with large amplitudes and frequently long duration. Because of their maximum occurrence near the auroral zone, the first investigations were carried out at high latitude observatories [ROLF, 1931; SUCKSDORFF, 1939; HARANG, 1941].

The records obtained during the observing period in 1970 show about 14 pg events. A recording interval of 18 minutes, from 08.36 to 08.54 of a pg event on Aug. 12, 1970 is shown in Fig. 7.

Despite the well known fact that a pg occurs only in a narrow area of latitude and that it has limited longitude extension [ELEMEN, 1967] the main period of 220 seconds of this event can be found in the records of the observatories of Tromsø (TR) and Leirvogur (LI) by means of power spectrum analysis. But there is no significant peak in the power spectra of Enköping (ENK) and Wingst (WN). The only stations with pg amplitudes which are easily recognized are Sodankylä (SO) and Messaure (MES). An essential feature of giant pulsations is the big amplitude of the Z-component, as in this example.

Another characteristic quality of pg is the phase lag between the three components at one station [PAULSON, EGELAND and ELEMEN, 1965]. These phase differences vary from station to station.

In addition to the phase differences between the components at one station a phase lag exists between similar components at different stations, as between MES and SO in this example. VELDKAMP [1960] reports distinct phase lags between equivalent components of stations which have a distance above 500 km. VELDKAMP's investigation deals with the pg event of July 17, 1958 which predominated in middle latitudes. The example shown above reveals phase differences between Messaure and Sodankylä, which have a distance of about 300 km only. The phase differences are:

$$\varphi_{\text{MES}}^{\text{H}} - \varphi_{\text{SO}}^{\text{H}} = +148^\circ$$

$$\varphi_{\text{MES}}^{\text{D}} - \varphi_{\text{SO}}^{\text{D}} = +91^\circ$$

$$\varphi_{\text{MES}}^{\text{Z}} - \varphi_{\text{SO}}^{\text{Z}} = +142^\circ$$

This example shows that a narrow net of pulsation stations both in longitude and in latitude distribution might render it possible to consider the amplitude and phase differences between adjacent stations and to calculate equivalent current systems and phase velocities of pg [OBERTZ and RASPOPOV, 1968].

The results given here constitute only a first rough analysis of the pulsations recorded during the first observing period. The results of the main observing period and a more detailed analysis of the data will give further information on the behaviour of $pi2$ and pc pulsations. Especially the small distance of about 80 km between adjacent stations might furnish accurate knowledge of the latitude dependence of these effects. The larger dynamic range of the tape recorder system will enable us to consider also storm time pulsations.

This paper forms part of a programme on geomagnetic pulsations in Scandinavia sponsored by the Deutsche Forschungsgemeinschaft. We are also grateful to the observatories for running our instruments or for making records available to us.

References

- BJÖRNSSON, A.: Untersuchungen von $pi2$ Pulsationen auf einem Profil von Süd-Europa bis in die Polarlichtzone. Ph. D. Thesis, Institute of Geophysics, University of Göttingen (to be published).
- CLADIS, J. B.: Multiply Coupled Oscillations of Field Lines in the Magnetosphere: Modulation of Trapped Particles and Ionospheric Currents. *J. Geophys. Res.*, 76, 2345–2356, 1971
- ELEMAN, F.: Studies of giant pulsations, continuous pulsations, and pulsation trains in the geomagnetic field. *Arkiv Geofysik* 5, 231–282, 1967
- HARANG, L.: Pulsations in the terrestrial magnetic records at high latitude stations. *Geophys. Publ.*, 8 (3), 3–13, 1941
- JACOBS, J. A. and K. SINNO: World-wide characteristics of geomagnetic micropulsations. *Geophys. J.*, 3, 333–353, 1960
- JAESCHKE, R.: Ein Horizontalvektograph zur Registrierung erdmagnetischer Pulsationen: Aufbau und erste Auswertung. *Abh. Akad. Wiss. Göttingen, math.-phys. Klasse, Heft 8*, 1962
- KATO, Y.: Frequency analysis of geomagnetic micropulsations associated with ssc and $pi2$. *Sci. Rep. Tohoku Univ., Ser. 5, Geophys.*, 21, 37–50, 1971
- KATO, Y., J. OSSAKA, T. WATANABE, M. OKUDA, and T. TAMAO: Investigation on the magnetic disturbance by the induction magnetograph, V, on the rapid pulsation psc. *Sci. Rep. Tohoku Univ., Ser. 5, Geophys.*, 7, 136–146, 1956
- OBERTZ, P., and O. M. RASPOPOV: Study of the spatial characteristics of type $pc5$ geomagnetic pulsations. *Geomagn. Aeron.*, 8, 424–427, 1968
- PAULSON, K. V., A. EGELAND, and F. ELEMAN: A statistical method for quantitative analysis of geomagnetic giant pulsations. *J. Atmospheric Terrest. Phys.*, 27, 943–967, 1965

- RANKIN, D., and R. KURTZ: Statistical Study of Micropulsations. *J. Geophys. Res.*, 75, 5444–5458, 1970
- ROLF, B.: Giant micropulsations at Abisko. *Terr. Magn. Atmosph. Electr.*, 36, 9–14, 1931.
- ROMAÑA, A., and J. O. CARDÚS: Geomagnetic Rapid Variations during IGY and IGC. *J. Phys. Soc. Japan*, 17, Suppl. A-11, 1962
- ROSTOKER, G.: The polarization characteristics of pi2 micropulsations and their relation to the determination of possible source mechanisms for production of nighttime impulsive micropulsation activity. *Can. J. Phys.*, 45, 1319–1335, 1967
- SAITO, T.: Oscillations of geomagnetic field with the progress of pt-type pulsations. *Sci. Rep. Tohoku Univ.*, Ser. 5, *Geophys.*, 13, 53–61, 1961
- SAITO, T., and S. MATSUSHITA: Solar cycle effects on geomagnetic pi2 pulsations. *J. Geophys. Res.*, 73, 267–286, 1968
- SAMSON, J. C., J. A. JACOBS, G. ROSTOKER: Latitude-Dependent Characteristics of Long-Period Geomagnetic Micropulsations. *J. Geophys. R.*, 76, 3675–3683, 1971
- SUCKSDORFF, E.: Giant pulsations recorded at Sodankylä during 1914–1938. *Terr. Magn. Atmosph. Electr.*, 44, 157–170, 1939
- VELDKAMP, J.: A giant geomagnetic pulsation. *J. Atmospheric Terrest. Phys.*, 17, 320–324, 1960
- VOELKER, H.: Zur Breitenabhängigkeit erdmagnetischer Pulsationen. *Mitt. Max-Planck-Inst. Aeron.*, 11, 1–55, 1963
- : Göttinger Untersuchungen über erdmagnetische Pulsationen und ihre Beziehungen zur Magnetosphäre. *Kleinheubacher Ber.*, 10, 237–245, 1965
- : Beobachtungen von pt's auf einer Stationskette von Nordskandinavien bis Deutschland. *J. Geophys.*, 32, 434–447, 1966
- : Beobachtungsergebnisse über das Verhalten von Pulsationen des Typ pi2. *Kleinheubacher Ber.*, 13, 203–211, 1969
- ZYBIN, K. YU.: On the polarisation characteristics of middle latitude geomagnetic micropulsations. *Indian J. Meteorol. Geophys.*, 18, 349–354, 1967

Ionospheric Absorption of Radio Waves on 1.725 MHz and the Winter Anomaly during Sunspot Minimum

K. M. KOTADIA and B. M. PATEL, Ahmedabad¹⁾

Eingegangen am 28. September 1971, in überarbeiteter Form 9. Dezember 1971

Abstract: Ionospheric absorption obtained by A1 method on 1.725 MHz is regularly measured at Freiburg. These data are used to examine the winter anomaly during the years 1963–65. It is shown that although the average seasonal variations of ionospheric absorption and 10 mb-level temperature agree with each other, the day-to-day variability in these quantities does not show such agreement in all events of stratospheric warming, nor do the associated increases in absorption and the stratospheric temperature follow a linear relation. Further, the variability in absorption changes from one winter to another which is in contrast to that of the 10 mb-level temperature. The monthly mean value of absorption in winter is higher than expected because large increases are not compensated by equivalent decreases. The winter anomaly was highest in January 1964. It was about 166% of the value expected according to the law $L = 35 (1 + 0.0043 R_z) \cos^{0.80} \chi$ where R_z is the Zürich sunspot number and χ the solar zenith angle.

There is some evidence that changes of gas composition and of loss and production rates of ionization in the D-region and perhaps in the lower E-region associated with changes in the normal seasonal wind circulation system at stratospheric levels may cause anomalous changes in the ionospheric absorption of h.f. radio waves during winter at midlatitudes.

Zusammenfassung: Die ionosphärische Absorption wird auf 1,725 MHz in Freiburg regelmäßig mittels der A1-Methode gemessen. Die Ergebnisse werden zur Untersuchung der Winteranomalie in den Jahren 1963–65 benutzt. Während die mittlere Variation der ionosphärischen Absorption und die der Temperatur im 10 mb Niveau übereinstimmen, zeigen die Änderungen von Tag zu Tag keine Übereinstimmung für sämtliche stratosphärischen Erwärmungen, noch folgen die zugeordneten Dämpfungszunahmen und die Stratosphären-temperatur einer linearen Beziehung. Außerdem ändert sich die Veränderlichkeit der Absorption von Winter zu Winter im Gegensatz zur Temperatur im 10 mb Niveau. Der Monatsmittelwert der Absorption im Winter ist größer als erwartet, weil starke Zunahmen nicht durch entsprechende Abnahmen ausgeglichen werden. Die Winteranomalie erreichte ihren größten Wert im Januar 1964. Sie betrug 166% des Wertes, der nach der Beziehung $L = 35 (1 + 0,0043 R_z) \cos^{0,8} \chi$ zu erwarten war, wobei R_z die Züricher Sonnenfleckenrelativzahl und χ der Zenitwinkel der Sonne sind.

Es gibt gewisse Anzeichen, daß der anomale Gang der Absorption von Kurzwellen während des Winters in mittleren Breiten verursacht ist durch Änderungen in der Gaszusammensetzung und in den Produktions- und Verlusten der Ionisation des D-Gebietes und vielleicht des unteren E-Gebietes, die mit Veränderungen der normalen jahreszeitlichen atmosphärischen Zirkulation im Stratosphärenbereich verbunden sind.

¹ Dr. K. M. Kotadia and B. M. Patel, Department of Physics, Gujarat University, Ahmedabad-9, India.

1. Introduction

Since the exposition of the so-called winter anomaly in the ionospheric absorption of h.f. radio waves by SHAPLEY and BEYNON [1965] and DIEMINGER et al. [1966] at latitudes higher than 32° , it has been believed that the anomalously high absorption in winter is in some way connected with the stratospheric warming. JONES and BEYNON [1966] showed that the seasonal variation of ionospheric absorption at mid-latitudes as a function of solar zenith angle was not symmetrical around mid-summer, but gave a distorted figure-of-eight which meant higher absorption in winter than normally expected. Such two-loop variation was also found in gas density and electron collision frequency at 70 km and in temperature at the 30 mb-level (26 km) altitudes, but not so in the temperature at 70 km. They suggested that the winter anomaly was due partly to increase in the electron density and partly to increase in the collision frequency. Earlier, BOSSOLASCO and ELENA [1963] demonstrated a high correlation between D-region absorption and stratospheric warming in winter of 1958–59, but it was poor in the winter of 1960–61. Attempts have been made by some workers [SHAPLEY 1966, SECHRIST 1967] to relate some distinct instances of excessive ionospheric absorption with increases of stratospheric temperature and mesospheric temperature inversion. Others [BOWHILL et al. 1967, PIGGOTT 1967, THOMAS 1968, LAUTER and TRISKA 1965, ROWE et al. 1969, SECHRIST et al. 1969] have attributed the increases in the D-layer absorption to the increase of ionization in the 70–80 km height region. BELROSE et al. [1967] and SMITH et al. [1967] found that electron density profiles obtained by partial reflection method showed large variability from day to day at Ottawa ($\Phi = 45^\circ\text{N}$), but not so at Armidale ($\Phi = 30^\circ\text{S}$). Further, the amplitude of lunar semidiurnal variation of absorption is also larger in winter than in summer [KOTADIA and PATEL 1969], about twice as much on 1.725 MHz and five times on 2.44 MHz at Freiburg ($\Phi = 48^\circ\text{N}$).

In this paper, we shall see the average variations of noontime (1200 hr U.T.) total absorption on 1.725 MHz at Freiburg (48°N , 7.8°E ; $I = 64^\circ\text{N}$) with season and solar activity and then show the nature of its day-to-day variability during the years 1963–65 in context to 10 mb-level temperature. Finally, a rough estimate is made of the winter anomaly in absorption. An attempt is also made to explain the high monthly mean value of absorption in winter.

2. 27-day running average variation

27-day running averages were calculated for the ionospheric absorption L on 1.725 MHz (A1 Method) at Freiburg, 10 mb-level (31 km altitude) temperature T at Freiburg, Zürich relative sunspot number R_z , 10.7 cm solar radio flux $S_{10.7}$ and the daily planetary magnetic index ΣKp . These running averages are plotted against the centred day for the year 1963 in Fig. 1. It will be seen that the stratosphere is

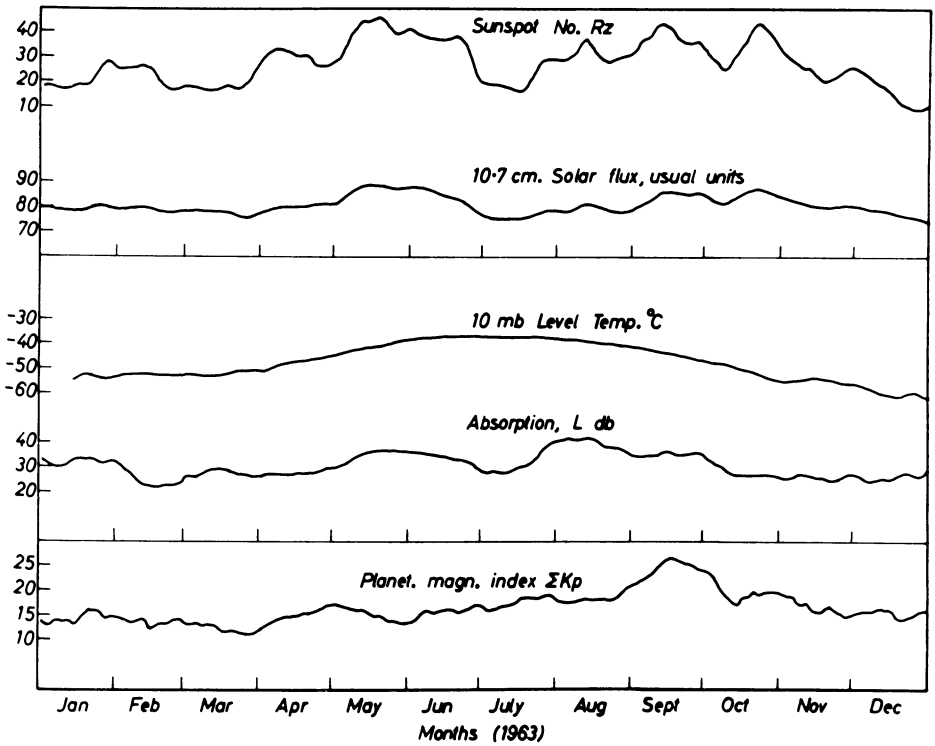


Fig. 1: Comparison of 27-day running averages of Zürich sunspot number, 10.7 cm solar radio flux at Ottawa, 10 mb-level temperature at Freiburg, ionospheric absorption on 1.725 MHz at Freiburg and planetary magnetic index during the year 1963.

generally warmer in summer than in winter and L has also a similar seasonal variation with superposed influence of the solar activity. The correlation coefficient for 12-monthly running means of L and R_z (1957–1968) turns out to be 0.887 and that for L and $S_{10.7}$ turns out to be 0.896, but there does not seem to be any clear relation between L and ΣKp . The sunspot number can be well adopted as a measure of solar activity for studies on ionospheric absorption.

It should be further noted that the stratospheric temperature is smoothly falling on either side of midsummer, but the variation of L is not so smooth.

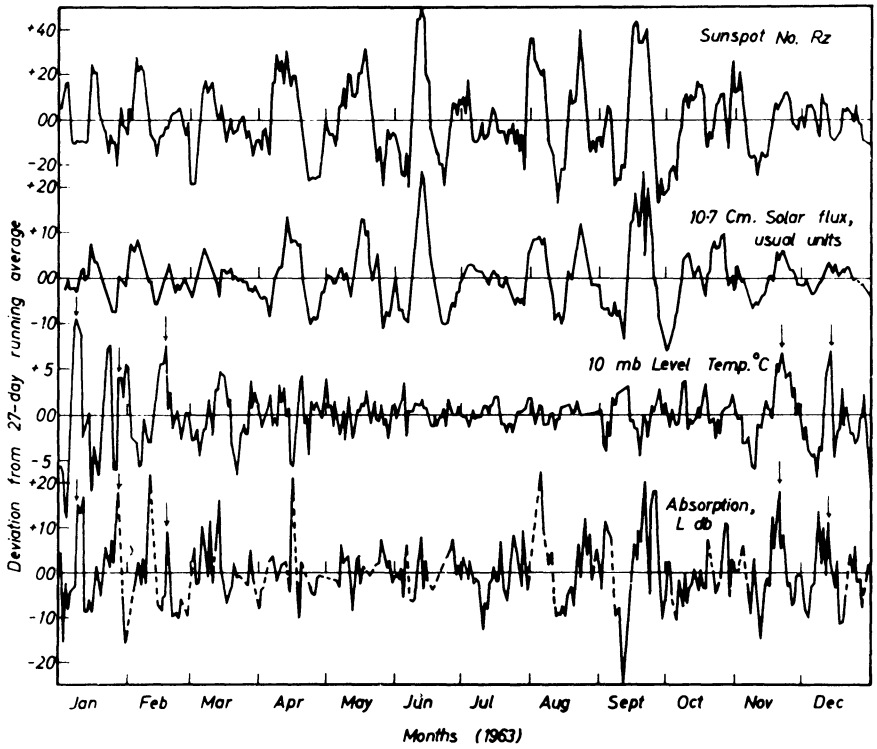


Fig. 2: Day-to-day variations expressed as departures from the 27-day running averages of sunspot number, 10.7 cm solar radio flux, 10 mb-level temperature and ionospheric absorption at Freiburg in 1963.

3. Day-to-day variability

Some instances of unusually large ionospheric absorption have been reported by LAUTER and ENTZIAN [1966], DIEMINGER [1966], ROWE et al. [1969]. Fig. 2 shows the day-to-day departures of R_z , $S_{10.7}$, T and L from their respective 27-day running averages for the year 1963. It will be noticed that R_z and $S_{10.7}$ show very closely correlated variations. The day-to-day variability in 10 mb-level temperature and ionospheric absorption in summer is quite small compared to that during winter months though the average values of these quantities are larger in summer. It is interesting to note that while the changes (positive as well as negative) in L have a tendency to follow more or less the changes in R_z from March to October, they follow the changes in the 10 mb-level temperature on some groups of days in midwinter. The variability in T in winter months can be as large as $\pm 10^\circ\text{C}$ and that in L , ± 15 db.

Even in midwinter, not all days of stratospheric warming show increased ionospheric absorption; for some of them there was even a decrease of L . These results also agree with those reported by SCHWENTEK [1968] from the study of absorption of CW signals on 2.61 MHz received at Lindau ($51^{\circ} 39' N$, $10^{\circ} 8' E$) over a distance of 296 km.

Another way of looking into the anomalous winter increase of L is to sort out the days with abnormal increase in the 10 mb-level temperature and to see what

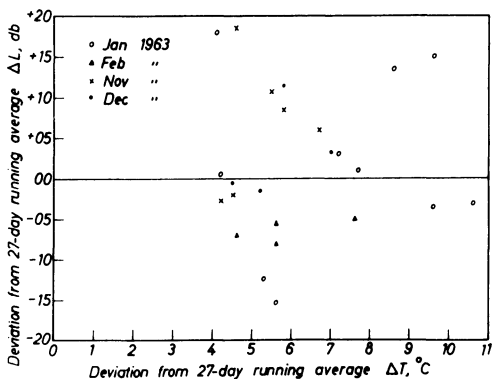


Fig. 3a: A scatter-plot of deviations from 27-day running averages of ionospheric absorption against those of 10 mb-level temperature on days when the temperature increase was greater than $4^{\circ}C$ during the winter months of 1963 at Freiburg.

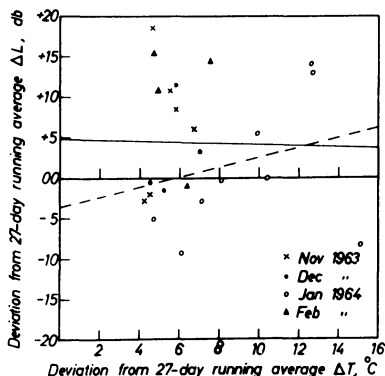


Fig. 3b: Scatter-plot deviations from 27-day running averages of ionospheric absorption against those of 10 mb-level temperature on days when the temperature increase was greater than $4^{\circ}C$ during winter 1963-64. Regression lines are shown for all four months (—) and for midwinter (Dec.-Jan.) months (- - - -).

happened to absorption on these days. After subtracting the average trend, warm days on which T increased by more than 4°C above the 27-day running average were sorted out. Fig. 3a is a scatter-plot of changes in L against changes in T ($\Delta T > +4^{\circ}\text{C}$) during January, February, November and December 1963. It is seen that L could be either high or low even while the stratosphere was unusually warm. The points are so much scattered that even positive values of ΔL cannot be expressed as a linear function of ΔT , the correlation coefficient for the midwinter months turning out to be only 0.1. However, the increases of L are generally larger in magnitude than are the decreases and so the monthly mean or median value of absorption in midwinter becomes greater than expected. The anomaly of increased absorption was remarkably pronounced in the midwinter of 1963–64 (see Fig. 3b). Such poor correlation between ionospheric absorption and stratospheric temperature and also the non-compensating changes in L are found for another frequency, about 1.45 MHz equivalent at vertical incidence [SCHWENTEK 1968].

Considering tables of ΔT , ΔL and ΔR_z for the days of stratospheric warming, it was found that negative values of ΔL did not necessarily correspond to a decrease in solar activity. In fact, there were some days on which both ΔT and ΔR_z were positive while ΔL was negative.

4. Variations during winters 1963–64 and 1964–65

Day-to-day variations are expressed as deviations from monthly mean values. Fig. 4 shows the day-to-day departures of L , T and R_z for the four winter months of 1963–64. It may be noticed that until 20 November, 1963 all these quantities varied in rather similar manner; later, the changes in L closely followed those in T until about 10 February, 1964 during recurrent warmings, with some anticorrelated events also in the interval 5–17 January, 1964. There does not seem to be any significant correlation between the day-to-day variations of L and R_z during the above period. It should also be pointed out that ΔL is not a singular linear function of ΔT even for their departures in the same direction. A regression line has been drawn through the scatter-plot for all the four winter months of 1963–64 when $\Delta T > +4^{\circ}\text{C}$ in Fig. 3b; it is almost parallel to the ΔT -axis (slope -0.06). However, if points for two midwinter months only are taken, the slope is about 0.6, with negative values of ΔL for temperature increases less than about 5°C .

In winter 1964–65, the correlation between variations of ionospheric absorption and 10 mb-level temperature was practically nil (Fig. 5). There was also no large day-to-day variability in L despite the fact that large variations of about $\pm 15^{\circ}\text{C}$ did occur in the stratospheric temperature. Thus the day-to-day variability in L and its correlation with T are conspicuously different from one winter to another winter. The question then arises, 'Can the stratospheric warming be directly responsible for the winter anomaly of (enhanced) ionospheric absorption?'

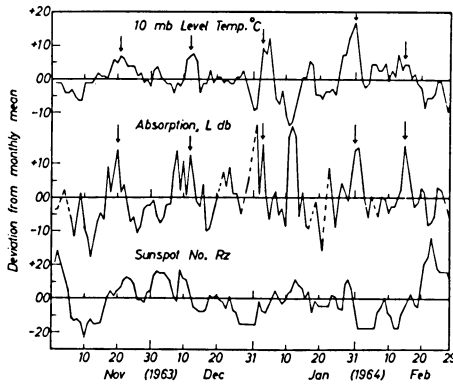


Fig. 4: Day-to-day variations in ionospheric absorption compared with those of 10 mb-level temperature and sunspot number during the winter 1963–64. Vertical arrows identify events of increase in absorption associated with stratospheric warming.

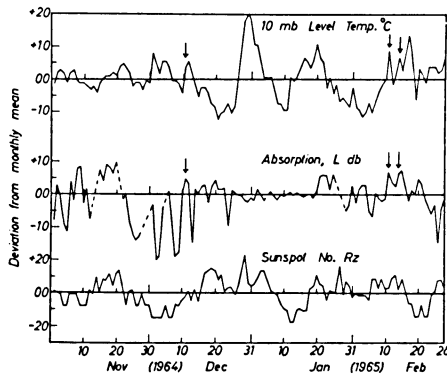


Fig. 5: Day-to-day variations of ionospheric absorption compared with those of 10 mb-level temperature and sunspot number during the winter 1964–65.

5. Estimate of Winter Anomaly in Absorption

In order to get the seasonal variation of ionospheric absorption, we must first normalize with respect to the sunspot number, i.e. a relation must be found between the 12-month running mean of absorption and sunspot numbers. Fig. 6 shows this relation for the whole sunspot cycle 1957–1969. Running average of R_z began to decrease in 1969. They did not go beyond 120 as compared to about 200 for the 1958 maximum. It is seen that the absorption for the descending part of the solar

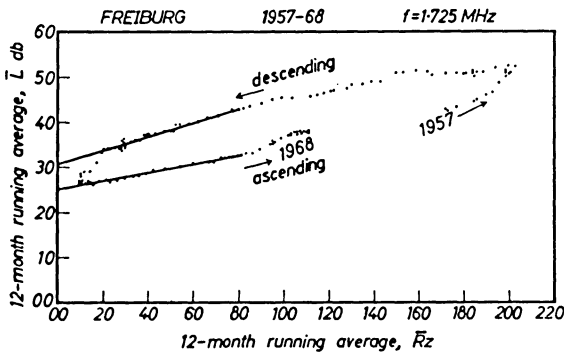


Fig. 6: Variation of ionospheric absorption with sunspot number. Seasonal influence is removed by taking 12-monthly running averages.

cycle is higher than that for the ascending part. Slopes near the sunspot minimum are slightly different for the parts of the cycle. If we write

$$\bar{L} = a(1 + b\bar{R}_z) \quad (1)$$

then the mean values of a and b for the years 1963–65 are 28 and 0.0043 respectively. The factor ' a ' is absorption for zero sunspot number and depends on the zenith distance of the sun. It can be expressed as

$$a = \frac{\bar{L}}{1 + b\bar{R}_z} = A \cos^n \chi \quad (2)$$

where the constant of proportionality A gives absorption for zero sunspot number when the sun is at the zenith. The above expression can be rewritten in the form

$$\log \frac{\bar{L}}{1 + b\bar{R}_z} = \log A + n \log (\cos \chi) \quad (3)$$

values of R_z and noon L (12 hr U.T.) for each month of the three years 1963–65 are substituted in the left hand side of Eq. (3) and plotted against $\log(\cos \chi)$ for the corresponding month. $\cos \chi$ is taken for 12 h U.T. on the fifteenth day of the month.

The points plotted in Fig. 7 refer to individual months separately for each of the three years. Except for December and January all points are within two boundary lines showing upper and lower limits of variation. Surprisingly, the slope of these lines is almost equal to that reported by APPLETON and PIGGOTT [1954], BIBL and RAWER [1951] and SCHWENTEK [1967]. A dark full line is drawn midway between

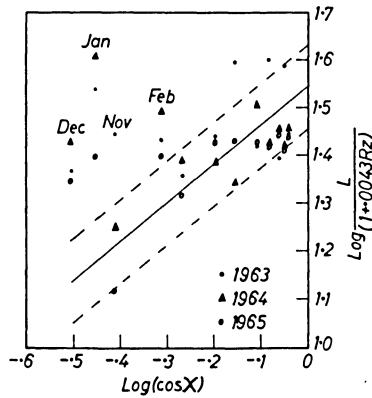


Fig. 7: Variation of 'a' with $\cos \chi$ taking monthly mean values of absorption separately for 1963, 1964 and 1965. The broken lines roughly indicate the upper and lower limits of seasonal changes, if anomalous values are neglected.

the two boundary lines just to show approximately the dependence of 'a' on $\cos \chi$ near sunspot minimum. 'A' is found equal to 35.08 and 'n' equal to 0.80. The scatter of points probably results from the use of same mean value of 'b' for all months. The largest anomaly occurred in January 1964 and it is about $166\% \pm 20\%$ of the value given by the mean line. If, instead of all days in a month, only days on which absorption remained within ± 8 db of the monthly mean are taken, thereby discarding the days of abnormally large or small absorption, the values obtained for 'A' and 'n' are 33 and 0.74 respectively. This means that there are only some days in midwinter for which the absorption is unusually large and these cause the increase of the monthly mean value. There are some days of unusually low absorption too, but the nett larger increase surpasses the decrease. These findings confirm those reported by SCHWENTEK [1968] from the study of ionospheric absorption by A3 method over a solar cycle.

6. Conclusions and Discussion

1. The 27-day running average of the 10 mb-level temperature shows a symmetrical seasonal variation with a maximum in June–July. The variation of ionospheric absorption on 1.725 MHz shows an additional influence of the solar activity.
2. The day-to-day variability of stratospheric temperature and of ionospheric absorption is quite large in winter months. However, the variability in absorption changes from one year to another, though that of the 10 mb-level temperature may not.
3. It appears that not all stratospheric warmings are accompanied by enhanced ionospheric absorption. Only in the midwinter of 1963–64 there was a larger

number of instances of increased than decreased L for increased 10 mb-level temperature.

4. The anomalous increase of L in winter does not follow a linear relation with the increase of 10 mb-level temperature.
5. The highest winter anomaly observed in January 1964 during the sunspot minimum years was found to be about $(166\% \pm 20\%)$ of the value expected "normally", i.e. after a $\cos \chi$ -law.

It appears from the above that the cause of enhanced ionospheric absorption during the winter anomaly might not be stratospheric warming alone. ROWE et al. [1969] and BEYNON and WILLIAMS [1970] have shown that the electron collisional frequency is of secondary importance and the increase in electron density could well account for the enhanced absorption on some winter days. In a coordinated rocket flight measurement, SECHRIST et al. [1969] found an increase of ionization density at about the level of D-layer maximum on a day of anomalous increase in absorption. GREGORY and MANSON [1970] have shown the coincidence of a pressure ridge at 10 mb-level and the increase in absorption at Christchurch, New Zealand. SHRESTHA observed large undulations in ground level pressure at Brisbane (27.5° S, 152.9° E) on days of large f_{\min} values. All these evidences suggest that the anomalous increase in absorption may be caused by the changes in gas composition and in production and loss rates of electrons in the lower ionosphere when there are occasional reversals in the normal wind system at midlatitudes in the stratosphere. From a comparison of ionospheric absorption with stratospheric temperature, pressure and the E-layer critical frequency, SCHWENTEK [1968] suggested a change in the whole structure of the atmosphere from ground level up to the E-layer on days of anomalous increases in ionospheric absorption.

Acknowledgements

The authors wish to express their grateful thanks to Prof. K. RAWER, now Director, Arbeitsgruppe für Physikalische Weltraumforschung, Freiburg, Fed. Rep. of Germany, for his interest in our studies. We are also grateful to the late Prof. R. SCHERHAG of Institute of Meteorology and Geophysics, Free Berlin University, West Berlin, for supplying the stratospheric temperature data books. One of the authors (B. M. Patel) is thankful to the Indian Council of Scientific and Industrial Research for grant of a research fellowship.

References

- APPLETON, E. V. and W. R. PIGGOTT: Ionospheric absorption measurements during a sunspot cycle. *J. Atmosph. Terr. Phys.*, 5, 141–172, 1954.
- BELROSE, J. S., I. A. BOURNE and L. W. HEWITT: A preliminary investigation of diurnal and seasonal changes in electron distribution over Ottawa, Churchill and Resolute Bay. *Proc. Conf. 'Propagation Studies in Lower Ionosphere'*, Ottawa, 167–186, 1967.

- BEYNON, W. J. G. and E. R. WILLIAMS: Electron density in the lower ionosphere and the winter anomaly in h.f. absorption. *J. Atmosph. Terr. Phys.*, 32, 1325–1329, 1970.
- BIBL, K. and K. RAWER: Les contributions des region D et E dans les mesure de l'absorption ionospherique. *J. Atmosph. Terr. Phys.*, 2, 51–65, 1952.
- BOSSOLASCO, M. and A. ELENA: Absorption de la couche D et temperature de la mesosphere. *C. R. Acad. Sci. (Paris)*, 256, 4491–4493, 1963.
- BOWHILL, S. A., E. A. MECHTLY, C. F. SECHRIST and L. G. SMITH: Rocket ionization measurements on a winter day of high absorption. *Space Res. VII*, 246, 1967.
- DIEMINGER, W.: D-region phenomena associated with meteorological influences. NATO adv. Study Inst. Conf., Lindau. 19 Sept. – 1 Oct., 1966, publ. in: RAWER, K. (Edit.) *Winds and Turbulence in Stratosphere, Mesosphere and Ionosphere*, North-Holland Publ. Comp., Amsterdam 1968.
- DIEMINGER, W., G. ROSE and H. U. WIDDEL: On the existence of anomalous radio wave absorption during winter at 40°N latitude. *J. Atmosph. Terr. Phys.*, 28, 317–318, 1966.
- GREGORY, J. B. and A. H. MANSON: Seasonal variation of electron densities below 100 km at midlatitudes-III, Stratosphere-Ionosphere Coupling. *J. Atmosph. Terr. Phys.*, 32, 837–852, 1970.
- JONES, E. S. O. and W. J. G. BEYNON: Ionospheric radio wave absorption studies at midlatitudes. Proc. Conf. 'Propagation Studies in Lower Ionosphere'. Ottawa, 646–651, 1967.
- KOTADIA, K. M. and B. M. PATEL: Lunar variation in ionospheric absorption of radio waves on different frequencies at midlatitude station. *J. Atmosph. Terr. Phys.*, 31, 621–630, 1969.
- LAUTER, E. A. and G. ENTZIAN: Überwachung der tiefen Ionosphäre mit Hilfe der Quasi-Phasenmessung im Langwellenbereich (100–200 KHz), II. Ergebnisse, Veröffentlichungen der NKGK der DDR, 11, 77–97, 1966.
- LAUTER, E. A. and P. TRISKA: Annual pattern of ionospheric absorption in the medium and long-wave ranges. *Geomag. Aeronom.* 5, 822–825, 1965.
- PIGGOTT, W. R.: Collision Frequencies in the D-region and Stratospheric-mesospheric relations. *Progr. Rad. Sci.*, 1963–66, Part I (URSI), 826–862, 1966.
- ROWE, J. N., A. J. FERRARO, H. S. LEE and A. P. MITRA: Changes in electron density and collision frequency at University Park, Pennsylvania during stratospheric warming of 1967–68. *J. Atmosph. Terr. Phys.*, 31, 1077–1084, 1969.
- SCHWENTEK, H.: Ähnlichkeiten im jahreszeitlichen Verhalten der Stratosphäre und der D- und E-Schicht der Ionosphäre. *Zeitschr. f. Geophys.*, 34, 123–146, 1968.
- : The trend of the amount of winter anomaly of ionospheric absorption from 1956 to 1966. *J. Atmosph. Terr. Phys.*, 29, 1169–1173, 1967.
- SECHRIST, C. F., R. A. MECHTLY, J. S. SHIRKE and J. S. THEON: Coordinated rocket measurements on the D-region winter anomaly-I. *J. Atmosph. Terr. Phys.*, 31, 145–153, 1969.
- SECHRIST, C. F.: A theory of the winter absorption anomaly at midlatitudes. *J. Atmosph. Terr. Phys.*, 29, 113–136, 1967.
- SHAPLEY, A. H.: Relations between stratosphere and mesosphere. NATO adv. Study Inst. Conf., Lindau, 19 Sept. – 1 Oct. 1966.

SHAPLEY, A. H. and W. J. G. BEYNON: 'Winter Anomaly' in ionospheric absorption and stratospheric warming. *Nature*, 206, 1242–1243, 1965.

SHRESTHA, K. L.: Anomalous ionospheric absorption and microbarometric activity at ground level. *J. Atmosph. Terr. Phys.*, 33, 213–219, 1971.

SMITH, R. A., T. N. R. COYNE, R. G. LOCK and I. A. BOURNE: Small perturbation wave interaction in the lower ionosphere, Part 3, Measurements of electron densities. *Proc. Conf. 'Propagation Studies of the Lower Ionosphere'*, Ottawa, 335–357, 1967.

THOMAS, L.: The electron density distribution in the D and E regions during days of anomalous radio wave absorption in winter. *J. Atmosph. Terr. Phys.*, 30, 1211–1217, 1968.

Horizontal Electric Fields in the Ionosphere Derived from Air Electric Measurements

R. MÜHLEISEN¹), H.-J. FISCHER, and H. HOFMANN, Weissenau

Eingegangen am 20. Oktober 1971
(in überarbeiteter Fassung am 30. Dezember 1971)

Abstract: Horizontal electric fields with field strengths up to 8 V/km with direction NE – SW or vice versa have been derived from simultaneous measurements of the ionosphere potentials in Middle Europe and over the Equator. Those fields have been observed only during the invasion of solar particles into the earth's atmosphere.

Zusammenfassung: Horizontale elektrische Felder mit Feldstärken von bis zu 8 V/km wurden von gleichzeitigen Messungen des Ionosphärenpotentials über Mitteleuropa und über dem Äquator abgeleitet. Die Feldkomponenten zeigen teilweise in Richtung NO–SW, teilweise in die umgekehrte Richtung. Solche horizontalen Felder wurden nur nach solaren Ereignissen beobachtet und zwar während des Einfalls der niederenergetischen solaren Partikel in die Erdatmosphäre.

In 1969 atmospheric electric measurements with balloon radiosondes have been made on board the research vessel "Meteor" during its station at the Equator [MÜHLEISEN and RIEKERT 1970]. From continuous records of the potential gradient between sea surface and top height of the balloon ascent the voltage between earth and the higher layers in the atmosphere has been calculated by integration. 15 times similar balloon ascent measurements have been undertaken in Weissenau (South Germany) simultaneously in order to test WILSON's theory of the air electric global circuit. According to this theory thunderstorms should act as generators driving currents over the ionosphere and the earth surface through the fine weather atmosphere, so that the voltage between ionosphere and earth should be equal all over the globe at the same time.

Before 1969 no observations indicated a clear deviation from WILSON's theory. But some doubts came up from theoretical considerations taking into account dynamo voltages in the ionosphere due to vertical movements and geomagnetic disturbances [OBAYASHI 1964, MAEDA 1964, FÄLTHAMMAR 1969, WEBB 1969]. After measurements in the ionosphere and in the magnetosphere electric field strengths resulted in the

¹ Prof. Dr. R. MÜHLEISEN, Astronomisches Institut der Universität Tübingen (Außenstelle Weissenau), 7981 Weissenau/Rasthalde.

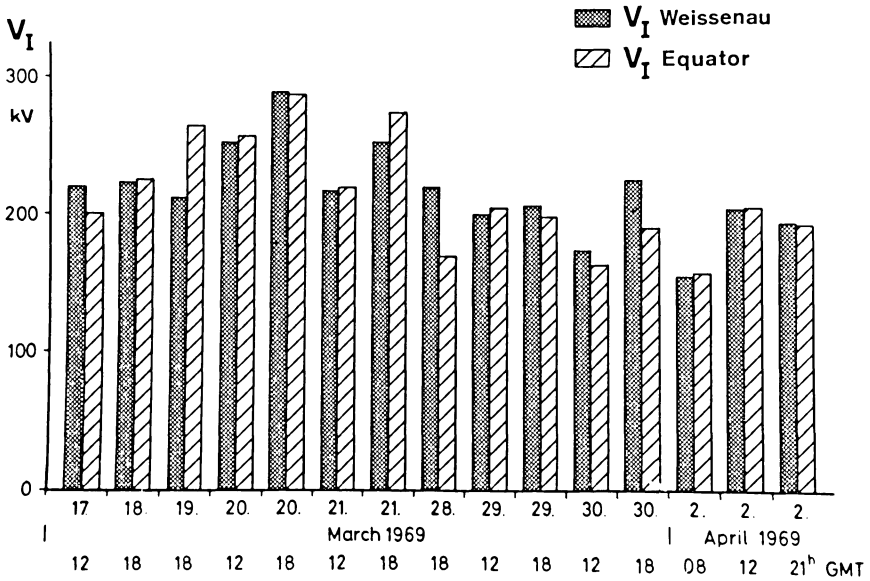


Fig. 1: Ionosphere potentials obtained by 30 simultaneous balloon ascents with potential gradient radiosondes (15 ascents at Weissenau [South Germany] and 15 at the Equator, 32° 30' W, from board of the research vessel "Meteor").

order of magnitude of several V/km. In the past it seemed to be improbable that these fields can be detected by measurements at the ground or in the lower atmosphere.

The results of our determination of the voltage between ionosphere and earth from March 17th until April 2nd 1969 have been published in an earlier paper of MÜHLEISEN [1971] and are shown again in Fig. 1. One can see that in 10 out of 15 cases of simultaneous balloon ascents the ionosphere potential over the Equator (32°, 30' W; geomagnetic coordinates 9.2°N, 37,1°E) and the potential over Weissenau (47° 45' N, 9° 35' E; geomagnetic coordinates 48.7°N, 90,8°E) are almost the same with a standard deviation of about $\pm 2\%$. This is less than our estimated value of error up to now and indicates a great accuracy of our measurements.

But in 5 cases the potentials over the Equator and Weissenau measured at the same time are not equal. After intensive checking of our data we correlated these cases of differences with solar events. Fig. 2 indicates the chronological course of these events with medium and larger radio bursts of type IV and the time and potential differences of all 15 pairs of balloon ascents. The surprising result of our evaluation was the fact that in all these 5 cases a stronger solar event existed just 16 to 40 hours before the point of time of the simultaneous balloon ascents at both places. On the other hand all 10 cases without differences lie outside that interval. This means that

exactly during the invasion of particles of the solar wind into the earth atmosphere and during geomagnetic disturbances horizontal fields have been generated.

From our measurements at 5 different dates we can derive

a maximum field strength of 8 V/km

averaged over a distance of 6600 km. The component of the electric field points partly NE to SW, partly vice versa. This seems to be in a good consistency with other measurements with rockets and balloons [HAERANDEL and LÜST 1969, MOZER and SERLIN 1969] which have been made as point measurements. But it is now the first time that horizontal potential differences could be derived from atmospheric electric measurements at two places in a greater distance on the globe.

From our results it becomes evident that WILSON'S theory is right most of the time, but during geomagnetic disturbances an additional generator in the ionosphere is acting besides the thunderstorms modifying the up to now simple picture of an air electric global circuit and penetrating the higher layer of the atmosphere down to the lower part.

Finally one word should be said about the correlation between solar events and the time of our measurements. The best agreement has been reached by using the date and time of solar radio bursts of type IV, as it is shown in Fig. 2. The information about these events came from the Catalogue of Solar Type IV Radio Events – Supplements

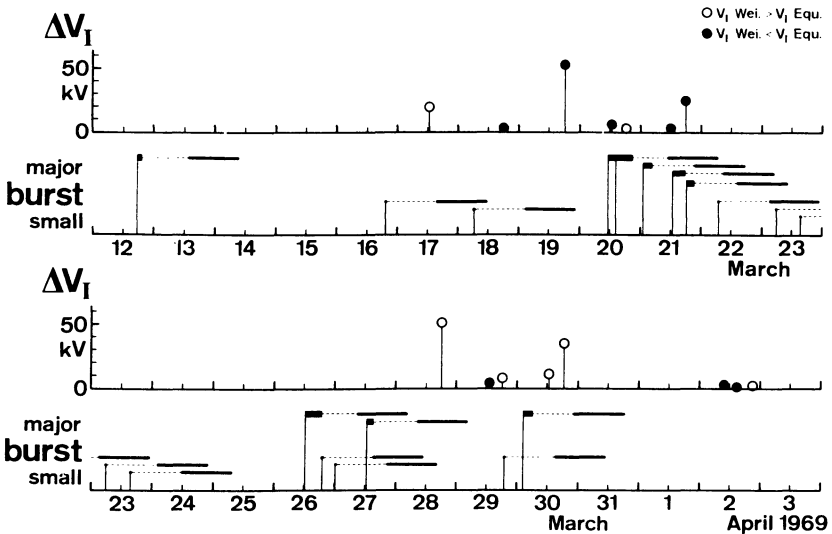


Fig. 2: Horizontal ionosphere potential differences ΔV_I from March 12th till April 3rd 1969 in connection with the temporal sequence of solar radio bursts type IV, and the arrival time intervals of solar particles after it (..... —).

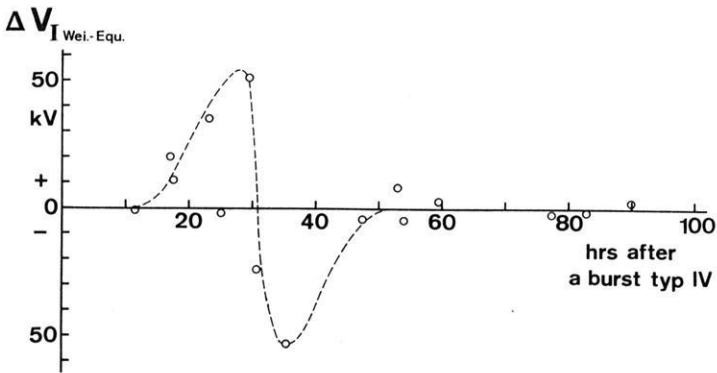


Fig. 3: Horizontal potential differences ΔV_I between Weissenau and Equator as a function of the time after significant solar type IV radio bursts.

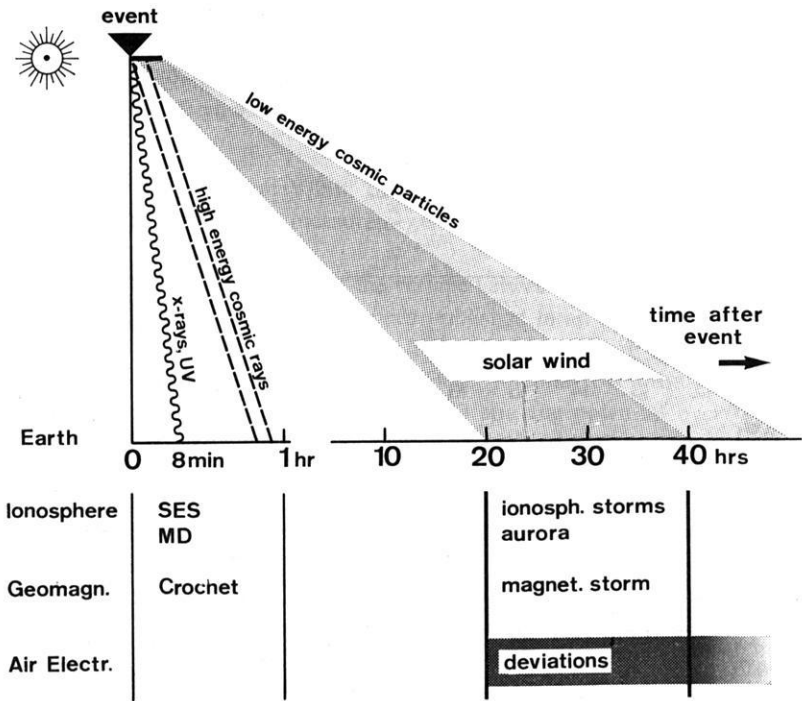


Fig. 4: A schematic picture of solar events and the following effects on the Earth together with air electric deviations in the upper atmosphere.

Series of Solar Data of the Heinrich-Hertz-Institute Berlin-Adlershof, Vol. II (1971) No. 5. If one draws the potential differences ΔV_I in function of the time after the previous solar event, then one sees in Fig. 3 a clear picture of air electric deviations 16–40 hours after an event. The potential of the ionosphere over South Germany is mostly higher but also lower than over the Equator. Other attempts of correlation with events of SES of importance 2 or greater (sudden enhancement of signal strength of VLF-stations) led to a similar result. Also the correlation with other data for example with geomagnetic indices K_p etc. was partly successful. Because of the fact that the potential differences ΔV_I have the largest values 16–40 hours after strong events, the interrelationship between ΔV_I and the arrival of low energetic particles from the sun seems to be likely. Therefore one has to introduce the air electric deviations from an equipotential ionosphere into the same interval in which the aurorae, the ionospheric and magneospheric storms etc. occur (Fig. 4).

Acknowledgement

The observations could be made during the Atlantic expedition 1969 of the research vessel "METEOR" sponsored by the Deutsche Forschungsgemeinschaft.

References

- FÄLTHAMMAR, C. G.: Electric Fields in Space – A Survey. Planet. Electrodyn. 2, 225–243, 1969.
- HAERANDEL, C., and R. LÜST: Electric Fields in the Upper Atmosphere, Planet. Electrodyn. 2, 381–399, 1969.
- MAEDA, H.: Electric Fields in the Magnetosphere Associated with Daily Geomagnetic Variations and their Effects on Trapped Particles. J. Atmosph. Terr. Phys. 26, 1133–1138, 1964.
- MOZER, F. S., and R. SERLIN: Magnetospheric Electric Field Measurements with Balloons. J. Geophys. Res. 74, 4739–4754, 1969.
- MÜHLEISEN, R.: Neue Ergebnisse und Probleme in der Lufterlektrizität. Z. Geophys. 37, 759–793, 1971.
- MÜHLEISEN, R., and H. RIEKERT: Lufterlektrische Messungen auf dem Meer - Teil 2. „Meteor“ Forsch.-Ergebnisse, Reihe B, No. 5, 23–45, 1970.
- WEBB, W. L.: Global Electrical Structure Planet. Electrodyn. 2, 245–275, 1969.
- OBAYASHI, T.: The Electrical State of the Upper Atmosphere. J. Geomagn. Geoelectr. 15, 133–147, 1964.

SEISMISCHE MESSUNGEN UNTER TAGE



VORFELDAUFKLÄRUNG IM KOHLEBERGBAU

SALZRAND-BESTIMMUNGEN

**ERKUNDUNG VON
ERZLAGERSTÄTTEN**



**PRAKLA-SEISMOS GMBH · 3000 HANNOVER · HAARSTRASSE 5
POSTFACH 4767 · RUF: 80721 · TELEX: 922847 · TELEGR.: PRAKLA**

Amsterdam · Ankara · Brisbane · Djakarta · Kuala-Belait · Lima · London
Madrid · Mailand · Rangun · Rio de Janeiro · Teheran · Tripolis · Wien

Seismische Erkundung

Von Dr. Tech. Sci. J. J. GURWITSCH

Aus dem Russischen übertragen
von Dr. Heinz Bartsch, Freital i. S.

1970. Mit 273 Abbildungen
699 Seiten. Ganzleinen DM 148,—

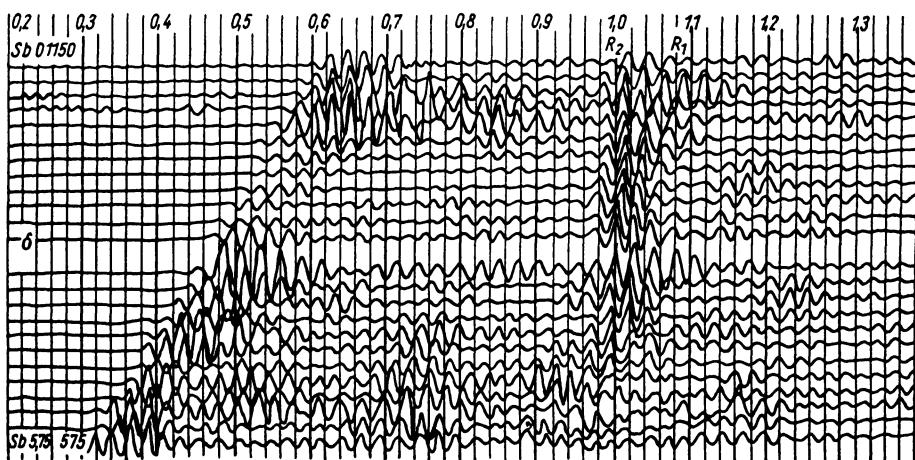


Abb. 163 b.
Feldseismogramm mit den
Wellen R_1 und R_2 etwa
gleicher Amplitude (Material
des Grusinischen Geo-
physikalischen Kontors).
Sb Schußbohrung.

Geophysikalische Verfahren zur Erkundung von Lagerstätten nehmen heute aufgrund ihrer relativ geringen Kosten und ihrer hohen Effektivität mehr und mehr an Bedeutung zu. Die seismische Erkundung stellt dabei die wichtigste Methode dar.

Aus der Laufzeit der Wellen und dem Charakter der Schwingungen kann Tiefenlage und Form jener geologischen Grenzflächen bestimmt werden, an denen Reflexion oder Führung von seismischen Wellen erfolgt. Weiterhin sind Rückschlüsse auf die Zusammensetzung der Gesteine möglich, die von den Wellen auf ihrem Wege durchlaufen wurden. Die Neigungswinkel geologischer Schichten in einem sedimentären Schichtpaket können selbst noch in großen Tiefen mit hoher Genauigkeit bestimmt werden. Aufgrund dieser Tatsache finden die seismischen Erkundungsverfahren bei regionalgeologischen Untersuchungen wie auch bei der Lösung strukturgeologischer Probleme in der Erdöl- und Erdgaserkundung breiteste Anwendung. Weiterhin spielen sie eine wesentliche Rolle bei der Suche nach Kohle-, Steinsalz-, Bauxit- und anderen nutzbaren Lagerstätten, ebenso wie bei der Durchführung verschiedener ingenieurgeologischer Aufgaben. In letzter Zeit werden sie auch zur Lösung spezieller Fragen der Erzgeophysik herangezogen.

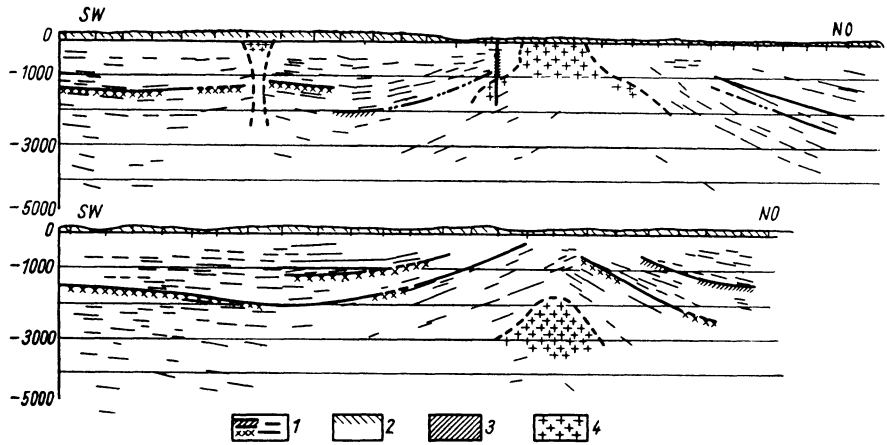
Das Werk schildert die physikalischen und geologischen Grundlagen seismischer Erkundungsverfahren sowie die Grundaufgaben der Theorie der Laufzeitkurven reflektierter, gebrochener und anderer Wellen. Es behandelt die Theorie der eine seismische Apparatur aufbauenden Einheiten und beschreibt moderne Ausführungen der Geräte. Die Methoden der Interpretation seismischer Beobachtungen sowie die technische und methodische Durchführung seismischer Untersuchungsarbeiten erfahren eine ausführliche Darstellung.



Abb. 262.

Seismische Profile nach erkundungsseismischen Ergebnissen über Salzkuppelstrukturen der Dnjepr-Don-Senke (nach B. A. Raicher) [268].

- 1 Reflexionselemente und seismische Phantomhorizonte;
- 2 tertiäre und quartäre Ablagerungen;
- 3 Ablagerungen des Unterkarbons;
- 4 Salz.



Inhaltsübersicht

Seismische Wellen im unbegrenzten Medium. Zerlegung der Schwingungen. Seismische Wellen in geschichteten Medien. Geologische Grundlagen der seismischen Erkundung. Zeitfeld und Laufzeitkurven. Laufzeitkurven von Wellen in vielschichtigen ungestörten Medien. Grundlagen der Theorie der linearen Registrierensysteme. Seismographen. Seismische Verstärker. Registrier- und Hilfsapparaturen. Interferenz-Registriersystem. Seismische Stationen. Bearbeitung der Seismogramme. Zusammenstellung und Korrektur der Laufzeitkurven. Geschwindigkeitsbestimmung in der Deckschicht. Konstruktion seismischer Grenzflächen nach der Methode der mittleren Geschwindigkeiten. Konstruktion seismischer Grenzflächen in inhomogenen Medien. Konstruktion seismischer Tiefenprofile und Karten. Organisation und Technik der Feldarbeiten. Methodik erkundungsseismischer Feldarbeiten. Arten und Beispiele für den Einsatz erkundungsseismischer Methoden. — Schlußwort. Literatur. Sachregister.

Lehrbuch der Angewandten Geologie

2 Bände

Herausgegeben von Prof. Dr. A. BENTZ und Prof. Dr. H. J. MARTINI

Band I Allgemeine Methoden

Kartierung, Petrographie, Paläontologie, Geophysik, Bodenkunde

Herausgegeben von A. BENTZ †

1961. Mit 468 Abbildungen, 75 Tabellen und 3 farbigen Tafeln. XII, 1071 Seiten.

Ganzleinen DM 145,—

... Ein neues, modernes Grundlagenwerk auf diesem für unsere heutige Welt so entscheidenden Fachgebiet, das im gesamten deutschen Sprachraum einzig in seiner Art ist, das den Geologen mit den modernsten Geräten und Arbeitsmethoden auf praktisch-geologischem Gebiet bekannt macht und das über alle Fragen der Angewandten Lagerstättenforschung erschöpfend Auskunft zu geben vermag ...
Bergbauwissenschaften

... Alles in allem: das Standardwerk!
Umschau in Wissenschaft und Technik

Band II, Teil I Geowissenschaftliche Methoden

Erster Teil: Methoden zur Erforschung der Lagerstätten von Erzen, Kohle, Erdöl, Salzen, Industrie-Mineralen und Steinen und Erden

1968. Mit 457 Abbildungen und 112 Tabellen. XIX, 1354 Seiten. Ganzleinen DM 234,—

Teil II Geowissenschaftliche Methoden

Zweiter Teil: Hydrogeologie, Ingenieur-, Talsperren- und Wasserbaugeologie, Mathematische Verfahren, Bohrprobenbearbeitung, Luftbildgeologie. Vermessung

1970. Mit 101 Abbildungen und 302 Tabellen. XII, 794 Seiten (S. 1357—2151).

Ganzleinen DM 157,—

Mit Register für Teil I und II



FERDINAND ENKE VERLAG STUTTGART